

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

№
стенда

26 марта, суббота – 2 стендовая сессия

Стр.

РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА – 1

- | | | |
|--------------|---|-----|
| Сб 1 | <p>В.В.АНТИПОВ¹, Д.В.ИРЖАК², С.А.ЩЕТИНКИН³, Д.В.РОЩУПКИН².</p> <p><i>¹Московский институт стали и сплавов, Москва, Россия. ²Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Моск. обл., Россия. РНЦ Курчатовский институт, Москва, Россия.</i></p> <p>Исследование границ в регулярных доменных структурах, сформированных послеростовым методом в сегнетоэлектрическом кристалле LiNbO₃.</p> | 261 |
| Сб 2 | <p>А.КУЮМЧЯН¹, В.КОН², И.СНИГИРЕВА³, А.СНИГИРЕВ³, А.ИСОЯН¹, С.КУЗНЕЦОВ¹, В.АРИСТОВ¹, Е.ШУЛАКОВ¹.</p> <p><i>¹Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Моск. обл., Россия. ²РНЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия. ³ESRF, Grenoble, France.</i></p> <p>Исследования рентгенооптических свойств системы на основе двух зонных пластинок.</p> | 263 |
| Сб 3 | <p>Д.В.ЛЕВОНЯН¹, В.Р.КОЧАРЯН², Г.К.ХАЧАТУРЯН².</p> <p><i>¹Ереванский государственный университет, ²Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван, Армения.</i></p> <p>Рентгенодифракционное изображение поверхностной акустической волны в скользящей геометрии Брэгга-Лауэ.</p> | 265 |
| Сб 4 | <p>А.Н.АРТЕМЬЕВ¹, А.А.СНИГИРЕВ², В.Г.КОН¹, И.И.СНИГИРЕВА², Н.А.АРТЕМЬЕВ^{1,3}, М.В.ГРИГОРЬЕВ⁴, С.С.ПЕРЕДКОВ⁵, Л.С.ГЛИКИН⁶, М.В.ЛЕВТОНОВ⁶, В.В.КВАРДАКОВ¹, А.В.ЗАБЕЛИН¹, А.Г.МАЕВСКИЙ¹.</p> <p><i>¹ФГУ РНЦ «Курчатовский Институт», Москва, Россия. ²European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, France. ³Laboratoire d'Optique Appliquee, ENSTA, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France. ⁴Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка, Россия. ⁵MAXLAB, Lund University, Lund, Sweden. ⁶НПО «Мехатрон», Зеленоград, Россия.</i></p> <p>Планарные параболические рентгеновские преломляющие линзы из стеклографита.</p> | 267 |
| Сб 5 | <p>Н.В.КОВАЛЕНКО¹, С.В.МЫТНИЧЕНКО², В.А.ЧЕРНОВ¹.</p> <p><i>¹Институт ядерной физики СО РАН, ²Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, Новосибирск, Россия.</i></p> <p>Адиабатический инвариант Рэлея в когерентной рентгеновской дифракции и оптике.</p> | 269 |
| Сб 6 | <p>С.В.НЕКИПЕЛОВ¹, А.С.ВИНОГРАДОВ², В.Н.СИВКОВ¹, Д.В.СИВКОВ¹.</p> <p><i>¹Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия. ²Институт физики Санкт-Петербургского государственного университета, С.-Петербург, Россия.</i></p> <p>Сечения поглощения пленок 3d –переходных металлов в интервале энергий 250 - 1400 эВ.</p> | 271 |
| Сб 7 | <p>А.Е.ГРИЩЕНКО¹, А.П.ПЕТРАКОВ², В.К.ТУРКОВ², Д.РОЙЗАРД³.</p> <p><i>¹Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург, Россия. ²Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия. ³Groupe ENSIC, Nancy, France.</i></p> <p>Рассеяние рентгеновских лучей блок-сополимерами.</p> | 273 |
| Сб 8 | <p>В.И.ПУНЕГОВ^{1,2}, А.В.КАРПОВ², С.И.КОЛОСОВ².</p> <p><i>¹Отдел математики КНЦ УрО РАН, ²Сыктывкарский Государственный университет, Сыктывкар, Россия.</i></p> <p>Вычислительная диагностика многослойных дифракционных решеток: влияние формы штриха на угловое распределение отраженной интенсивности.</p> | 275 |
| Сб 9 | <p>С.И.КОЛОСОВ¹, В.И.ПУНЕГОВ^{1,2}.</p> <p><i>¹Сыктывкарский Государственный университет, ²Отдел математики КНЦ УрО РАН, Сыктывкар, Россия.</i></p> <p>Методы расчета латерально ограниченных многослойных рентгеновских зеркал.</p> | 277 |
| Сб 10 | <p>В.А.БУШУЕВ.</p> <p><i>Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия.</i></p> <p>Дифракция фемтосекундных импульсов излучения рентгеновского лазера на свободных электронах.</p> | 279 |

Сб 11	<u>В.Г.СЕМЕНОВ</u> , В.В.ПАНЧУК. <i>Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург, Россия.</i>	281
Сб 12	Планарные волноводы с отражающими слоями для рентгеновской и гамма оптики. <u>М.А.АНДРЕЕВА</u> , <u>А.Г.СМЕХОВА</u> . <i>МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия.</i>	282
Сб 13	Анализ спектров резонансного магнитного рассеяния рентгеновских лучей от магнитных многослойных структур. <u>И.А.СМИРНОВА</u> ¹ , <u>Э.В.СУВОРОВ</u> ¹ , <u>Е.В.ШУЛАКОВ</u> ² , <u>М.С.МАРТИРОСЯН</u> ² . <i>1)Институт физики твердого тела РАН, 2)Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черногловка, Моск. обл., Россия.</i>	284
Сб 14	Роль поглощения в формировании дифракционного изображения краевой дислокации расположенной в плоскости рассеяния. <u>Э.В.СУВОРОВ</u> ¹ , <u>И.А.СМИРНОВА</u> ¹ , <u>Е.В.ШУЛАКОВ</u> ² . <i>¹Институт физики твердого тела РАН, ²Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черногловка, Московская обл., Россия</i>	286
Сб 15	Особенности дифракционного изображения краевых дислокаций для двух ориентаций вектора Бюргера (<i>b</i>) относительно вектора дифракции (<i>H</i>) – $H \parallel b$ и $H \perp b$. <u>Ю.А.УСПЕНСКИЙ</u> ¹ , <u>Н.Л.ПОПОВ</u> ¹ , <u>И.А.АРТЮКОВ</u> ¹ , <u>А.В.ВИНОГРАДОВ</u> ¹ , <u>J.SEELY</u> ² , <u>V.KJORN RATTANAWANICH</u> , <u>D.WINDT</u> ⁴ . <i>¹Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия. ²Naval Research Laboratory, Space Science Division, Washington, USA. ³Universities Space Research Association, Upton, USA. ⁴Columbia University, Astrophysics Laboratory, West, USA.</i>	288
Сб 16	Определение рентгенооптических констант химически активных элементов вблизи краёв поглощения. <u>J.-M.ANDRE</u> ¹ , <u>P.JONNARD</u> ¹ , <u>E.O.FILATOVA</u> ² , <u>C.BONNELLE</u> ¹ , <u>C.MICHAELSEN</u> ³ , <u>J.WIESMANN</u> ³ . <i>¹Lab. de Chimie Physique-Matiere et Rayonnement, Universite Pierre et Marie Curie, Paris, France. ²Institute of Physics, St Petersburg University, St Petersburg, Russia. ³Incoatec GmbH, Geestacht, Germany.</i>	290
Сб 17	X-ray Raman scattering with Bragg diffraction in a La-based superlattice. <u>E.O.FILATOVA</u> ¹ , <u>P.JONNARD</u> ² , <u>J.-M.ANDRE</u> ² , <u>A.SOKOLOV</u> ¹ , <u>O.DERGUNOVA</u> ¹ . <i>¹Institute of Physics, St Petersburg University, St Petersburg, Russia. ²Lab. de Chimie Physique-Matiere et Rayonnement, Universite Pierre et Marie Curie, Paris, France</i>	292
Сб 18	X-ray reflection spectroscopy of the HfO₂/SiO₂/Si and Al₂O₃/SiO₂/Si systems in the region of the O-K absorption edge. <u>М.ЧУКАЛИНА</u> ^{1,2} , <u>А.БУЗМАКОВ</u> ² , <u>Р.СЕНИН</u> ² , <u>В.АСАДЧИКОВ</u> ² . <i>¹Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черногловка, Россия. ²Институт кристаллографии имени А.В.Шубникова РАН, Москва, Россия.</i>	294
Сб 19	Рентгеновская томография: факторы, влияющие на результат реконструкции. <u>Е.В.ШУЛАКОВ</u> . <i>Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черногловка, Моск. обл., Россия.</i>	296
Сб 20	Роль поглощения в эффекте Бормана. <u>Б.Г.ГОЛЬДЕНБЕРГ</u> , <u>В.Ф.ПИНДЮРИН</u> , <u>В.В.ЛЯХ</u> , <u>Л.А.МЕЗЕНЦЕВА</u> , <u>О.Н.БОБРОВНИКОВА</u> , <u>В.С.ЕЛИСЕЕВ</u> , <u>Е.В.ПЕТРОВА</u> . <i>Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск</i>	298
Сб 21	Изготовление концентрических зонных пластин методом динамической рентгенолитографии. <u>М.Б.АГРАНАТ</u> *, <u>Н.Е.АНДРЕЕВ</u> *, <u>С.И.АШИТКОВ</u> *, <u>А.В.ОВЧИННИКОВ</u> *, <u>Д.С.СИТНИКОВ</u> *, <u>В.Е.ФОРТОВ</u> *, <u>А.П.ШЕВЕЛЬКО</u> **. <i>*Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН, **Физический институт им. П.Н.Лебедева, Москва, Россия.</i>	300
Сб 22	Генерация рентгеновского характеристического излучения с помощью тераваттного фемтосекундного хром-форстерит лазера. <u>И.Г.ЗАБРОДИН</u> ¹ , <u>БА.ЗАКАЛОВ</u> ¹ , <u>С.ЮЗУЕВ</u> ¹ , <u>И.А.КАСЬКОВ</u> ¹ , <u>Е.Б.КЛЮЕНКОВ</u> ¹ , <u>А.Я.ЛЮПАТИН</u> ¹ , <u>Н.Н.САЛАЩЕНКО</u> ¹ , <u>Л.А.СУСЛОВ</u> ¹ , <u>А.Е.ПЕСТОВ</u> ¹ , <u>Н.И.ЧХАЛО</u> ¹ , <u>Л.А.ШМАЕНОК</u> ² . <i>¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ²Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, С.-Петербург, Россия.</i>	302
	Абсолютно калиброванный измеритель EUV мощности для аттестации и оптимизации источников излучения на 13,5 нм.	

- С6 23** А.Ю.АНДРЕЕВ, Ю.Л.РЯБОШТАН, А.А.МАРМАЛЮК. 304
 ООО «Сигм Плюс», Москва, Россия.
Улучшение фотолюминесцентных характеристик квантовых ям GaInP/AlGaInP, полученных методом МОС-гидридной эпитаксии.
- С6 24** Т.Ю.БАГАЕВА¹, В.В.ПОПОВ¹, N.J.M.HORING², Т.В.ПАХОМОВА¹. 306
¹Институт радиотехники и электроники РАН (Саратовское отделение), Саратов, Россия.
²Department of Physics and Engineering Physics, Stevens Institute of Technology, NJ, Hoboken, USA.
Возбуждение неоднородных радиационных поляритонов в двумерных экситонных системах импульсом света.
- С6 25** N.V.BAIDUS^{1,2}, А.ШАНБУН^{2,3}, M.V.DOROKHIN¹, M.I.VASILEVSKIY², P.B.DEMINA¹, M.J.M.GOMES², E.A.USKOVA¹, B.N.ZVONKOV¹. 308
¹Physico-Technical Research Institute, Nizhniy Novgorod State University, Nizhniy Novgorod, Russia. ²Centro de Fisica, Universidade do Minho, Braga, Portugal. ³LPS, Dhar Mehrz Science Faculty, Fes, Morocco
Factors influencing thermal quenching of the emission from InAs/GaAs quantum dot heterostructures.
- С6 26** М.Ю.БАРАБАНИКОВ, В.В.СТАРКОВ, Л.Г.ШАБЕЛЬНИКОВ. 310
 Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Моск. обл., Черноголовка, Россия.
Двумерные hollow-pip фотонные кристаллы.
- С6 27** В.А.БЕЛЯКОВ, В.А.БУРДОВ. 312
 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Н.Новгород, Россия.
Иерархия излучательных переходов в кремниевых квантовых точках.
- С6 28** А.М.ГИЛИНСКИЙ, Е.Н.ВАНДЫШЕВ, А.В.ЦАРЕВ, К.С.ЖУРАВЛЕВ 314
 Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия.
Влияние электрического поля на фотолюминесценцию кремниевых нанокристаллов.
- С6 29** А.П.ГОРШКОВ, И.А.КАРПОВИЧ, А.В.КУДРИН. 316
 Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия.
Исследование эффекта штарка в гетеронаноструктурах с квантовыми точками и ямами In(Ga)As/GaAs методом фотоэлектрической спектроскопии.
- С6 30** Е.А.УСКОВА², М.В.ДОРОХИН^{1,2}, П.Б.ДЕМИНА^{1,2}, Б.Н.ЗВОНКОВ², Е.И.МАЛЬШЕВА^{1,2}, Ф.З.ГИЛЬМУТДИНОВ³, Е.А.ПИТИРИМОВА¹. 318
¹Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, ²Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия. ³ФТИ УрО РАН, Ижевск, Россия
Электролюминесценция квантово-размерных гетероструктур с барьером Шоттки Ni(Co, Fe)/GaAs/InAs/GaAs.
- С6 31** Ю.Н.ДРОЗДОВ, В.М.ДАНИЛЬЦЕВ, Л.Д.МОЛДАВСКАЯ, А.В.НОВИКОВ, В.И.ШАШКИН. 320
 Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Моделирование упругой деформации квантовых точек и анализ деформационных эффектов в их оптических свойствах.
- С6 32** Д.В.ГУСЕЙНОВ, М.Ю.ЛЕБЕДЕВ, С.В.МОРОЗОВ*, А.А.ЕЖЕВСКИЙ. 322
 Нижегородский Государственный Университет им. Н.И.Лобачевского, * Институт Физики Микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Спектры фотолюминесценции в кремнии после ионной бомбардировки и механической шлифовки поверхности.
- С6 33** А.В.ЕРШОВ¹, Д.И.ТЕТЕЛЬБАУМ¹, А.И.МАШИН¹, А.Н.МИХАЙЛОВ¹, А.И.БЕЛОВ¹, Д.М.ГАПОНОВА². 324
¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ имени Н.И.Лобачевского, ²Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Люминесцентные свойства наноструктур Al₂O₃-Si, полученных методами электроннолучевого осаждения и ионной имплантации с последующим отжигом.

- С6 34** В.Г.МАНСУРОВ, Д.Д.РИ, А.Ю.НИКИТИН, А.К.ГУТАКОВСКИЙ, К.С.ЖУРАВЛЕВ, *Р.ТРОНС. 326
*Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия.. *Laboratoire d'Optique Physique, Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielles, Paris, France.*
Получение и люминесцентные свойства квантовых точек GaN в матрице AlN.
- С6 35** М.С.КАГАН¹, И.В.АЛТУХОВ¹, С.К.ПАПРОЦКИЙ¹, В.П.СЕНИС¹, И.Н.ЯССИЕВИЧ², ДЖ.КОЛОДЗЕЙ³. 328
¹Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия. ²Физико-технический институт РАН, С.Петербург, Россия. ³Университет штата Делавер, Ньюарк, США
Переходные характеристики структур SiGe/Si в режиме генерации стимулированного ТГц излучения.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ НАНОМАТЕРИАЛЫ

- С6 36** А.И.НИКИФОРОВ¹, В.В.УЛЬЯНОВ¹, О.П.ПЧЕЛЯКОВ¹, С.А.ТИЙС¹, А.К.ГУТАКОВСКИЙ¹, А.FONSECA², J.P.LEITGO², N.A.SOBOLEV². 330
 1) ИФП СО РАН, Новосибирск, Россия. 2) Departamento de Física, Universidade de Aveiro, Aveiro, Portugal.
Влияние толщины окисла Si на свойства наностроек Ge.
- С6 37** Г.А.МАКСИМОВ, Д.Е.НИКОЛИЧЕВ, Д.О.ФИЛАТОВ, А.В.НОВИКОВ¹. 332
 Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского, ¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Элементный анализ нанокластеров GeSi методом растровой Оже-микроскопии.
- С6 38** H.P.D.SCHENK, R.CZERNECKI, K. KROWICKI, G.TARGOWSKI, P.WIŚNIEWSKI, S.GRZANKA, M.KRYSKO, *P.PERLIN, *M.LESZCZYNSKI, *T.SUSKI. 334
 High Pressure Research Center "Unipress", Warsaw, Poland. *TopGaN Ltd., Warsaw, Poland.
Growth of GaN/Al_xGa_{1-x}N-based Bragg reflectors on sapphire and bulk GaN substrates by metalorganic chemical vapor deposition: Towards group III-nitride microcavities.
- С6 39** Ю.Г.АРАПОВ¹, С.В.ГУДИНА¹, В.Н.НЕВЕРОВ^{1,2}, Г.И.ХАРУС¹, Н.Г.ШЕЛУШИНИНА¹, М.В.ЯКУНИН¹, С.М.ПОДГОРНЫХ¹, Б.Н.ЗВОНКОВ³, Е.А.УСКОВА³. 336
¹Институт физики металлов УрО РАН, ²Уральский госуниверситет, Екатеринбург, Россия. ³НИФТИ ННГУ, Н.Новгород, Россия.
Квантовые поправки к продольной и холловской проводимости 2D-электронного газа в двойных квантовых ямах GaAs/n-InGaAs/GaAs в области перехода от диффузионного к баллистическому режиму.
- С6 40** В.Я.АЛЕШКИН, Л.В.ГАВРИЛЕНКО, А.А.ДУБИНОВ. 338
 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
Электронный транспорт в гетероструктурах с квантовыми ямами, легированных мелкими донорами.
- С6 41** А.В.АНТОНОВ¹, Л.В.ГАВРИЛЕНКО¹, Ю.Н.ДРОЗДОВ¹, А.А.ДУБИНОВ¹, Б.Н.ЗВОНКОВ². 340
¹Институт физики микроструктур РАН, ²НИФТИ Нижегородского государственного университета, Нижний Новгород, Россия.
Исследование слоев GaAs на релаксированном буфере InGaAs методом комбинационного рассеяния.
- С6 42** М.И.ГАРЕЕВ, В.Я.ДЕМИХОВСКИЙ. 342
 Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия.
Правила отбора для переходов между магнитными подзонами в сильном магнитном поле.
- С6 43** А.В.ГЕРМАНЕНКО¹, О.Э.РУТ¹, В.А.ЛАРИОНОВА¹, Г.М.МИНЬКОВ^{1,2}, А.А.ШЕРСТОБИТОВ^{1,2}, Б.Н.ЗВОНКОВ³. 344
¹НИИ ФПМ Уральского государственного университета им. А.М.Горького, ²Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия. ³Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия.
Антилокализация и спин-орбитальное взаимодействие в напряженных квантовых ямах InAs/InGaAs/GaAs p-типа.

- С6 44** Е.С.ДЕМИДОВ, В.В.КАРЗАНОВ, Н.Е.ДЕМИДОВА, И.С.БЕЛОРУНОВА, О.Н.ГОРШКОВ, М.О.МАРЫЧЕВ. 346
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н. Новгород, Россия.
Свойства силиката эрбия с примесью хрома в пористом кремнии.
- С6 45** В.Я.АЛЕШКИН, А.А.АФОНЕНКО*, А.А.ДУБИНОВ. 348
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. Белорусский государственный университет, Минск, Белоруссия.
Параметрическая генерация разностной моды в полупроводниковом волноводе с металлической решеткой.
- С6 46** В.Г.ДУБРОВСКИЙ^{1,2}, Г.Э.ЦЫРЛИН¹⁻⁴, Ю.Г.МУСИХИН¹, А.А.ТОНКИХ^{1,3,4}, Ю.Б.САМСОНЕНКО^{1,3}, Н.К.ПОЛЯКОВ^{1,3}, В.М.УСТИНОВ^{1,2}, P.WERNER⁴. 350
¹Физико-Технический Институт им. А.Ф.Иоффе РАН, ²Научно-образовательный комплекс «Санкт-Петербургский физико-технический научно образовательный центр РАН», ³Институт Аналитического приборостроения РАН, С.-Петербург, Россия. ⁴Max-Planck Institut für Mikrostrukturphysik, Halle, Germany.
Влияние кинетики МПЭ роста на свойства ансамблей квантовых точек в системах InAs/GaAs и Ge/Si.
- С6 47** П.Б.ДЕМИНА^{1,2}, Е.И.МАЛЫШЕВА^{1,2}, М.В.ДОРОХИН^{1,2}, Б.Н.ЗВОНКОВ², Н.В.БАЙДУСЬ², Е.А.УСКОВА². 352
¹ННГУ им. Н.И.Лобачевского, ²Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия
Влияние высокотемпературного отжига в процессе роста на оптические свойства и морфологию гетероструктур с квантовыми точками InAs/InGaAs/GaAs.
- С6 48** В.И.ЗУБКОВ¹, О.В.КУЧЕРОВА¹, А.В.СОЛОМОНОВ¹, Е.О.ЦВЕЛЕВ¹, F.BUGGE². 354
¹Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», С.-Петербург, Россия. ²Ferdinand-Braun-Institute fuer Hoehstfrequenztechnik, Berlin, Germany.
Емкостная диагностика наногетероструктур.
- С6 49** В.И.ЗУБКОВ. 356
Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», С.-Петербург, Россия.
Исследование уширенных спектров проводимости самоорганизующихся квантовых точек InAs/GaAs.
- С6 50** V.V.KOROTUYEV, V.A.KOCHELAP, A.A.KLIMOV. 358
Department of Theoretical Physics, Institute of Semiconductor Physics, Kiev, Ukraine
High frequency negative differential conductivity and THz oscillations under electron streaming in semiconductor heterostructures (linear and nonlinear analysis).
- С6 51** Ю.Ю.РОМАНОВА, Ю.А.РОМАНОВ. 360
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Динамическая локализация электронов и электромагнитная прозрачность полупроводниковых сверхрешеток в многочастотных электрических полях.
- С6 52** В.А.САБЛИКОВ, В.И.БОРИСОВ, А.И.ЧМИЛЬ. 362
ИРЭ РАН, Фрязино, Моск. обл., Россия.
Эффект выпрямления тока в квантовых контактах и проводях.
- С6 53** Т.В.ТЕПЕРИК¹, В.В.ПОПОВ¹, F.J.GARCÍA DE ABAJO². 364
¹Саратовское отделение Института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия. ²Centro Mixto CSIC-UPV/EHU and Donostia International Physics Center, San Sebastian, Spain.
Взаимодействие локализованных и свободных плазмонов на поверхности нанопористого металла.
- С6 54** D.V.KHOMITSKY¹, J.RAMMER², A.L.SHELANKOV², J.WABNIG². 366
¹Nizhny Novgorod State University, Nizhny Novgorod, Russia. ²Department of Physics, Umea University, Umea, Sweden
DC current and charge noise in tunnel junction coupled to vibrational mode.
- С6 55** И.Н.ЯССИЕВИЧ, А.А.ПРОКОФЬЕВ. 368
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия
Теория механизмов девозбуждения ионов эрбия в кремнии.

- Сб 56 О.Н.ГОРШКОВ, С.Ю.ЗУБКОВ, Г.А.МАКСИМОВ, В.А.НОВИКОВ, Д.О.ФИЛАТОВ. 370
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Самоорганизованные массивы полевых эмиттеров на основе оксида Pd.
- СВЕРХПРОВОДНИКИ, ГИБРИДНЫЕ СИСТЕМЫ
 ФЕРРОМАГНЕТИК-СВЕРХПРОВОДНИК
- Сб 57 Р.М.АЙНБИНДЕР, Г.М.МАКСИМОВА. 372
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия.
Критическое состояние двусвязного сверхпроводящего тонкопленочного контура.
- Сб 58 Д.Ю.ВОДОЛАЗОВ. 373
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
S-образные вольт-амперные характеристики квазиодномерных сверхпроводников.
- Сб 59 И.В.БОРИСЕНКО¹, Ю.В.КИСЛИНСКИЙ¹, Ф.В.КОМИССИНСКИЙ¹, 373
 К.И.КОНСТАНТИНЯН¹, Г.А.ОВСЯННИКОВ¹, Т.Ю.КАРМИНСКАЯ², В.К.КОРНЕВ²,
 И.И.СОЛОВЬЕВ².
¹Институт радиотехники и электроники РАН, ²Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия.
Гибридные гетероструктуры Nb/Au/YBaCuO из металлоксидных сверхпроводников.
- Сб 60 Н.В.КЛЁНОВ, В.К.КОРНЕВ. 375
МГУ им. Ломоносова, Москва, Россия.
Фазовый кубит на основе двухконтактного сквида с несинусоидальной ток-фазовой характеристикой джозефсоновских переходов.
- Сб 61 Л.С.МАЗОВ. 377
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
ВТСП как планарная, гибридная СП/М субнаноструктура.
- Сб 62 И.Л.МАКСИМОВ, А.А.ЕЛИСТРАТОВ, J.R.CLEM*. 379
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия.
 *Ames Laboratory and Department of Physics and Astronomy, Ames, Iowa, USA
Критический ток сверхпроводящих тонкопленочных мостиков: конкуренция объемного пиннинга и краевого барьера.
- Сб 63 М.Ю.МИХАЙЛОВ¹, О.И.ЮЗЕФОВИЧ¹, Н.Я.ФОГЕЛЬ², Ю.В.БОМЗЕ^{1,2}, Е.И.БУХШТАБ², 381
 А.Ю.АЛАДЫШКИН³, Е.Е.ПЕСТОВ³, Ю.Н.НОЗДРИН³, А.Ю.СИПАТОВ⁴, В.В.ВОЛОБУЕВ⁴.
¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина, Харьков, Украина.
²Solid State Institute, Technion, Haifa, Israel. ³Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ⁴Национальный технический университет ХПИ, Харьков, Украина.
Сверхпроводимость межфазной границы двухслойных гетероструктур на основе полупроводниковых монохалькогенидов.
- Сб 64 А.В.ГОРДЕЕВА, А.Л.ПАНКРАТОВ. 383
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Подавление шумов в устройствах быстрой однокубитной логики.
- Сб 65 М.С.КОНОНЧУК, Р.В.ПАРФЕНЬЕВ, С.Г.РОМАНОВ, А.В.ФОКИН, А.В.ЧЕРНЯЕВ, Д.В.ШАМШУР 385
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия
Нанокompозитный материал на основе твердого раствора SnTe:In в матрице опала.
- Сб 66 С.Н.ВДОВИЧЕВ, Б.А.ГРИБКОВ, С.А.ГУСЕВ, А.Ю.КЛИМОВ, Ю.Н.НОЗДРИН, 387
 В.В.РОГОВ, А.А.ФРАЕРМАН.
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Диодный эффект и увеличение критического тока в наноструктурированных гибридных F-S структурах.
- Сб 67 А.В.САМОХВАЛОВ. 389
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Резонансные моды короткого джозефсоновского контакта в поле магнитных частиц.
- Сб 68 С.Н.ВДОВИЧЕВ, Б.А.ГРИБКОВ, С.А.ГУСЕВ, Е.ИЛЬИЧЕВ*, Ю.Н.НОЗДРИН, 391
 Г.Л.ПАХОМОВ, А.В.САМОХВАЛОВ, Р.ШТОЛЬТЦ*, А.А.ФРАЕРМАН.
*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. * Institute for Physical High Technology, Jena, Germany.*
Эффекты соизмеримости в джозефсоновском контакте в поле массива магнитных частиц.

- Сб 69** М.А.СИЛАЕВ. 393
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Структура вихревой решетки в гибридной S/F системе с периодической доменной структурой.
- Сб 70** А.А.FRAERMAN, I.R.KARETNIKOVA, I.M.NEFEDOV, I.A.SHERESHEVSKIИ, 395
 М.А.SILAEV.
Institute for Physics of Microstructures RAS, Nizhny Novgorod, Russia.
Magnetization reversal of ferromagnetic nanodisk placed above a superconductor.

28 марта, понедельник – 3 стендовая сессия

НАНОФОТОНИКА – 2

- Пн 1** В.Я.АЛЕШКИН, А.В.АНТОНОВ, В.И.ГАВРИЛЕНКО, И.В.ЕРОФЕЕВА, 397
 А.В.ИКОННИКОВ, Д.В.КОЗЛОВ, О.А.КУЗНЕЦОВ†, К.Е.СПИРИН
Институт физики микроструктур РАН, †Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия.
Примесное поглощение гетероструктур Ge/GeSi с квантовыми ямами в квантующих магнитных полях.
- Пн 2** С.К.ЛАЗАРУК¹, А.В.МУДРЫЙ², А.А.ЛЕШОК¹, Д.Н.УНУЧЕК¹, В.А.ЛАБУНОВ¹. 399
¹Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
²Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, Минск, Беларусь
Электролюминесценция на длине волны 1,53 мкм в структурах на основе наноразмерного кремния, легированного эрбием.
- Пн 3** Н.В.ВОСТОКОВ, Ю.Н.ДРОЗДОВ, З.Ф.КРАСИЛЬНИК, Д.Н.ЛОБАНОВ, А.В.НОВИКОВ, 401
 А.Н.ЯБЛОНСКИЙ.
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Особенности фотолюминесценции Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков, выращенных на напряженном Si1-xGex слое.
- Пн 4** В.М.ДАНИЛЬЦЕВ, М.Н.ДРОЗДОВ, В.Р.ЗАКАМОВ, Л.Д.МОЛДАВСКАЯ, Д.А.ПРЯХИН, 430
 В.И.ШАШКИН, О.И.ХРЫКИН.
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Температурная зависимость фотолюминесценции и ИК фотопроводимость гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми точками.
- Пн 5** А.В.МУРЕЛЬ, В.М.ДАНИЛЬЦЕВ, М.Н.ДРОЗДОВ, Б.Н.ЗВОНКОВ¹, Д.ПРЯХИН, 405
 В.И.ШАШКИН.
Институт физики микроструктур РАН, ¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия.
Исследование электролюминесцентных диодов на основе гетероструктур с квантовыми точками InAs.
- Пн 6** С.В.ОБОЛЕНСКИЙ¹, В.Б.ШМАГИН², В.П.КУЗНЕЦОВ³, В.Н.ШАБАНОВ³, В.А.КОЗЛОВ², 407
Д.Ю.РЕМИЗОВ², З.Ф.КРАСИЛЬНИК².
¹Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского, ²Институт физики микроструктур РАН, ³Научно-исследовательский физико-технический институт, Н.Новгород, Россия.
Численное моделирование ударного возбуждения ионов эрбия горячими носителями в режиме электрического пробоя диодной светоизлучающей структуры Si:Er/Si.
- Пн 7** В.В.ПОПОВ¹, О.В.ПОЛИЩУК¹, М.С.SHUR². 409
¹Саратовское отделение Института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия.
²Department of Electrical, Computer, and System Engineering and RPI/IBM Center for Broadband Data Transfer, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York, USA.
Взаимодействие подзатворных и приконтактных плазмонов и генерация терагерцового излучения в полевом транзисторе с субдециметровым затвором.
- Пн 8** А.М.ЕМЕЛЬЯНОВ¹, Н.А.СОБОЛЕВ¹, Т.М.МЕЛЬНИКОВА², Н.В.АБРОСИМОВ³. 411
¹Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия. ²НПО “Орион”, Москва, Россия. ³Institute for Crystal Growth, Berlin, Germany.
Анализ спектров электролюминесценции SiGe – светодиода в области межзонных переходов.

- Пн 9** И.П.СОШНИКОВ^{1,2}, Н.Н.ЛЕДЕНЦОВ¹, О.М.ГОРБЕНКО², А.В.НОВИКОВ³, М.ШАЛЕЕВ³, 3.Ф.КРАСИЛЬНИК³, D.LITVINOV⁴, D.GERTHSEN⁴. 413
¹Физико-Технический Институт им.А.Ф.Иоффе РАН, ²Институт Аналитического Приборостроения РАН, С.-Петербург, Россия. ³Институт Физики Микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ⁴Technical University of Karlsruhe, Karlsruhe, Germany
Исследование структурных и оптических свойств гетероструктур с субмонослойными вставками Ge в матрице Si, выращенных МПЭ.
- Пн 10** И.П.СОШНИКОВ^{1,2,3}, Г.Е.ЦЫРЛИН^{1,2,3}, А.А.ТОНКИХ^{2,3}, Ю.Б.САМСОНЕНКО^{1,2,3}, В.Г.ДУБРОВСКИЙ^{1,2,3}, В.М.УСТИНОВ^{1,2,3}, О.М.ГОРБЕНКО³, D.LITVINOV⁴, D.GERTHSEN⁴. 415
¹Научно-образовательный комплекс «Санкт-Петербургский Физико-Технический Научно-образовательный Центр РАН», ²Физико-Технический Институт им. А.Ф.Иоффе РАН, ³Институт Аналитического Приборостроения РАН, С.-Петербург, Россия. ⁴Technical University of Karlsruhe Karlsruhe, Germany
Исследование атомной структуры нитевидных нанокристаллов GaAs и Al_{0,3}Ga_{0,7}As, выращенных МПЭ.
- Пн 11** Д.И.ТЕТЕЛЬБАУМ, О.Н.ГОРШКОВ, А.П.КАСАТКИН, В.А.КАМИН, В.А.НОВИКОВ, А.Н.МИХАЙЛОВ, А.И.БЕЛОВ. 417
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия.
Влияние дефектообразования и формирования нанокристаллов на оптические и люминесцентные свойства пленок GeO₂ при ионной имплантации и отжиге.
- Пн 12** А.А.ТОНКИХ^{1,2,3}, Г.Э.ЦЫРЛИН^{1,2,3}, В.Г.ТАЛАЛАЕВ³, N.D.ZAKHAROV³, P.WERNER³. 419
¹Институт Аналитического приборостроения РАН, ²Физико-Технический Институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия. ³Max Planck Institute of Microstructure Physics, Halle, Germany.
Электролюминесценция от многослойных гетероструктур Ge/Si при комнатной температуре.
- Пн 13** О.А.ШАЛЫГИНА¹, Д.А.САПУН¹, Д.М.ЖИГУНОВ¹, С.А.ТЕТЕРУКОВ¹, В.Ю.ТИМОШЕНКО¹, П.К.КАШКАРОВ¹, М.ZACHARIAS². 421
¹Московский Государственный Университет им.М.В.Ломоносова, Москва, Россия. ²Max-Planck-Institute of Microstructure Physics, Halle, Germany
Люминесцентные свойства ансамблей кремниевых нанокристаллов при высоких уровнях оптического возбуждения.
- Пн 14** Т.С.ШАМИРЗАЕВ¹, Е.Н.ВАНДЫШЕВ¹, К.С.ЖУРАВЛЕВ¹, Е.А.РАДЖАБОВ². 423
¹Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия. ²Институт геохимии СО РАН, Иркутск, Россия.
Фотолюминесценции возбуждения нанокристаллов кремния в матрице SiO₂.
- Пн 15** О.А.ШЕГАЙ¹, 3.Ф.КРАСИЛЬНИК², Д.Н.ЛОБАНОВ², А.И.НИКИФОРОВ¹, А.В.НОВИКОВ², В.В.УЛЬЯНОВ¹, Т.С.ШАМИРЗАЕВ¹. 425
¹Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия. ²Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Резонансная межзонная фотопроводимость в Si/Ge структурах с Ge квантовыми точками.
- Пн 16** О.А.ШЕГАЙ, А.Ю.БЕРЕЗОВСКИЙ, А.И.НИКИФОРОВ. 427
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия.
Межзонная фотопроводимость Si/Ge структур с Ge квантовыми точками в магнитном поле.
- Пн 17** О.А.ШЕГАЙ, А.К.БАКАРОВ, А.К.КАЛАГИН, А.И.ТОРОПОВ. 429
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия.
Резонансные особенности фотопроводимости в AlGaAs/InGaAs структурах с квантовыми точками.
- Пн 18** В.Я.АЛЕШКИН¹, А.В.АНТОНОВ¹, В.И.ГАВРИЛЕНКО¹, Л.В.ГАВРИЛЕНКО¹, Б.Н.ЗВОНКОВ². 431
¹Институт физики микроструктур РАН, ²НИФТИ Нижегородского государственного университета, Н.Новгород, Россия
Наблюдение резонанса Фано в спектре фототока в дельта-легированных донорами гетероструктурах GaAs/InGaAsP с квантовыми ямами.

- Пн 19** В.Я.АЛЕШКИН, В.И.ГАВРИЛЕНКО, А.В.ИКОННИКОВ, К.В.МАРЕМЬЯНИН, Ю.Г.САДОФЬЕВ†*, S.R.JONSON*, Y.-H.ZHANG*. 433
*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. †Рязанская государственная радиотехническая академия, Рязань, Россия. *Department of Electrical Engineering and Center for Solid State Electronic Research, Arizona State University, Tempe, USA.*
Природа отрицательной остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами.
- Пн 20** В.В.ПОПОВ¹, Т.В.ТЕПЕРИК¹, F.J. GARCÍA DE АВАХО², Д.В.ФАТЕЕВ¹. 435
¹Саратовское отделение Института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия. ²Centro Mixto CSIC-UPV/EHU and Donostia International Physics Center, San Sebastian, Spain.
Фотонные зоны поглощения в спектрах нанопористых металлических пленок.
- Пн 21** Л.В.КРАСИЛЬНИКОВА, М.В.СТЕПИХОВА, А.А.ДУБИНОВ, З.Ф.КРАСИЛЬНИК. 437
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Волноводные структуры Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si для создания лазера на Si:Er : теоретический анализ.
- Пн 22** В.Г.ЛЫСЕНКО
Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черногловка, Моск.обл. Россия.
Пикосекундная эволюция лазерной генерации в органических микрорезонаторах
- Пн 23** Ю.А.МОРОЗОВ¹, И.С.НЕФЕДОВ¹, В.Я.АЛЕШКИН², М.Ю.МОРОЗОВ³. 439
¹Институт радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия. ²Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ³Саратовский государственный университет, Саратов, Россия.
Параметрическая оптимизация брэгговских отражателей лазера с вертикальным резонатором и нелинейным преобразованием частоты.
- Пн 24** С.М.НЕКОРКИН. 442
Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия.
Особенности генерации лазера с двумя типами квантовых ям в волноводном слое при одновременной импульсной и постоянной накачке.
- Пн 25** С.М.НЕКОРКИН¹, А.А.БИРЮКОВ^{1,4}, К.В.МАРЕМЬЯНИН², В.Я.АЛЕШКИН², С.В.МОРОЗОВ², Вл.В.КОЧАРОВСКИЙ³. 443
¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, ²Институт физики микроструктур РАН, ³Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород, Россия. ⁴Department of Physics, Texas A&M University, USA.
Генерация суммарной гармоник в полупроводниковых лазерах InGaP/GaAs/InGaAs с составным резонатором.
- Пн 26** Е.Е.ОРЛОВА¹, Т.О.KLLAASSEN², J.N.HOVENIER², Е.Ф.ОРЛОВ³, А.М.БЕЛЯНЦЕВ¹, В.S.WILLIAMS⁴, S.KUMAR⁴, Н.CALLEBAUT⁴, Q.HU⁴, J.L.RENO⁴. 445
¹ИФМ РАН, Н.Новгород, Россия. ²Kavli institute of Nanosciences, TU Delft, Delft, The Netherlands. ³НГТУ, Н.Новгород Россия. ⁴MIT, Cambridge, Massachusetts, USA.
Микроантенны на базе терагерцового квантового каскадного лазера.
- ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ – 2
- Пн 27** А.Л.ТОЛСТИХИНА, Р.В.ГАЙНУТДИНОВ, Н.В.БЕЛУГИНА. 447
Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, Москва, Россия
Атомно-силовая микроскопия сегнетоэлектрических доменов в ТГС.
- Пн 28** А.Е.МУРАВЬЕВ, С.С.МИХАЙЛОВА. 449
Физико-технический институт УрО РАН, Ижевск, Россия
Исследование морфологии тонких силикатных пленок, легированных платиной.
- Пн 29** А.Н.БЕЛОВ, С.А.ГАВРИЛОВ, А.А.ТИХОМИРОВ, В.И.ШЕВЯКОВ. 450
Московский государственный институт электронной техники (ТУ), Зеленоград Моск. обл., Россия
АСМ диагностика структуры пористого анодного оксида алюминия.
- Пн 30** V.YA.SHUR¹, Е.І.ШИШКИН¹, I.S.BATURIN¹, А.Р.CHERNYKH¹, D.K.KUZNETSOV¹, А.І.ЛОВОВ¹, А.Г.ШУР¹, М.А.ДОЛБИЛОВ¹, S.KURIMURA², К.КІТАМУРА², К.GALLO³. 452
¹Ural Center for Shared Use “Scanning Probe Microscopy”, Ural State University, Ekaterinburg, Russia. ²National Institute for Materials Science, Ibaraki, Japan. ³Optoelectronics Research Center, University of Southampton, Southampton, UK.
High Resolution Investigation of the Domain Kinetics in Lithium Niobate and Lithium Tantalate Single Crystals.

- Пн 31** V.YA.SHUR, I.S.BATURIN, E.A.MINGALIEV, E.I.SHISHKIN, P.V.SAMARIN. 454
Ural Center for Shared Use "Scanning Probe Microscopy", Ural State University, Ekaterinburg, Russia.
Fast Kinetics of the Domain Structure in Lead Germanate Single Crystals.
- Пн 32** V.YA.SHUR¹, E.V.NIKOLAEVA¹, E.I.SHISHKIN¹, D.V.PELEGOV¹, G.G.LOMAKIN¹, 455
O.V.YAKUTOVA¹, A.STERNBERG².
¹*Ural Center for Shared Use "Scanning Probe Microscopy", Ural State University, Ekaterinburg, Russia.* ²*Institute of Solid State Physics, University of Latvia, Riga, Latvia*
Nanoscale Domain Structure in Relaxor Ferroelectrics: PLZT X/65/35 Ceramics.
- Пн 33** V.YA.SHUR¹, E.I.SHISHKIN¹, E.V.NIKOLAEVA¹, D.K.KUZNETSOV¹, D.V.PELEGOV¹, 457
S.N.ZHU², Y.Y.ZHU², H.T.WANG², M.N.PALATNIKOV³, I.I.NAUMOVA⁴.
¹*Ural Center for Shared Use "Scanning Probe Microscopy", Ural State University, Ekaterinburg, Russia.* ²*National Laboratory of Solid State Microstructures, Nanjing University, Nanjing, China.* ³*Institute of Chemistry and Technology of Rare Elements and Mineral Raw Materials, Kola Centre RAS, Apatity, Russia.* ⁴*Physics Department, Moscow State University, Moscow, Russia.*
Observation of As-grown Domain Structure in Doped Lithium Niobate Crystals.
- Пн 34** V.YA.SHUR¹, E.I.SHISHKIN¹, E.V.NIKOLAEVA¹, L.M.ENG², L.L.GALAMBOS³, R.O.MILES³. 459
¹*Ural Center for Shared Use "Scanning Probe Microscopy", Ural State University, Ekaterinburg, Russia.* ²*Institute of Applied Photophysics, University of Technology Dresden, Dresden, Germany.* ³*Stanford Center for Photonics Research, Stanford University, Stanford, CA, USA.*
Observation and Manipulation of Nanoscale Domain Structures in Ferroelectrics by Scanning Probe Microscopy.
- Пн 35** V.YA.SHUR¹, A.I.LOBOV¹, A.G.SHUR¹, E.I.SHISHKIN¹, S.KURIMURA², K.TERABE², 461
X.Y.LIU², K.KITAMURA².
¹*Ural Center for Shared Use "Scanning Probe Microscopy", Ural State University, Ekaterinburg, Russia.* ²*National Institute for Materials Science, Ibaraki, Japan*
New Approach to Chemical Etching as a Method of Domain Visualization in Ferroelectrics.
- Пн 36** M.-E.PISTOL, N.SKOLD, L.SAMUELSON, W.SEIFERT. 463
Solid State Physics, Lund University, Lund, Sweden.
Optical studies of strained GaAs/GaInP core-shell quantum wires.
- Пн 37** B.V.ANDRYUSHECHKIN, K.N.ELTSOV, V.M.SHEVLYUGA. 465
Center for Natural Science Research; A.M.Prokhorov General Physics Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia.
Phase transitions in chemisorbed iodine layer on Cu(110).
- Пн 38** Д.А.АНТОНОВ, Г.А.МАКСИМОВ, Д.О.ФИЛАТОВ, М.А.ПУШКИН*, В.В.ЛЕБИДЬКО*, 466
В.Н.ТРОНИН*, В.И.ТРОЯН*.
*НОЦ Сканирующей Зондовой Микроскопии Нижегородского Государственного Университета им Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия. *Московский инженерно физический институт, Москва, Россия*
СТС исследование электронных свойств нанокластеров Au на поверхности ВОПГ, полученных импульсным лазерным осаждением.
- Пн 39** Р.З.БАХТИЗИН¹, Д.В.ГАЙНУЛЛИН¹, Р.А.ХАСАНОВ². 467
¹*Башкирский государственный университет,* ²*Башкирский государственный медицинский университет, Уфа, Россия.*
Сканирующая зондовая микроскопия перспективных биоматериалов.
- Пн 40** С.Г.БЫСТРОВ, А.В.ЖИХАРЕВ. 468
Физико-технический институт УрО РАН, Ижевск, Россия
Исследование локальной химической структуры плазмополимеризованных покрытий методом химической силовой микроскопии.
- Пн 41** Т.Е.СУХАНОВА¹, М.Э.ВЫЛЕГЖАНИНА¹, В.В.КОПЕЙКИН¹, Ю.Г.БАКЛАГИНА¹, 470
А.К.ХРИПУНОВ¹, А.А.ТКАЧЕНКО².
¹*Институт высокомолекулярных соединений РАН,* ²*Санкт-Петербургский Государственный Университет, С.-Петербург, Россия.*
АСМ исследование взаимодействия наночастиц различных металлов и неметаллов с целлюлозной матрицей.
- Пн 42** М.В.ГРИШИН, Ф.И.ДАЛИДЧИК, С.А.КОВАЛЕВСКИЙ, Н.Н.КОЛЧЕНКО, Б.Р.ШУБ. 472
Институт химической физики им. Н.Н.Семенова РАН, Москва, Россия
Изучение методами СТС процессов десорбции молекул воды с поверхности оксидов металлов.

- Пн 43 А.Н.ЗЯБЛОВ¹, О.В.ДЬЯКОНОВА², В.В.КОТОВ². 473
¹Воронежский государственный университет, ²Воронежский государственный аграрный университет, Воронеж, Россия.
Особенности структуры карбоксилсодержащих частично имидизированных полиамидокислотных мембран.
- Пн 44 Е.КЛИМОВ¹, А.АЛЕХЕЕВ^{1,2}, Х.ЯНГ¹, J.LOOS¹, В. DE WITH¹ 475
¹ Department of Chemical Engineering and Chemistry Eindhoven University of Technology, Eindhoven, The Netherlands. ² NT-MDT, Moscow, Russia
Scanning Near Field and Raman microscopic investigation of PCBM-MDMO-PPV system for solar cells application.
- Пн 45 А.В.КРУГЛОВ¹, Г.А.МАКСИМОВ¹, Д.О.ФИЛАТОВ¹, Д.А.АНТОНОВ¹, Д.А.САВЕЛЬЕВ¹, 475
А.В.ЗЕНКЕВИЧ², Ю.Ю.ЛЕБЕДИНСКИЙ².
¹НОЦ «Физика твердотельных наноструктур» Нижегородского Государственного Университета им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия. ²Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия
Исследование электрофизических свойств тонких диэлектрических пленок методом сканирующей электросиловой микроскопии.
- Пн 46 В.М.ЯСИНСКИЙ¹, Н.С.БОБКОВА¹, А.Я.ХАЙРУЛЛИНА¹, Д.А.ЯВСИН², В.М.КОЖЕВИН², 477
С.А.ГУРЕВИЧ², П.А.ТРЕТЬЯКОВ².
¹Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Минск, Беларусь. ²Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия.
Исследование наноструктурированных металлических пленок методом сканирующей ближнеполевой оптической микроскопии.

РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА –2

- Пн 47 М.С.БИБИШКИН, Н.Б.ВОЗНЕСЕНСКИЙ, Е.Б.КЛЮЕНКОВ, Е.Л.ПАНКРАТОВ, 479
А.Е.ПЕСТОВ, Н.Н.САЛАЩЕНКО, Н.И.ЧХАЛО.
 Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Проект литографического стенда на основе объектива Шварцшильда с рабочей длиной волны 13,5 нм.
- Пн 48 В.Н.ТРУШИН, А.С.МАРКЕЛОВ, А.А.ЖОЛУДЕВ, Е.В.ЧУПРУНОВ, Е.В.ЗАЙЦЕВА, Е.Л.КИМ. 481
 Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Термоиндуцированное управление параметрами рентгеновских дифракционных максимумов кристаллов КДР.
- Пн 49 С.В.КУЗИН¹, А.А.ПЕРЦОВ¹, А.П.ШЕВЕЛЬКО¹, С.В.ШЕСТОВ², О.Ф.ЯКУШЕВ¹. 483
¹Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, ²Московский физико-технический институт (государственный университет), Москва, Россия.
Чувствительная ПЗС-матрица с прямой регистрацией ВУФ излучения.
- Пн 50 И.А.АРТЮКОВ¹, А.В.ВИНОГРАДОВ¹, С.А.РОМАНОВА¹, С.В.САВЕЛЬЕВ². 485
¹Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, ²НИИ морфологии человека РАМН, Москва, Россия.
Рентгеновская микротомография мягких тканей без использования контрастирующих веществ.
- Пн 51 М.М.БАРЫШЕВА, А.М.САТАНИН, Н.И.ЧХАЛО. 487
 Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Поляризационные свойства многослойных рентгеновских зеркал с флуктуирующей ими параметрами. Численный анализ.
- Пн 52 Л.И.ГОРАЙ^{1,2}. 489
¹I.I.G., Inc., USA. ²Институт аналитического приборостроения РАН, С.-Петербург, Россия.
Многослойная тороидальная решетка для спектрометра EIS станции Solar-B.
- Пн 53 Н.Н.КОЛЬЧЕВСКИЙ, Ю.А.ДУДЧИК, Ф.Ф.КОМАРОВ. 491
 Белорусский Государственный Университет, Минск, Беларусь.
Рентгеновский фильтр на основе преломляющей линзы.
- Пн 54 М.С.БИБИШКИН, Ю.А.ВАЙНЕР, А.Я.ЛОПАТИН, В.И.ЛУЧИН, А.Е.ПЕСТОВ, 493
В.Н.ПОЛКОВНИКОВ, Н.Н.САЛАЩЕНКО, В.В.ЧЕРНОВ, Н.И.ЧХАЛО
 Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Многослойные поляризаторы для мягкого рентгеновского диапазона длин волн.

- Пн 55 С.А.БУЛГАКОВА¹, И.ПИВАНОВ², А.Я.ЛОПАТИН³, Л.М.МАЗАНОВА¹ 495
¹Научно-исследовательский институт химии Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского, ²Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, ³Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Высококочувствительные резисты на основе метакриловых тер-сополимеров для EUV-литографии.
- Пн 56 М.С. БИБИШКИН¹, С.Ю. ЗУЕВ¹, А.Ю. КЛИМОВ¹, Е.Б. КЛЮЕНКОВ¹, А.Я. ЛОПАТИН¹, В.И. ЛУЧИН¹, Н.Н. САЛАЩЕНКО¹, Л.А. СУСЛОВ¹, Н.Н. ЦЫБИН¹, Н.И. ЧХАЛО¹, Л.А. ШМАЕНОК² 497
¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. ²Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия.
Фильтры на пропускание для стендов проекционной EUV-литографии.
- Пн 57 К.Н.МЕДНИКОВ, В.Е.ЛЕВАШОВ, А.С.ПИРОЖКОВ, Е.Н.РАГОЗИН. 499
Физический институт им П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия.
Излучательные характеристики лазерно-плазменного источника на сверхзвуковой струе Хе ($\lambda = 13.5$ нм).
- Пн 58 А.В.МИТРОФАНОВ, Ф.А.ПУДОНИН. 501
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия.
Рентгеновские фильтры из тонких пленок циркония и оксида циркония.
- Пн 59 Н.В.КОВАЛЕНКО, А.А.ЛЕГКОДЫМОВ, А.Д.НИКОЛЕНКО, В.Ф.ПИНДЮРИН, В.А.ЧЕРНОВ. 502
Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия
Особенности метрологических измерений с использованием многослойной оптики на синхротронном излучении в мягком рентгеновском диапазоне (80-1500 эВ).
- Пн 60 В.Н.СИВКОВ¹, А.С.ВИНОГРАДОВ², С.В.НЕКИПЕЛОВ¹, Д.В.СИВКОВ¹, D.V VYALIKH³, S.L.MOLODTSOV^{2,3}. 504
¹Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия. ²Институт физики Санкт-Петербургского государственного университета, С.-Петербург, Россия. ³Russian-German Laboratory at BESSY II, Berlin-Adleshof, Germany.
Применение абсорбционных Ti – фильтров для абсолютных измерений сечений поглощения в области N1s – края азота в пленках NaNO₃ с использованием синхротронного излучения.
- Пн 61 Б.А.ГРИБКОВ¹, Е.Б.КЛЮЕНКОВ¹, Н.Н.САЛАЩЕНКО¹, В.А.СЛЕМЗИН², И.Л.СТРУЛЯ³. 506
¹Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород, Россия. ²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия. ³НПО “Композит”, Королев, Моск. Обл., Россия.
Изготовление асферических подложек с супергладкими поверхностями.
- Пн 62 А.Н.СУББОТИН, Ю.Л.ЛОБАНОВА, П.Д.ГАСПАРЯН, Е.С.ЦОЙ, Н.А.СУСЛОВ. 508
Российский Федеральный Ядерный Центр ВНИИЭФ, Саров, Россия.
Измерение спектра рентгеновского излучения лазерной плазмы диспрозиевой мишени с помощью изогнутого многослойного зеркала.
- Пн 63 А.Г.ТУРЬЯНСКИЙ, И.В.ПИРШИН. 510
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия.
Ньютоновский эксперимент в рентгеновском диапазоне: разложение излучения в спектр с помощью алмазной призмы.
- Пн 64 Н.Б. ВОЗНЕСЕНСКИЙ¹, Е.Б. КЛЮЕНКОВ², Е.Л. ПАНКРАТОВ², Н.Н. САЛАЩЕНКО², Н.И.ЧХАЛО² 510
¹VTT Optik Ltd., Nedsaya K., Vaerska vald, Poelvamaa, Estonia. ²Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Экспериментальные исследования возможностей интерферометра с дифракционной волной сравнения для контроля формы оптических элементов.
- Пн 65 А.А.АХСАХАЛЯН, А.Д.АХСАХАЛЯН, Ю.Н.ДРОЗДОВ, Е.Б.КЛЮЕНКОВ, Н.Н.САЛАЩЕНКО, А.И.ХАРИТОНОВ. 512
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия.
Коллимирующие зеркала для дифрактометров ДРОН.
- Пн 66 А.Д.АХСАХАЛЯН, В.А.МУРАВЬЁВ. 514
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Рентгеновское тестирование формы и распределения периода многослойных цилиндрических зеркал.

- Пн 67 А.Д.АХСАХАЛЯН, В.А.МУРАВЬЁВ, Н.Н.САЛАЩЕНКО. 516
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Распределение интенсивности рентгеновского излучения в плоскости изображения многослойного эллиптического зеркала.
- Пн 68 А.А.АХСАХАЛЯН, А.Д.АХСАХАЛЯН, Е.Б.КЛЮЕНКОВ, Н.Н.САЛАЩЕНКО, 518
А.И.ХАРИТОНОВ, Д.П.ЧЕХОНАДСКИХ, Н.И.ЧХАЛО, О.И.БУГАЕНКО*, С.В.КУЗИН*,
А.А.ПЕРЦОВ*, С.В.ШЕСТОВ*.
*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия. *Физический институт им. В.П.Лебедева РАН, Москва, Россия.*
- Пн 69 **Стенд для исследования 2-D фокусирующей рентгеновской оптики.** 520
Д.В.РОЩУПКИН¹, Д.В.ИРЖАК¹, Е.Д.РОЩУПКИНА¹, О.А.БУЗАНОВ²,
С.А.ЩЕТИНКИН³, В.В.КВАРДАКОВ³, К.М.ПОДУРЕЦ³.
¹Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия. ²ФОМОС-Технолоджи Со., Москва, Россия. ³РНИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия
- Пн 70 **Исследование структурного совершенства кристаллов лантангалиевого силиката $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ в Курчатовском центре синхротронного излучения.** 522
Д.В.РОЩУПКИН¹, Д.В.ИРЖАК¹, Е.Д.РОЩУПКИНА¹⁻², В.В.АНТИПОВ².
¹Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия. ²Московский Государственный институт стали и сплавов, Москва, Россия.
- Пн 71 **Применение методов высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и топографии для анализа регулярных доменных структур в сегнетоэлектрическом кристалле LiTaO_3 .** 524
В.К.ЕГОРОВ, Е.В.ЕГОРОВ, М.С.МАРТИРОСЯН.
Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Моск. обл., Россия.
- Пн 72 **Применение плоского волновода-резонатора в качестве высокоэнергетического фильтра рентгеновского излучения.**
Е.В. ЕГОРОВ, В.К. ЕГОРОВ
ИПТМ РАН, Черноголовка, Моск. обл., Россия
- Пн 73 **О некоторых особенностях модовой структуры потока рентгеновской радиации в щели плоского волновода-резонатора.**
В.А.ЧЕРНОВ¹, Я.В.РАКШУН¹, С.В.МЫТНИЧЕНКО², С.С.АНДРЕЕВ³,
Н.Н.САЛАЩЕНКО³.
¹Институт ядерной физики СО РАН, ²Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, Новосибирск, Россия. ³Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия.
- Исследование структуры Cr/Sc короткопериодных многослойников методом EXAFS спектроскопии.**

Исследование границ в регулярных доменных структурах, сформированных послеростовым методом в сегнетоэлектрическом кристалле LiNbO_3

В.В. Антипов¹, Д.В. Иржак², С.А. Щетинкин³, Д.В. Рощупкин²

¹ Московский институт стали и сплавов, г. Москва

² Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, г. Черноголовка

³ Российский научный центр Курчатовский институт, г. Москва

e-mail: irzhak@ipmt-hpm.ac.ru

Формирование регулярных доменных структур (РДС) в кристаллах ниобата лития осуществляется несколькими методами. В-первых – это метод послеростовой термоэлектрической обработки кристалла, позволяющий формировать РДС в большом объеме материала, но при этом период получаемых доменных структур составляет значительную величину (десятки микрометров). Формирование РДС с периодом в несколько микрон возможно в процессе выращивания кристаллов методом Чохральского.

Для исследования границ РДС наиболее целесообразным представляется использование рентгеновских методов, так как коротковолновое рентгеновское излучение чувствительно к деформационным искажениям на доменных границах. Кроме того, доменная стенка и экранирующие ее точечные заряды притягиваются друг к другу в силу их противоположных знаков, создавая область повышенной концентрации дефектов кристаллической решетки вблизи доменной границы.

В работе исследован кристалл ниобата лития с РДС, сформированной методом послеростовой термоэлектрической обработки. Из кристалла были вырезаны пластинки перпендикулярно оси Y $\{110\}$. Толщина исследуемого образца составляла 200 мкм ($\mu\text{t}\approx 8$ для излучения с длиной волны $\lambda=1,54\text{Å}$). Структура расположения сегнетоэлектрических доменов в исследуемом образце схематично

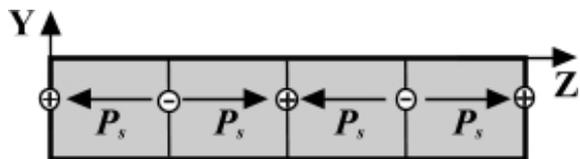


Рис. 1. Схема расположения сегнетоэлектрических доменов в исследуемом образце кристалла LiNbO_3 .

представлена на рисунке 1. Вектора спонтанной поляризации (P_s) в двух соседних доменах расположены антипараллельно и перпендикулярно доменной границе. Таким образом, на границах доменов образуются

стенки двух типов: положительные и отрицательные.

Исследования проводились как на источнике рентгеновского излучения с вращающимся медным анодом ($\lambda=1,54\text{Å}$) методами секционной и двухкристалльной топографии Ланга, так и в белом пучке синхротронного излучения. Дифрагированное на кристалле рентгеновское излучение регистрировалось на пленку “Kodak electron image film” с размером зерна эмульсии 0,2 мкм.

На рисунке 2 представлена топограмма кристалла ниобата лития с регулярной доменной структурой, полученная в белом пучке синхротронного излучения в геометрии Лауэ (отражение (006)). Период доменной структуры

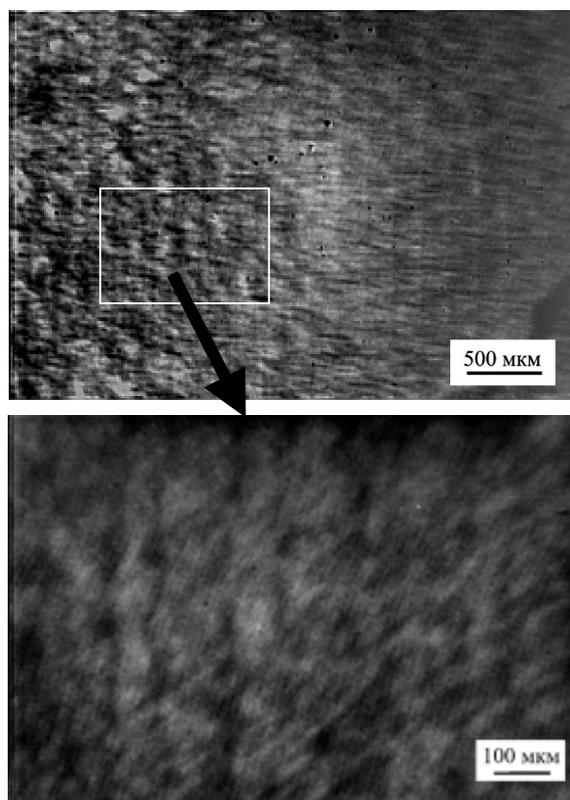
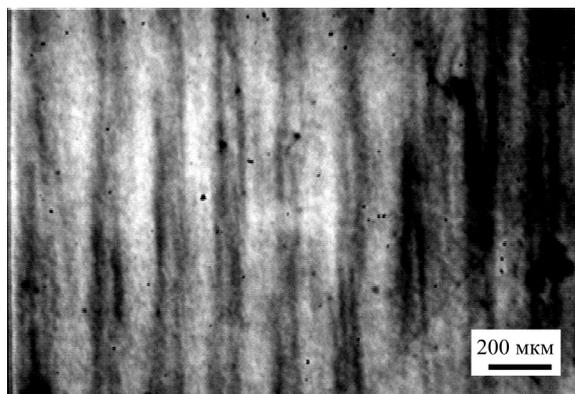


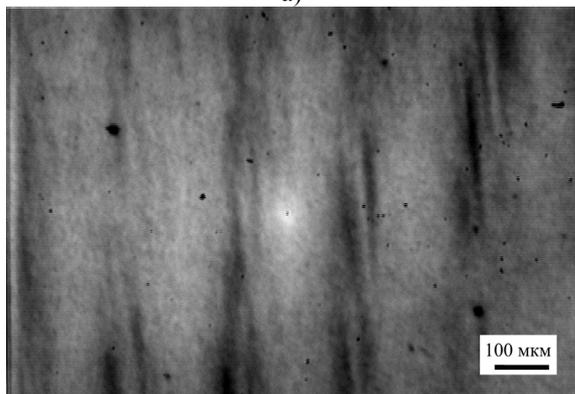
Рис. 2. Топограммы кристалла ниобата лития с РДС, полученная в белом пучке синхротронного излучения в геометрии Лауэ (отражение (006)).

составляет 200 мкм. На увеличенном изображении выделенного фрагмента видно, что искажение формы доменной границы происходит на протяженных дефектах, направленных под углом 30° по отношению к направлению [001]. Дефекты такого рода, по-видимому, связаны с присутствием в объеме кристалла двойниковых прослоек, которые возникают в процессе выращивания кристаллов ниобата лития. Для устранения двойниковых структур кристаллы подвергаются послеростовому отжигу, и, тем не менее, дефектные области в объеме все же присутствуют, хотя и в незначительном количестве.

На рисунке 3 продемонстрированы топограммы, полученные в геометрии Лауэ с использованием метода двухкристалльной топографии Ланга (асимметричное отражение (104)). Отчетливо видно, что доменные стенки имеют различную толщину (рис. 3а). Кроме того, в некоторых областях кристалла наблюдаются



а)

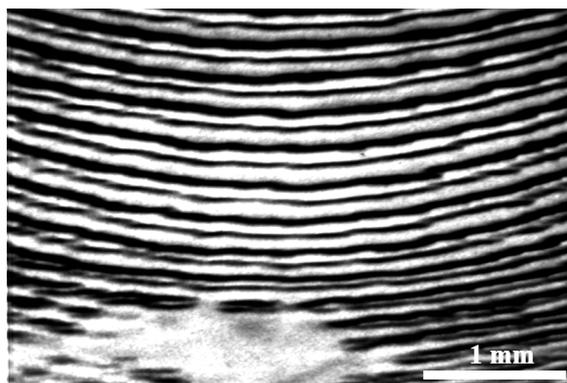


б)

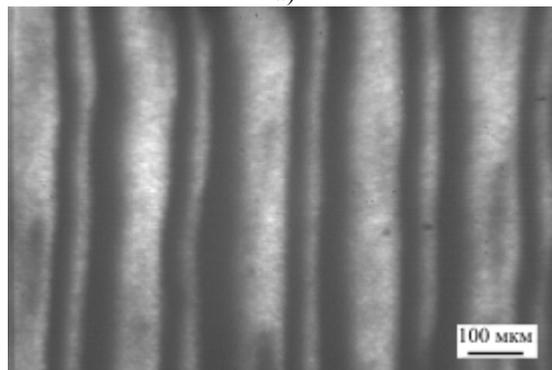
Рис. 3. Топограммы кристалла LiNbO_3 с РДС, полученная в геометрии Лауэ, (асимметричное отражение (104)).

разрывы в доменной структуре (рис 3б). Аналогичное явление наблюдается и на рисунке 4а. Топограмма получена с использованием метода Ланга в геометрии Брэгга (отражение (300)). РДС в данном случае сформировалась в соответствии со структурой полос роста.

На топограмме приведенной на рисунке 4б видно, что положительные и отрицательные доменные стенки имеют различную эффективную толщину. Это вызвано тем, что относительно высокая подвижность отрицательно заряженных точечных дефектов (как правило, вакансии LI) позволяет им легко передвигаться к положительно заряженной доменной стенке, которая имеет малую эффективную толщину, так как на ней и вблизи нее формируется малое суммарное встроенное электрическое поле. В то же время отрицательно



а)



б)

Рис. 4. Топограммы кристалла LiNbO_3 с РДС, полученная с использованием методом Ланга в геометрии Брэгга (отражение (300)).

заряженная доменная граница экранируется дефектами с положительным зарядом, обладающая меньшей подвижностью, что приводит к формированию большой области искажений кристаллической решетки в окрестности такой границы.

В результате исследований, представленных в данной работе, было обнаружено, что при формировании регулярной доменной структуры методом послеростовой термоэлектрической обработки на форму доменов и междоменных границ оказывают влияние такие дефекты кристаллической структуры как двойниковые прослойки, возникающие при выращивании кристаллов, точечные дефекты, скапливающиеся на доменных стенках и полосы роста.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 04-02-16456

Исследования рентгенооптических свойств системы на основе двух зонных пластинок

А. Куюмчян¹⁾, В. Кон²⁾, И. Снигирева³⁾, А. Снигирев³⁾,
А. Исоян¹⁾, С. Кузнецов¹⁾, В. Аристов¹⁾, Е. Шулаков¹⁾
¹⁾ ИПМТ РАН, 142432, п. Черноголовка, Московская область, Россия,
²⁾ РИЦ «Курчатовский Институт», 123182, Москва, Россия,
³⁾ ESRF, BP-220, F-38043, Grenoble, France
e-mail: Arkuyumchyan@mtu-net.ru; aisoyan@ipmt-hpm.ac.ru

Представлены результаты исследования фокусирующих и изображающих свойств двухлинзовой системы для жесткого рентгеновского излучения, элементами которой являются френелевские зонные пластинки (ЗП) из кремния.

Впервые продемонстрирован эффект фокусировки двумя кристаллическими ЗП, установленными на значительном расстоянии друг от друга. Экспериментально и теоретически исследованы особенности перераспределения интенсивности в фокальной плоскости при сканировании второй ЗП перпендикулярно оптической оси системы. Исследовано распределение интенсивности вдоль оптической оси для двухлинзовых систем, элементами которой являются кристаллические ЗП.

Экспериментально осуществлена передача изображения с помощью двухлинзовой системы на основе ЗП. Измерения выполнены в Европейском центре синхротронного излучения (ESRF) на станции BM-5 при энергии излучения 9.4 кэВ. Разработана компьютерная программа для теоретического моделирования рентгенооптических свойств двухлинзовых систем на основе ЗП. Расчет основан на переносе излучения с помощью пропагатора Кирхгофа в параксиальном приближении и методе быстрого преобразования Фурье.

1. Введение

Важную роль в дальнейшем развитии рентгеновской оптики играет создание высокоэффективной и одновременно высоко-разрешающей линзы. Изготовление такой линзы для жесткого рентгеновского излучения до сих пор остается проблемой. Достичь высокого разрешения можно с помощью френелевской зонной пластинки (ЗП), но эффективность таких линз, как правило, невелика [1-4]. При использовании синхротронного излучения уже нескольких процентов эффективности ЗП достаточно для успешного проведения исследования, в частности, для передачи изображения. Так в работе [1] авторы использовали ЗП из тантала с толщиной зон 200 нм и с шириной крайней зоны 50 нм. Разрешение этой ЗП равно 200 нм, а

эффективность всего 1.5%. Тем не менее, этого оказалось достаточно для передачи изображения. В работе [2], с помощью многоразовой электронно-лучевой литографии была изготовлена многоступенчатая ЗП и была достигнута ~70% эффективность. Однако разрешающая способность такой ЗП значительно снизилась, причиной чего является дифракция на ступеньках сложного профиля ЗП. В работе [3] с помощью глубокой рентгеновской литографии, изготовлена ЗП из золота с толщиной зон 3.5 мкм и с шириной крайней зоны 50 нм. Как отмечают авторы, структура зон с шириной меньше 200 нм случайным образом отклоняется от правильной формы. Кроме того, поглощение рентгеновского излучения на слое золота с толщиной 3.5 мкм для энергии 8 кэВ не является малым (коэффициент пропускания равен ~30%) и получить фокусировку с максимальной теоретической эффективностью 40.5% принципиально невозможно. В работе [4] получена 10% эффективность для энергии 0,39 кэВ с помощью Ni ЗП с апертурой 120 мкм и шириной внешних зон 30 нм. В работе [5] с целью повышения эффективности, использованы две ЗП из золота, установленные на близком расстоянии и была достигнута эффективность 19%.

Отметим, что низко-эффективные ЗП можно использовать только на источниках синхротронного излучения, в то время как для лабораторных источников нужна эффективность на уровне нескольких десятков процентов. В работах [6,7] впервые была изготовлена ЗП для осевой геометрии из монокристалла кремния с эффективностью 39% методом электролучевой литографии и ионно-плазменного травления. Экспериментально методом ножевого скана на станции BL29XU источника синхротронного излучения SPring-8 (Япония) было измерено разрешение этой ЗП, которое хорошо соответствовало теоретическому значению $\delta = 1.22\Delta r$. В работе [8] кристаллическая ЗП использована для передачи изображения от фазового микро-объекта. В качестве такого объекта использовались буквы, выступающие на гладкой поверхности кристалла кремния.

Для создания рентгенооптических приборов с новыми свойствами важное

значение имеет развитие многолинзовых оптических систем. В настоящей работе представлены экспериментальные и теоретические результаты исследования фокусирующих и изображающих свойств двухлинзовой системы для жесткого рентгеновского излучения, на основе двух кристаллических ЗП из кремния.

2. Заключение

Экспериментально и теоретически показано, что система из двух зонных пластинок, расположенных на достаточно большом расстоянии между ними может фокусировать пучок синхротронного излучения аналогично системе из двух преломляющих линз. При этом выполняются как формула двух линз на фокусное расстояние так и формула на смещение фокуса. С другой стороны при малом расстоянии система из двух зонных пластинок, очевидно, не эквивалентна системе из двух преломляющих линз. Проведенное исследование позволяет сделать вывод, что используя систему из двух зонных пластинок можно уменьшить фокусное расстояние, что может оказаться важным для многих приложений. Полученные результаты также показывают, что изучение системы из двух зонных пластинок должно быть продолжено, так как здесь возникают новые особенности, отсутствующие в системе из двух преломляющих линз.

Работа поддержана грантами РФФИ №03-02-17267, 04-02-17365.

* * *

В. Кон благодарит за поддержку РФФИ (гранты 03-02-16971 и 04-02-17363).

Литература

- [1] Y. Kagoshima, K. Takai, T. Ibuki, K. Yokoyama, S. Takeda, M. Urakawa, Y. Tsusaka and J. Matsui, in X-Ray Microscopy: Proceedings of the Sixth International Conference, ed. by W. Meyer-Ilse, T. Warwick and D. Attwood (American Institute of Physics, 2000) pp.668-671.
- [2] E. Di Fabrizio, F. Romanato, M. Gentili, S. Cabrini, B. Kaulich, J. Susini and R. Barrett, Nature, vol. **401**, 28 October 1999, p. 895-898.
- [3] R. Divan, D.C. Mancini, N. Moldovan, B. Lai, L. Assoufid, Q. Leonard, and F. Cerrina, Proc. of SPIE 2002, Vol. **4783**, p.82-91.
- [4] D. Tennant et al., in X-Ray Microscopy: Proceedings of the Sixth International Conference, ed. by W. Meyer-Ilse, T. Warwick and D. Attwood (American Institute of Physics, 2000).
- [5] Maser, B. Lai, W. Yun, S. D. Shastri, Z. Cai, W. Rodrigues, S. Xu, E. Trackhtenberg, Proc. of SPIE 2002, Vol. **4783**, p.74-81.

[6] K.Trouni, A.Kuyumchyan, V. Aristov, E. Srakisyanyan, United States Patent and Trademark office, application number 60/349,751, Confirmation number 2853, 05.10.2002.

[7] A. Kuyumchyan, A. Isoyan, E. Shulakov, V. Aristov, M. Kondratenkov, A. Snigirev, I. Snigireva, A. Souvorov, K. Tamasaku, M. Yabashi, T. Ishikawa, K. Trouni, Proceedings of SPIE, **4783**, 92-96 (2002).

[8] Аристов В., Куюмчян А., Суворов Ю., Исоян А., Труни К., Микросистемная техника, **11**, 26-29 (2004).

[9] A.G. Michette, Optical system for soft X-rays, Plenum Press, N.Y., 1986

Рентгенодифракционное изображение поверхностной акустической волны в скользящей геометрии Брэгга-Лауэ

Л.В. Левонян¹, В.Р. Кочарян², Г.К. Хачатурян²

¹Ереванский государственный университет, ул. Алека Манукяна 1, Ереван, Армения.

²Институт прикладных проблем физики НАН Армении, ул. Гр. Нерсисяна 25, Ереван, Армения.
e-mail: levonyan@ysu.am

Дифрагированное от монокристалла рентгеновское излучение в скользящей геометрии Брэгга-Лауэ, когда отражающие плоскости мало отклонены от нормали к поверхности (рис.1), имеет большую интенсивность, что позволяет осуществить топографическое наблюдение дефектов кристаллической структуры в тончайших приповерхностных слоях [1]. Хорошим средством выявления чувствительности метода может служить модуляция поверхности кристалла акустической волной. В стандартной брэгговской геометрии поверхностные акустические волны (ПАВ) Рэлея способны фокусировать падающую рентгеновскую волну [2]. Для наблюдения топографического изображения в случае бегущих ПАВ необходима стробоскопическая техника синхронизации [2,3], а в случае стоячих ПАВ – такой необходимости нет [4].

В данной работе сообщается о возможностях получения фокусного изображения ПАВ и образования дифракционных сателлитов в скользящей геометрии Брэгга-Лауэ.

Для нахождения кристаллических волновых полей применяется плосковолновая теория [5] исходя из следующих соображений: во-первых, при модуляции поверхности кристалла поперечной ПАВ Рэлея деформацией отражающих плоскостей, которые почти перпендикулярны к поверхности, можно пренебречь и, фактически, наличие ПАВ приводит только к локальным изменениям скользящего угла падения и угла разориентации отражающих плоскостей от нормали; во-вторых,

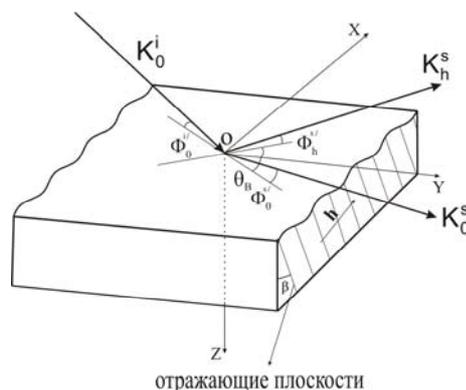


Рис.1 Схема дифракции рентгеновских лучей на ПАВ в скользящей геометрии Брэгга-Лауэ. Направление распространения ПАВ параллельно оси Ox ; K_0^i , K_0^s , K_h^s и Φ_0^i , Φ_0^s , Φ_h^s - волновые векторы и локальные скользящие углы падающего, зеркально отраженного, зеркально отраженного дифрагированного пучков, соответственно, h - вектор дифракции, θ_B - угол Брэгга, β - угол разориентации отражающих плоскостей от нормали к поверхности.

если длина ПАВ λ_{us} намного больше экстинкционной длины Λ , то на отрезке Λ вышеуказанными изменениями можно пренебречь. Дифрагированное волновое поле за кристаллом определяется с помощью принципа Гюйгенса-Френеля. Ограничением применимости такого подхода в скользящей геометрии является условие, налагаемое на

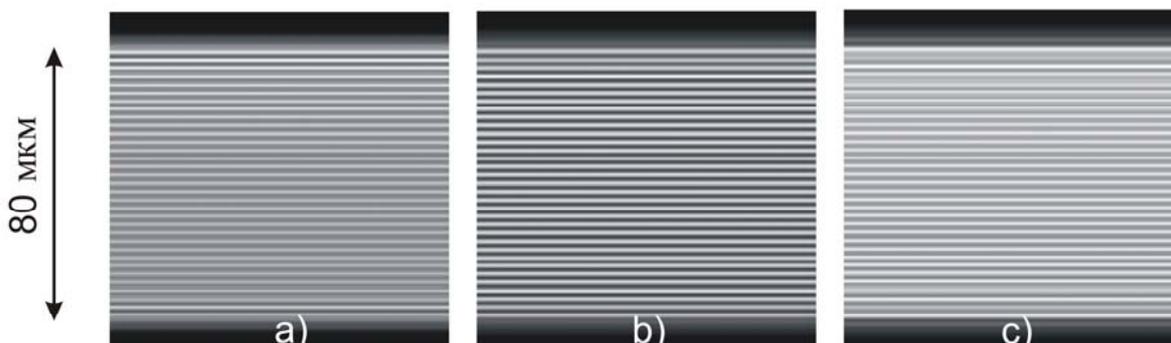


Рис.2 Расчетные топограммы для разных значений расстояния кристалл-детектор L
а) $L = 9$ см, б) $L = L_F = 11.5$ см, в) $L = 14$ см.

величину скользящего угла наблюдения φ : этот угол должен быть намного больше λ/λ_{us} , где λ -длина рентгеновской волны. Поскольку в скользящей геометрии $\varphi \geq 10^{-3}$, то вышеуказанное условие практически всегда выполняется.

Анализ распределения интенсивности в дифрагированной волне показывает, что в ближней зоне дифракции имеет место фокусировка от вогнутых частей стоячих ПАВ.

Мгновенное значение фокусного расстояния определяется формулой:

$$L_F = \frac{\lambda_{us}^2 \varphi_c^2}{4\pi^2 u_0 \sin(2\pi\nu t) \sin^2 \theta_B (\varphi_c + \Phi_0 - 2\beta \sin \theta_B)},$$

где φ_c -скользящий угол наблюдения центра дифракционного изображения: $\varphi_c^2 = (\Phi_0 - 2\beta \sin \theta_B)^2 - \alpha$, u_0 и ν -амплитуда и частота ПАВ, соответственно, Φ_0 - скользящий угол падения при отсутствии ПАВ, α - параметр, определяющий отклонение падающего пучка от кинематического значения угла Брэгга: при брэгговской геометрии положению дифракционного максимума соответствует значение:

$$\alpha = -4\beta \sin \theta_B (\Phi_0 - \sqrt{\Phi_0^2 + \chi_0}),$$

где χ_0 -среднее значение поляризуемости кристалла.

Регистрируемое дифракционное изображение представляет собой усредненное по времени распределение интенсивности.

На рис.2. приведены расчетные топограммы для излучения CuK_α от плоскостей $(30\bar{3}0)X$ -среза кристалла $LiNbO_3$ для разных значений расстояния кристалл-детектор. Рассматриваются поперечные стоячие ПАВ Рэлея с амплитудой $u_0 = 2$ нм и длиной $\lambda_{us} = 200$ мкм, $\Phi_0 = 0.573^\circ$, $\beta = 1.106^\circ$. Как видно из рисунка, наибольший контраст изображения соответствует фокусному расстоянию $L_F = 11.5$ см.

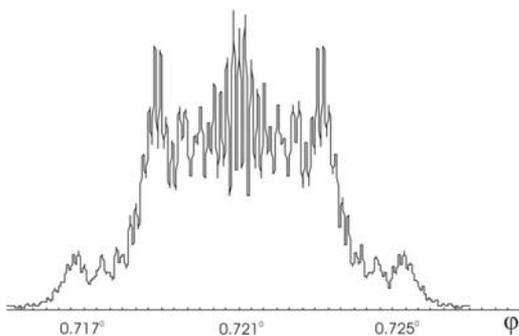


Рис.3 Рентгенодифракционное изображение ПАВ на расстоянии $L = 1$ м.

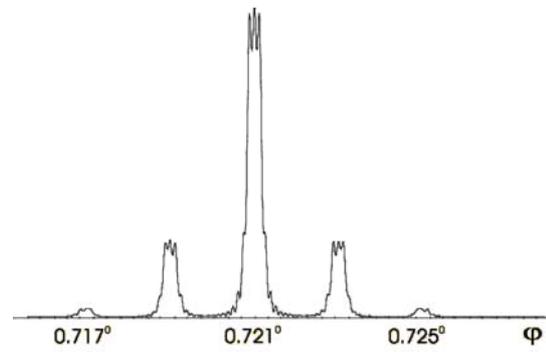


Рис.4 Рентгенодифракционное изображение ПАВ на расстоянии $L = 10$ м.

Увеличение расстояния кристалл-детектор L сначала приводит к перекрытию пучков и размыванию дифракционного изображения (рис.3), а дальнейшее увеличение L приводит к появлению дифракционных спутников. Скользящий угол наблюдения спутника порядка m определяется выражением:

$$\varphi_m = \sqrt{(\Phi_0 - 2\beta \sin \theta_B)^2 - \alpha + 2m(\lambda/\lambda_{us}) \sin \theta_B}.$$

На рис.4 приведено усредненное по времени распределение интенсивности в дифрагированной волне на расстоянии $L = 10$ м.

Отметим, что в дальней зоне дифракции аналогичное изображение дают и бегущие ПАВ.

- [1] А.М. Афанасьев, П.А. Александров, Р.М. Имамов. "Рентгеновская структурная диагностика в исследовании приповерхностных слоев монокристаллов"- М: Наука, 1986, 96 с..
- [2] H. Cerva, W. Graeff. Phys. Stat. Sol. (a) **82**, 35 (1984).
- [3] Д.В. Рошупкин, Д.В. Иржак, М.Ю. Кондратенков, R. Tucoulou, O.Mathon. Материалы Совещания "Рентгеновская оптика - 2002", Н.Новгород, ИФМ РАН, 18-21 марта, 2002. с. 258.
- [4] Д.В. Иржак, Д.В. Рошупкин. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования - №1, с.36, (2002).
- [5] P.A. Aleksandrov, A.M. Afanasiev, S.A. Stepanov. Phys. stat. sol. (a) **86**, 143 (1984).

Планарные параболические рентгеновские преломляющие линзы из стеклогرافита.

А.Н. Артемьев¹, А.А. Снигирев², В.Г. Кон¹, И.И. Снигирева²,
Н.А. Артемьев^{1,3}, М.В. Григорьев⁴, С.С. Передков⁵, Л.С. Гликин⁶,
М.В. Левтонов⁶, В.В. Квардаков¹, А.В. Забелин¹, А.Г. Маевский¹

¹ ФГУ РНЦ «Курчатовский Институт», пл. Курчатова, 1, 123182, Москва

² European Synchrotron Radiation Facility, BP 220, F-38043, Grenoble, France

³ Laboratoire d'Optique Appliquee, ENSTA, Ecole Polytechnique, F-91761 Palaiseau, France

⁴ Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, 142432, Черноголовка, Россия

⁵ MAXLAB, Lund University, Box-118, 22100 Lund, Sweden

⁶ НПО «Мехатрон», Зеленоград, Россия

e-mail: exafs@nm.ru

Введение.

В последние годы появился и активно развивается новый раздел оптики, а именно, преломляющая оптика для жесткого рентгеновского излучения с использованием многократного преломления на большом числе элементарных линз, упакованных в составную линзу [1]. Для производства линз использовались различные материалы. В нашей предыдущей работе [2] впервые для изготовления планарных составных линз был использован стеклографит.

В данной работе мы представляем новый тип линз, изготовленных из стеклогرافита методом лазерного испарения, но принципиально другим способом.

Изготовление линз.

Линзы были изготовлены методами лазерного испарения из покупного стеклогرافита с плотностью 1.5 г/см^3 . Стеклографит в процессе лазерного нагрева практически не плавится, поэтому капли не образуются. Более того, результатом окисления стеклогرافита является нетоксичный газ CO_2 , что позволяет проводить эту процедуру на открытом воздухе.

Схема лазерной установки для изготовления линз показана на Рис. 1 (1-сферич. зеркало, 2-маска, 3-лазер, 4-плоское зеркало, 5-проектирующая линза, 6-заготовка из стеклогرافита). Использовался метод активной проекции. Уменьшенное в 200 раз изображение маски проектировалось на полированную поверхность стеклографитового блока, который являлся одним из зеркал резонатора. Маска располагалась внутри резонатора и представляла собой окно, вырезанное в форме зеркально отображенной параболы в тонком листе металла. Это окно соответствовало области, которую необходимо было удалить из объема стеклографитового блока. Размещение обрабатываемого материала внутри резонатора позволило использовать высокую плотность излучения для испарения стеклогرافита и в то же время не заботиться о маске, так как лазерная генерация происходила лишь сквозь окно в маске.

Время изготовления элементарной линзы не превышало нескольких секунд. Отметим, что в течение процесса прожигания поверхностного слоя стеклогرافита, добротность резонатора резко падала. Это привело к ограничению глубины структуры, создаваемой данным методом.

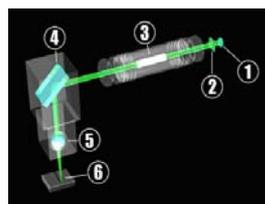


Рис.1.Схема установки для изготовления линз

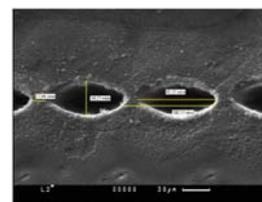


Рис.2 Электронно-микроскопический снимок поверхности линзы СРЛ-7.

Параметры линз, представленных в данной работе, показаны в Таблице 1. Линзы были изготовлены в двух блоках стеклогرافита размерами 20 мм вдоль оси линзы и 5 мм толщины. Каждая составная линза начиналась на переднем крае блока. В конце каждой линзы с помощью лазера была проделана глубокая и широкая канавка для вывода излучения из линзы.

Таблица 1. Параметры изготовленных линз.

Назв. изг. линз	Колво линз, N	Радиус кривизны, R, $\mu\text{м}$	Перемыш-ка у лин-зы, d, $\mu\text{м}$	Глубина рельефа, h, $\mu\text{м}$	Геом. аперт., A, $\mu\text{м}$
СРЛ-7	7	5	≤ 20	≈ 50	40
СРЛ-200	200	5	≤ 20	≈ 50	40

На Рис. 2 показана фотография, выполненная сканирующим электронным микроскопом фрагмента линзы СРЛ-7.

Экспериментальные результаты тестирования линз.

Эксперимент был проведен на пучке ВМ-05 от поворотного магнита в Европейском центре синхротронного излучения (ESRF,

Гренобль, Франция). Схема эксперимента показана на Рис.3. Поперечные размеры источника были 350 мкм x 80 мкм. Для монохроматизации пучка был использован стандартный двухкристальный монохроматор Si (111) канала. Был использован позиционно-чувствительный детектор высокого разрешения FReLoN [3], стационарно установленный на станции. Для регистрации фазово-контрастных изображений FReLoN-камера располагалась близко от линзы. Эти изображения позволили нам проанализировать внутреннюю структуру линз.

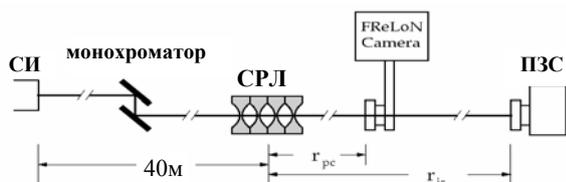


Рис. 3 Схема эксперимента

На Рис. 4 представлено фазово-контрастное изображение линзы СРЛ-7, полученное с помощью камеры FReLoN, установленной на расстоянии 10 см от линзы. Для регистрации изображения фокуса данной линзы, FReLoN -камера была установлена на расстоянии 47 см от линзы, что соответствовало расстоянию до изображения источника. Ширина линейного фокуса линзы составила 2.7 мкм вместо расчетной ширины проекции источника 0.9 мкм.

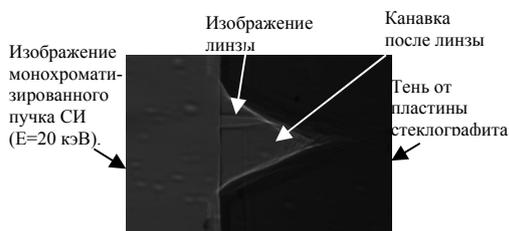


Рис.4 Фазово-контрастное изображение планарной линзы СРЛ-7.

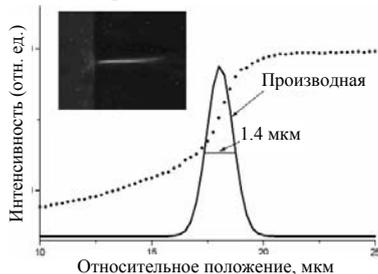


Рис.5 Ножевой скан для линзы СРЛ-200.

Наиболее интересный результат, полученный с помощью составной планарной линзы СРЛ -200 показан на Рис. 5. Здесь на вставке показано изображение линейного фокуса, измеренного FReLoN-камерой, расположенной на минимально возможном расстоянии, близком к расстоянию фокусировки (2.8 см на энергии E=25 кэВ). Ширина фокуса близка к пределу разрешения FReLoN-камеры.

Для получения точного значения ширины фокуса мы применили метод ножевого сканирования. Производная зависимости интенсивности от положения ножа дает профиль интенсивности фокуса. Ножевой скан фокуса показан точками на Рис. 5, в то время как производная показана сплошной линией. Подгонка гауссовой функции позволила определить размер (полная ширина на половине высоты) фокуса, равный 1.4 мкм.

Обсуждение.

В Таблице 2 представлены характеристики и результаты измерений линз. Необходимо отметить, что стеклографитовые параболические преломляющие линзы с малым радиусом кривизны были изготовлены впервые и по оригинальной методике, не имеющей аналогов в мире. Как показывают фазово-контрастные изображения, параболическая поверхность получается недостаточно четкой и точной и стенки профиля не вполне перпендикулярны поверхности блока стеклографита. По этой причине линзы не показывают параметры фокуса, следующие из теоретических оценок.

Таблица 2. Результаты протестированных линз.

название линзы	E, keV	Фокус. расст., см, рассч.	Размер фокуса, мкм, рассч.	Размер фокуса, мкм, измер.	GAIN, Измер.
СРЛ-7	20	47	0.9	2.7	3.0
СРЛ-200	25	2.8	0.05	1.4	3.3

Минимальный размер фокуса, равный 1.4 мкм был достигнут с помощью линзы СРЛ-200. Это значение значительно больше предсказанного теорией и равного 0.05 мкм, представляющего собой проекцию вертикального размера источника. Причины уширения фокуса обсуждаются.

Первое возможное применение разработанной линзы это микроисследования, микро-EXAFS измерения. Второе следует из хорошей термостойкости и радиационной стойкости стеклографита. Такие линзы могут быть использованы для предварительной коллимации пучка.

Данная работа была поддержана грантами РФФИ № 03-02-16971 и № .05-02-16702.

[1] A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, B. Lengeler, "A compound refractive lens for focusing high-energy X-rays", Nature, 384, 49-51, 1996.

[2] A. N. Artemiev, A. A. Snigirev, V. G. Kohn, I. I. Snigireva, N. A. Artemiev, S. S. Peredkov, A. V. Zabelin, A. G. Maevskii, "Focusing of Hard Synchrotron Radiation by a Refractive Glassy Carbon Lens", Crystallography Reports, 2004, vol. 49, Suppl. 1, pp. S166-S169.

[3] Internet resource: "http://www.esrf.fr/computing/bliss/guides/detection/ccd/frel.

Адиабатический инвариант Рэлея в когерентной рентгеновской дифракции и оптике

Н.В. Коваленко¹, С.В. Мытниченко², В.А. Чернов¹

¹ Институт ядерной физики СО РАН, ул. Академика Лаврентьева 11, Новосибирск, Россия

² Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, ул. Кутателадзе 18, Новосибирск, Россия

Малый эмитанс современных источников СИ дает возможность использовать пространственно-когерентные рентгеновские пучки для экспериментов в области рентгеновской голографии и когерентной дифракции [1]. В последнее время здесь были достигнуты значительные успехи [2,3]. До некоторой степени дальнейшее развитие в этой области ограничено отсутствием «идеальной» рентгеновской оптики. Существующая в настоящее время оптика заметно ухудшает пространственную когерентность рентгеновского излучения (см., например, [4,5]). На примере рентгеновской дифракции от многослойной решетки (МР) мы покажем, что источником потери когерентности является неизбежное присутствие в образце гладких крупномасштабных (десятки микрон и выше) дефектов структуры. Хотя такие дефекты не вызывают уменьшения интегральной интенсивности отражения от образца, их присутствие вызывает неизбежную декогеренцию квантовых состояний рентгеновских фотонов в процессе дифракции [6–8].

Исследуя отражение звука от криволинейных поверхностей, Рэлей обратил внимание на следующий факт. Если кривизна поверхности достаточно мала, то, несмотря на амплитуду отклонения поверхности от идеальной плоскости, интегральный коэффициент отражения в точности равен коэффициенту отражения от идеальной плоской поверхности. Это же справедливо для отражения рентгеновского излучения не только от шероховатых поверхностей [9], но и от широкого класса объектов, лишь бы было выполнено условие адиабатичности отклонения структуры от идеальной.

Рассмотрим этот эффект при рентгеновской дифракции от МР [10–13]. Принципиальная схема идеальной МР показана на Рис. 1а, реальной – на Рис. 2б. Конечно, в том виде, как нарисована реальная решетка, она не может давать регулярную дифракцию. Однако, принимая во внимание, что горизонтальный размер рисунка сжат в очень много раз, легко видеть такая МР будет интегрально отражать не хуже идеальной МР. Действительно, пусть профиль отклонения подложки от идеальной плоскости можно описать некоторой функцией $\Delta z(x, y)$. При адиабатичном поведении этой функции ($\partial \Delta z / \partial x \approx 0$ и $\partial \Delta z / \partial y \approx 0$) замена переменной $z + \Delta z \rightarrow z$ оставит волновое уравнение неизменным, вызывая только фазовые сдвиги во фронте волны. Таким образом, адиабатические отклонения структуры от «идеальной»

приводят к некоторому угловому «размыванию» дифракционного отражения, оставляя интегральную интенсивность неизменной (адиабатический инвариант).

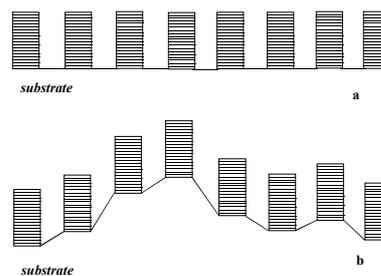


Рис.1 Схематическое изображение МР: а – «идеальная», б – реальная.

Подчеркнем, что современная технология не позволяет избежать обсуждаемых макромасштабных нарушений структуры. Действительно, так как длина волны рентгеновского излучения очень мала, проблема изготовления когерентной оптики намного сложнее, чем, например, в области видимого света. С другой стороны, наличие таких макромасштабных плавных дефектов в рентгеновском дифракционном эксперименте может быть обнаружено только при использовании рентгеновского пучка с достаточно высокой пространственной когерентностью [7].

Следует подчеркнуть фрактальный тип поведения обсуждаемых макромасштабных дефектов. Их корреляционная функция отнюдь не стремится к нулю при $r \rightarrow \infty$. Таким образом, нет ничего удивительного в том, что истинные решения волнового уравнения оказываются в этом случае неустойчивыми. Причина этой неустойчивости заключается в условии адиабатичности поведения функции $\Delta z(x, y)$. Известно, что адиабатические воздействия на систему не позволяют восстановить их историю по внутреннему состоянию этой системы, что и порождает обсуждаемую неустойчивость.

В свою очередь, неустойчивость решений волнового уравнения приводит к тому, что процесс рентгеновского рассеяния от не идеальной МР становится зависимым от внешних возмущений. Иными словами, система «рентгеновские фотоны + рассеивающие атомы» оказывается *открытой* квантовой системой. Известно, что такие системы ведут себя как диссипативные, даже если полная энергия в системе сохраняется [14]. Диссипативный характер такой системы проявляется в возрастании *энтропии*, и, соответственно, в отсутствии симметрии относительно

обращения времени (T -инвариантность). В нашем случае *декогеренция* квантовых состояний рентгеновских фотонов в процессе дифракции сопровождается постоянным вымиранием недиагональных элементов матрицы плотности, описывающей состояние рентгеновских фотонов. Это означает, что в процессе дифракции состояния фотона с разными направлениями волнового вектора становятся не когерентными, и для дальнейшего описания дифракции необходимо складывать интенсивности, а не амплитуды. В рентгеновской дифракции нарушение T -инвариантности эквивалентно нарушению принципа взаимности в сечениях рассеяния [15].

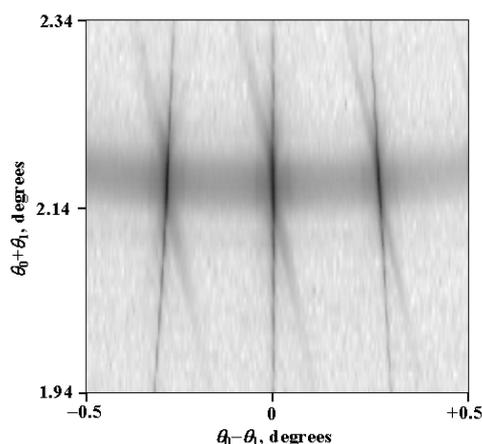


Рис.2 Дифракционная карта рассеяния 0 и ± 1 отражений от МР была получена в трехкристалльной схеме измерений с использованием СИ (накопитель ВЭПП-3М). Длина волны – 0.154 нм. Интенсивность представлена в логарифмическом масштабе. Динамический диапазон измерений $\sim 10^5$.

На Рис. 2 представлена дифракционная карта рассеяния от МР, приготовленной на основе W/Si многослойного рентгеновского зеркала при помощи голографической литографии с последующим ионным травлением: период решетки – 0.8 μm , период многослойного зеркала – 3 нм. Качество изготовления МР может быть проиллюстрировано тем фактом, что интегральные интенсивности отражений порядков составляли 80–90 % от теоретически предсказанных величин, при этом «перемешивание» порядков было слабее, чем 0.1 %.

Вертикальные полосы на карте представляют собой зеркальное рассеяние для 0 и ± 1 порядков отражения от МР. Горизонтальное гало – квази-брэгговское рассеяние, усиление диффузного рассеяния за счет конформного поведения шероховатостей в многослойном зеркале. Наклоненные вертикальные полосы диффузного рассеяния возникают из-за динамических эффектов. Условие их возникновения – угол падения равен брэгговскому углу.

Нарушение T -инвариантности в полученных данных проявляется как отсутствие симметрии интенсивности относительно вертикальной

линии в центре, соответствующей зеркальному рассеянию относительно поверхности МР. Аналогичный эффект мы наблюдали в работах [6–8, 16] при исследовании рентгеновского диффузного рассеяния от многослойных рентгеновских зеркал и полупроводниковых сверхрешеток.

В заключение подчеркнем, что обсуждаемый эффект декогеренции оказывается принципиально важным в условиях динамической дифракции. Пусть рассеиваясь на потенциале, фотон имеет вероятность потерять свою когерентность. Эта вероятность не велика, пока справедливо борновское приближение. Однако, в условиях динамической дифракции эта вероятность растет экспоненциально от количества «актов» рассеяния.

Работа была поддержана РФФИ, проект № 03-02-16259 и МНТЦ, проект № 1794.

- [1] Gluskin, E.S., Kulipanov, G.N., Kezerashvili, G.Ya., Pindyurin, V.F., Skrinisky, A.N., Sokolov A.S. and Ilyinsky, P.P., Springer Ser. In Opt. Sci., Ed. Tamir, Th., X-Ray Microscopy (Proceedings of the International Symposium, Göttingen, FRG, September 14–16, 1983), Eds. Schmahl, G. and Rudolph, D., Berlin, Springer-Verlag, 336 (1984).
- [2] Brauer, S., Stephenson, G.B., Sutton, M., Brüning, R., Dufresne, E., Mochrie, S.G.J., Grubel, G., Als-Nielsen, J. and Abernathy, D.L., Phys. Rev. Lett., **74**, 2010 (1995).
- [3] Williams, G.J., Pfeifer, M.A., Vartanyants, I.A. and Robinson, I.K., Phys. Rev. Lett., **90**, 175501 (2003).
- [4] Patterson, D., Allman, B.E., McMahon, P.J., Lin, J., Moldovan, N., Nugent, K.A., McNulty, I., Chantler, C.T., Retsch, C.C., Irving, T.H.K. and Mancini, D.C., Opt. Commun., **195**, 79 (2001).
- [5] Robinson, I.K., Kenney-Benson, C.A. and Vartanyants, I.A., Physica B, **336**, 56 (2003).
- [6] Chernov, V.A., Kondratiev, V.I., Kovalenko, N.V. and Mytnichenko, S.V., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, **470**, 145 (2001).
- [7] Chernov, V.A., Kondratiev, V.I., Kovalenko, N.V., Mytnichenko, S.V. and Zolotarev, K.V., J. Appl. Phys., **92**, 7593 (2002).
- [8] Chernov, V.A., Kondratiev, V.I., Kovalenko, N.V., Mytnichenko, S.V. and Zolotarev, K.V., Physica B, **357**, 232 (2005).
- [9] Boer, D.K.G., Phys. Rev. B, **51**, 5297 (1995).
- [10] Spiller, E., AIP Conf. Proc., **75**, 24 (1981).
- [11] Barbee, W.T., Rev. Sci. Instrum., **60**, 1588 (1989).
- [12] Erko, A.I., Vidal, B., Vincent, P., Agafonov, Yu.A., Roschupkin D.V. and Brunel, M., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, **333**, 599 (1993).
- [13] Chernov, V.A., Chkhalo, N.I., Kovalenko, N.V. and Mytnichenko, S.V., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, **359**, 138 (1995).
- [14] Менский, М.Б., УФН, **173**, 1999 (2003).
- [15] Mytnichenko, S.V., Physica B, **355**, 244 (2005).
- [16] Chernov, V.A., Kovalenko, N.V., Mytnichenko, S.V. and Toropov, A.I., Acta Cryst. A, **59**, 551 (2003).

Сечения поглощения пленок 3d –переходных металлов в интервале энергий 250 - 1400 эВ.

С.В. Некипелов¹, А.С. Виноградов², В.Н. Сивков¹, Д.В. Сивков¹,

¹ Сыктывкарский государственный университет, г.Сыктывкар, 167001, Россия: snek@syktsu.ru

² Институт физики Санкт-Петербургского государственного университета, г. Санкт-Петербург, 198504,

Россия

Ряд переходных металлов от Са до Си характеризуется уникальными оптическими свойствами в ультрамягкой рентгеновской области спектра, что обуславливает их широкое применение в качестве однослойных и многослойных отражающих покрытий, абсорбционных фильтров, а также материала для подложек и вакуумноплотных разделительных пленок при проведении исследований твердотельных и газообразных соединений методом прямого фотопоглощения. Во многом эти свойства определяются наличием у атомов переходных элементов незаполненной 3d – оболочки, электроны которой из-за большого орбитального момента пространственно локализованы ближе к ядру, чем s - и p - электроны, и поэтому их состояние оказывается промежуточным между внутренними и валентными электронами. Некулоновское поведение внутриатомного потенциала для 3d- электронов в атомах переходных металлов приводит к появлению потенциального барьера в эффективном атомном потенциале и к эффекту коллапса электронной орбиты с изменением заряда ядра в ряду атомов 3d – переходных элементов. Из-за выраженной немонотонности изменения эффективного атомного потенциала с ростом заряда ядра такой переход происходит скачкообразно, вызывая кардинальные изменения в рентгеновских спектрах поглощения атома, которое выражается в перераспределении сил осцилляторов между дискретной и непрерывной частями спектра [1]. Поэтому исследования спектральных зависимостей сечений поглощения и выявление из них эмпирических закономерностей распределения сил осцилляторов рентгеновских переходов в области $L_{2,3}$ – края поглощения с ростом атомного номера в ряду переходных металлов представляется весьма актуальной задачей. Следует отметить, что такие данные в литературе отсутствуют.

Измерение абсолютных значений сечений поглощения твердотельных соединений методом прямого фотопоглощения (пропускания) в ультрамягкой рентгеновской области спектра требует приготовления образцов для исследования в виде однородных пленок толщиной $d=40-300$ нм. В настоящей работе такие тонкопленочные образцы готовились методом термического испарения в вакууме с вольфрамовой или танталовой лодочки массивных металлов (чистота не хуже 99.9%). Чтобы свести к минимуму окисление пленок исследуемые образцы для металлов готовились при больших

скоростях испарения и в виде “сэндвича” с обкладками из титана без нарушения вакуума. Проведенные измерения методом взвешивания и полного внешнего отражения рентгеновского излучения показали, что плотности пленок 3d – металлов, приготовленных методом термического испарения в вакууме, оказываются ниже плотности массивных металлов. В настоящей работе приведены абсолютные сечения поглощения для ряда 3d- переходных металлов от Са до Си в интервале энергий квантов 250 - 1400 эВ, измеренные на рентгеновских характеристических линиях, в области $L_{2,3}$ -краев поглощения, полученные с использованием непрерывного излучения на рентгеновском спектрометре-монокроматоре РСМ-500[2]. Сила осцилляторов f определяется путем интегрирования экспериментальной зависимости сечения поглощения σ (в Мб) от энергии кванта E (в эВ) из соотношения [3]:

$$\sigma(E) = 109.8 \cdot \partial f / \partial E,$$

При этом σ определяется из уравнения:

$$\sigma(E) = -\frac{1}{n \cdot d} \cdot \text{Ln} \left(\frac{I(E) - I_{\phi}(E)}{I_0(E) - I_{0\phi}(E)} \right)$$

где I_0 , $I_{0\phi}$ и I , I_{ϕ} - измеряемые интенсивности рентгеновского монохроматического излучения и рассеянного фона в падающем и проходящем рентгеновских пучках, соответственно, n – концентрация поглощающих атомов в исследуемом твердотельном образце, d – толщина образца.

Исследования показали, что в длинноволновой части спектра измеренные сечения поглощения для всех исследованных металлов хорошо сшиваются с данными σ в области вакуумного ультрафиолета, а при энергиях квантов вдали от $L_{2,3}$ - порога ионизации совпадают с атомными сечениями [4]. Однако для Ti, V и Cr наблюдаются существенные расхождения с данными таблиц Хенке для энергий в области L_3 - и L_2 - интенсивных полос поглощения.

Спектральные зависимости сечений поглощения в припороговой области $L_{2,3}$ – спектров поглощения исследованных металлов приведены на рис.1. Обращает на себя внимание резкое изменение ближней тонкой структуры спектров при переходе от спектра Ag к спектрам К и Са и явное отличие БТС спектра Си от спектров других 3d-металлов, которое в первом случае выражается в появлении, а во втором – в отсутствии двух интенсивных полос поглощения. Из рисунка хорошо видно, что в ряду металлов Са, Sc, Ti, V и Cr наблюдается:

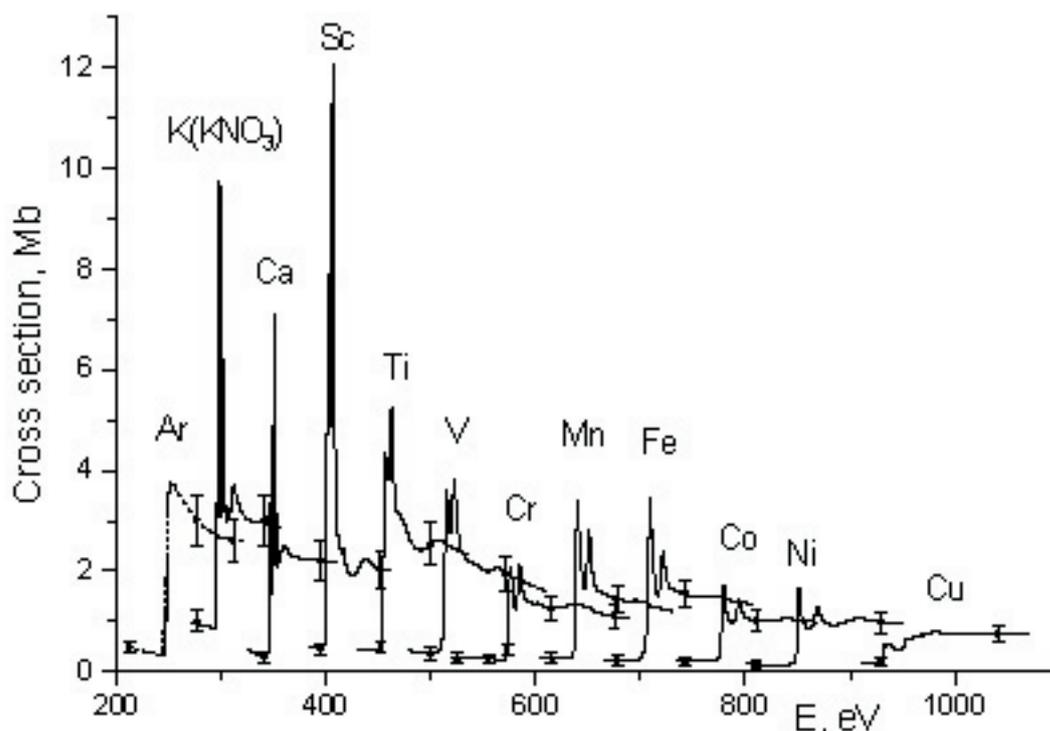


Рис. 1. Спектральные зависимости сечения поглощения в области $L_{2,3}$ - края поглощения атомов Ar[5], K (кристалл KNO_3), Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Co, Ni и Cu (металлические пленки). Точками и вертикальными отрезками указаны значения σ , измеренные на рентгеновских эмиссионных линиях, и их погрешности, соответственно.

(1) последовательное уменьшение интенсивности L_3 - и L_2 - резонансов; (2) постепенное убывание сечения поглощения в континууме выше $L_{2,3}$ - порога ионизации; (3) последовательное увеличение отношения значений парциальных величин сечений поглощения в максимумах L_3 - и L_2 - полос поглощения. При этом видно явное отклонение величины отношения L_3/L_2 парциальных интенсивностей, которые измерялись относительно уровня поглощения с длинноволновой стороны от L_3 - полосы, от отношения статистических весов $2p_{3/2}$ - и $2p_{1/2}$ - состояний (2:1): 0.68(Ca), 0.64(Sc), 0.80(Ti), 0.92(V) и 1.0(Cr). Далее, при переходе от спектра Cr к спектру Mn, происходит резкое увеличение парциальных σ в максимумах обоих резонансов и в $L_{2,3}$ - континууме, а также отношения сечений поглощения в максимумах от 1.0 для Cr до 1.3÷1.4 для Mn, Fe, Co и Ni. Экспериментально установлена близкая к линейной зависимость суммы сил осцилляторов в области 0-80эВ выше L_3 - края поглощения от числа свободных 3d-состояний в изолированных атомах для ряда металлов от Ca до Ni, из которой выпадают антиферромагнитный Cr и магнитные металлы Fe и Ni. Проведенные исследования спектральных зависимостей сечений поглощения в области резонансной структуры $L_{2,3}$ - порогов ионизации ряда переходных металлов от Ca до Cu показали, что коллапс 3d-орбиталей при переходе от атома Ar к атомам K, Ca и Sc проявляется в резком увеличении силы осцилляторов

$2p_{3/2,1/2} \rightarrow 3d$ переходов в спектрах этих атомов в металлах, которая достигает максимальной величины для металлического Sc.

Исследования проведены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований грант № 04-02-17216.

- [1] Р.И. Каразия. УФН, 135, вып.1, 1981, с.79.
- [2] А.П.Лукирский, И.А.Брытов, Н.И.Комяк, Аппаратура и методы рентгеновского анализа (СКБ РА), Ленинград, 1967, вып.2, с.4..
- [3] Фано.У, Купер. Дж. Спектральное распределение сил осцилляторов в атомах.– М., наука, 1972, 191с..
- [4] Henke B.L., Lee P., Tanaka T.J., Shimabukuro R.L.Fujikawa B.K. Atom Data and Nucl. Data Tables, 27, 1-144,1982.
- [5] Лукирский. А.П., Зимкина Т.М. Изв. АН СССР сер.физ. 27,324-329, 1963.

Рассеяние рентгеновских лучей блок-сополимерами

А.Е.Грищенко¹, А.П.Петраков², В.К.Турков², Д.Ройзард³,

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Ульяновская 1, Петродворец, Санкт-Петербург, Россия.

²Сыктывкарский государственный университет, Октябрьский пр., 55, Сыктывкар, Россия

E-mail: petrakov@syktsu.ru

³Groupe ENSIC, LSGC - BP 451 - 1, NANCY, rue Grandville, F- 54001 Cedex FRANCE

Мембранные методы очистки и разделения жидких и газообразных веществ широко применяется в медицине, биологии, пищевой промышленности и т.д. Одним из направлений мембранных технологий является создание синтетических полимерных мембран. Основными характеристиками мембран являются: проницаемость, селективность и механические свойства. В настоящее время нет полимерных мембран, обладающих одновременно большой проницаемостью, высокой селективностью и хорошими механическими свойствами. Неплохое разделение органических компонентов жидких растворов производится мембранами из сшитого полидиметилсилоксана [1]. Для придания полимерным пленками необходимых механических свойств используется блок-сополимер диметилсилоксана и уретана [1].

Целью настоящей работы является исследование морфологических особенностей полидиметилсилоксан-уретана рентгеновскими методами дифрактометрии, рефлектометрии и малоуглового рассеяния.

Методика эксперимента

Исследуемый блок-сополимер состоит из жестких блоков ароматического диизоцианата и гибких блоков, содержащих полидиметилсилоксан. Образцы получались в виде пленок путем испарения растворителя из растворов блок-сополимеров. Структурная формула приведена на рис.1.

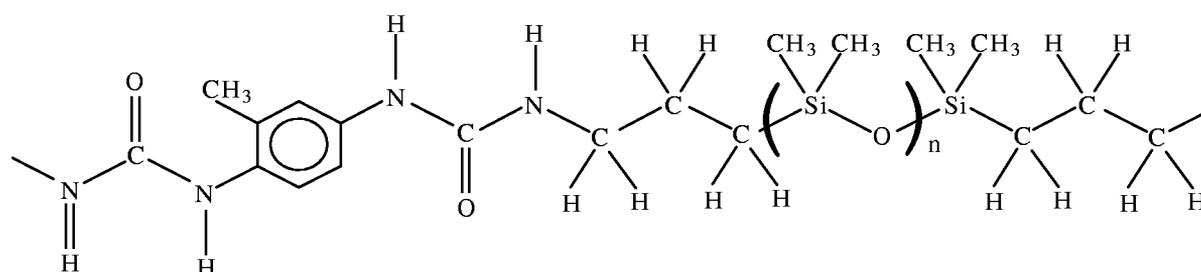


Рис.1 Структурная формула блок-сополимера, n - число мономерных звеньев диметилсилоксана в блоке.

Исследования полимеров рентгеновскими методами проводились на медном излучении. Дифрактограммы снимались на дифрактометре ДРОН - 2.0, управляемом персональным компьютером Интегральные кривые рентгеновской рефлектометрии получались с применением щелевого кремниевого монохроматора.

Рассеяние рентгеновских лучей под углами $\vartheta < 1^\circ$ образцом поверхность, которого расположена нормально падающему лучу получило название малоуглового рассеяния (МУР). Достоинством МУР является наличие интерференционного максимума в нулевом узле, как для кристаллических, так и аморфных объектов. Объясняется это тем, что в этом случае разность хода для волн, рассеянных атомами, расположенных как угодно, равна нулю. Еще одним достоинством метода является независимость размеров данного максимума от вариация периодичности d [2]. Малоугловое рассеяние применяется для исследования формы молекул и определения их размеров.

Широкое применение методов МУР сдерживалось экспериментальными трудностями. Расходимость рентгеновского луча на обычных аппаратах превосходит расходимость, обусловленную дифракционным расширением нулевого узла.

Были разработаны специальные камеры для малоугловых исследований. В настоящее время монохроматоры, применяемые в высокоразрешающих рентгеновских дифрактометрах позволяют получать излучение с угловой расходимостью в единицы и десятые доли угловых секунд. Высокорастворяющие рентгеновские дифрактометры обеспечивают и угловые повороты с шагом в единицы угловых секунд. Все это дает возможность использовать их для малоугловых

съемок [3]. Схема малоугловой съемки с использованием кристаллов в качестве монохроматоров и анализаторов получила название Бонзе-Харта [4]. Данная схема использовалась в настоящей работе.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис.1 приведена дифрактограмма, на которой виден интенсивный максимум в области 11.225 градусов и слабый, размытый - вблизи 19.5 град.

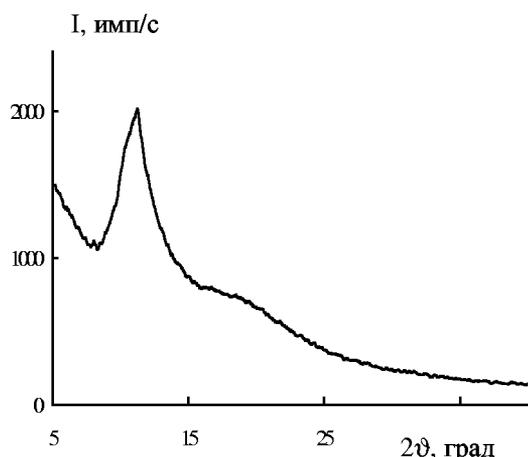


Рис.2 Дифрактограмма блок-сополимера.

На рис.3 представлены результаты малоуглового рассеяния. По оси абсцисс отложен квадрат угла поворота анализатора. На оси ординат отмечена интенсивность излучения в логарифмическом масштабе, зарегистрированная детектором.

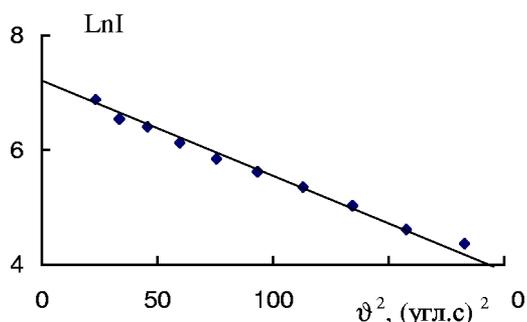


Рис.3 Малоугловое рассеяние.

На интегральной рефлектограмме интенсивность падает до половины первоначальной величины при повороте детектора на угол $2\vartheta = 9.4$ мин, а образца - $\vartheta = 4.7$ мин. В области поворота детектора на угол $2\vartheta = 186$ мин, что соответствует повороту образца на угол $\vartheta = 93$ мин, виден максимум.

Интенсивный максимум на дифрактограмме указывают на наличие порядка в полимерах. Очевидно, в блок-сополимерах имеются участки в пределах, которых молекулярные цепи расположены параллельно друг другу. Периодичность их расположения оцененная по формуле Вульфа-Брэгга $d = \lambda/2\sin\vartheta$, составляет 7.88 ± 0.02 Å. Второй максимум является сильно размытым, что указывает на наличие в системе и участков с беспорядочно спутанными цепями [5,6].

Анализ кривой малоуглового рассеяния применим для расчета инвариантов, которыми называют структурные характеристики частиц [4]. Одним из наиболее известных структурных параметров определяемых методами МУР является радиус инерции R_g . Распределение интенсивности рассеяния в начале кривой МУР с точностью до членов пропорциональных s^4 ($s = 4\pi\sin\vartheta/\lambda$) описывается формулой Гинье [7]

$$I(s) = I(0)\exp(-s^2R_g^2/3).$$

Радиус инерции, оцененный по тангенсу угла наклона прямой на рис.3 составляет 50 ± 5 Å. Радиус инерции связан с размером рассеивающих частиц. Для частиц в форме шара радиуса R : $R_g^2 = 0.6 R^2$.

Присутствие максимума на рефлектограмме указывает на наличие поверхностного слоя отличного от объемной части. Данный максимум является результатом интерференции рентгеновских лучей, отраженных от верхней и нижней границ слоя. Положение интерференционного максимума ϑ_i связано с толщиной слоя L выражением

$$\vartheta_i^2 = 2\delta + \lambda^2/4L^2,$$

где δ - единичный декремент показателя преломления. Для нахождения толщины слоя из этого уравнения необходимо знать δ . Величину δ можно найти по положению критического угла полного внешнего отражения $\vartheta_c = (2\delta)^{1/2}$. Критический угол соответствует точке в которой интенсивность излучения падающего на образец уменьшается в двое. Найденная, таким образом толщина слоя составляет 314 ± 15 Å.

На основе проведенных исследований можно сделать следующий вывод. Исследуемые блок-сополимеры представляют собой набор областей в пределах, которых молекулярные цепи расположены параллельно и областей с беспорядочно спутанными цепями. Радиус инерции центров рассеивающих рентгеновские лучи под малыми углами составляет 50 ± 5 Å. Блок-сополимеры имеют поверхностный слой толщиной 314 ± 15 Å.

- [1]. S.Schnabel, D. Roizard, T. Nguyen, P. Lochen, Ph. Aptel. Colloids and surfces. A, 138, 335-343 (1998).
- [2]. Иверонова В.И., Г.П.Ревкевич. Теория рассеяния рентгеновских лучей. - М.: МГУ. 1978.
- [3]. Петраков А.П ЖТФ, 70, 31 (2000).
- [4]. Свргун Д.И., Фейгин Л.А. Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние. - М.: Наука. 1986.
- [5]. Китайгородский А.И. Рентгеноструктурный анализ мелкокристаллических и аморфных тел. - Л.: Техничко-теоретическая литература. 1952.
- [6]. Вайнштейн Б.К. Дифракция рентгеновых лучей на цепных молекулах. - М.: АН СССР. 1963.
- [7]. Гинье А. Рентгенография кристаллов. - М.: Физматтиз. 1961.

Вычислительная диагностика многослойных дифракционных решеток: влияние формы штриха на угловое распределение отраженной интенсивности

В.И. Пунегов^{1,2}, А.В. Карпов², С.И. Колосов²

¹Отдел математики КНЦ УрО РАН, ул. Чернова 3-а, Сыктывкар, Россия

²Сыктывкарский государственный университет, Октябрьский проспект 55, Сыктывкар, Россия

e-mail: punegov@syktsu.ru

Многослойные дифракционные решетки (МДР) применяются в различных спектроскопических исследованиях в качестве высоко разрешающих узкополосных монохроматоров и энергетических сепараторов. Пространственная структура МДР формируется периодически расположенными в горизонтальном направлении латерально ограниченными многослойными рентгеновскими зеркалами (МРЗ). Латеральная ширина таких зеркал имеет размеры от нескольких микрон до нескольких десятков нанометров.

В работе исследуется отражательная способность МДР в зависимости от формы штриха решетки. Известно, что для планарных рентгеновских зеркал более подходящей является динамическая теория. Однако для достаточно тонких зеркал кинематическое приближение приводит к тем же результатам. Кинематическая теория применима и для толстых структур, если эти структуры имеют латеральное ограничение [1].

В рамках кинематической теории отражения от многослойной латерально ограниченной структуры введем в рассмотрение параметр

$$a_H = [\chi_1 - \chi_2] C \sin(H d_1 / 2) / (\lambda \sin \vartheta),$$

который определим как рассеивающую способность рентгеновского зеркала единичной толщины. Здесь $\chi_{1,2}$ - рентгеновские восприимчивости среды первого и второго слоя периода зеркала $d = d_1 + d_2$, C - фактор поляризации, $H = |(2\pi/d)\vec{n}|$ - величина вектора обратной решетки МРЗ, \vec{n} - единичный вектор нормали к поверхности многослойной структуры, λ - длина волны рентгеновских лучей, ϑ - угол скольжения падающего рентгеновского пучка. Проводя интегрирование вдоль оси y , для амплитуды отраженной от зеркала рентгеновской волны получим выражение:

$$E_H(q_x, q_z) = i a_H \int_0^l dz \exp(-i q_z z) \int_{\Omega_1(z)}^{\Omega_2(z)} dx \exp(-i q_x x), \quad (1)$$

где $q_{x,z}$ - компоненты вектора $\vec{q} = \vec{k}_H - \vec{k}_0 - \vec{H}$. Здесь $\vec{k}_{0,H}$ - волновые векторы падающей и отраженной рентгеновской волны. В этой формуле пределы интегрирования Ω_1 и Ω_2 определяются формой сечения рентгеновского зеркала.

Рассмотрим дифракцию на зеркале с трапециевидальным сечением (рис. 1).

Пределы интегрирования в (1) для трапеции с верхним основанием b , нижним основанием $a+b+c$ и высотой l запишутся как: $\Omega_1(z) = (l-z)a/l$ и $\Omega_2(z) = a+b+cz/l$.

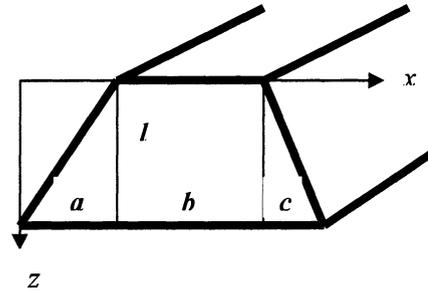


Рис.1

Угловое распределение отраженной от зеркала интенсивности имеет вид:

$$I_H(q_x, q_z) = |a_H(l/q_x) \cdot [\exp(-iW) \cdot \sin(A)/A + \sin(B)/B]^2|,$$

где $W = q_x((a+c)/2+b)$, $A = (q_z l + q_x c)/2$, $B = (q_z l - q_x a)/2$. Данное решение для $a=c=0$ описывает отражение от зеркала с прямоугольным, а для $b=0$ - с треугольным сечением. Выражения для отраженной интенсивности от МДР получены в [2].

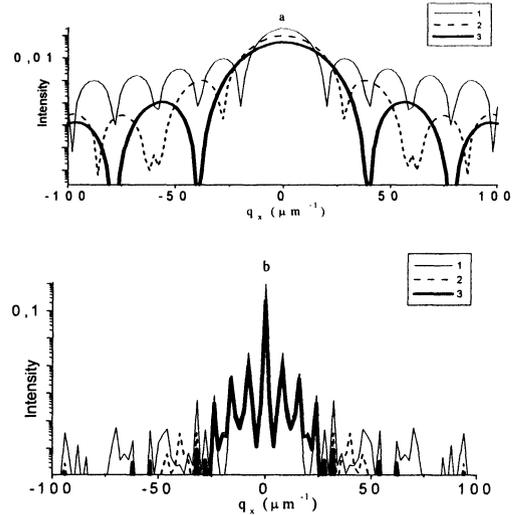


Рис.2

На основе полученных решений проведено численное моделирование углового распределения отраженной интенсивности от рентгеновских зеркал Ni/C прямоугольного, трапециевидального и треугольного сечения, а также от МДР с соответствующей формой штриха (число штрихов $M=100$).

Для всех вычислений период зеркала $d=3.9\text{ nm}$, отношение никелевого слоя к периоду $d_1/d=0.37$, число периодов $N=35$. Используется жесткое излучение с длиной волны 1.54 \AA . Нижнее основание зеркала $a+b+c=320\text{ nm}$. На рисунке 2 показаны q_x -сканы ($q_z=0$) от латерально ограниченных зеркал (а) с прямоугольным ($a=c=0$, $b=320\text{ nm}$, кривая 1), трапецидальным ($a=c=100\text{ nm}$, $b=120\text{ nm}$, кривая 2) и треугольным ($a=c=160\text{ nm}$, $b=0$, кривая 3) сечением и МДР (б) с соответствующей формой штриха (период решетки $T=800\text{ nm}$).

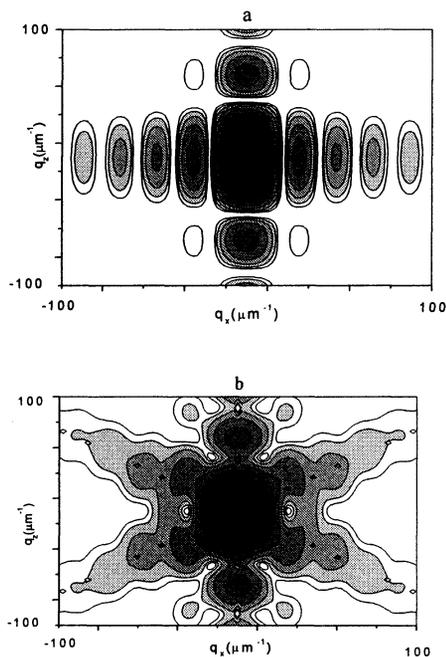


Рис.3

Карты распределения отраженной интенсивности в обратном пространстве от латерально ограниченных зеркал с прямоугольным (а) и трапецидальным (б) сечением изображены на рисунке 3. Для зеркала с прямоугольным сечением угловое распределение интенсивности вдоль q_x - и q_z - направления имеет осцилляционный характер. Период осцилляций зависит от латеральных и вертикальных размеров зеркала.

Горизонтальная полоса интенсивности при переходе от прямоугольного к трапецидальному сечению преобразуется в две пересекающихся полосы, наклон которых полностью определяется геометрическим положением боковых граней зеркала.

Соответствующие карты распределения отраженной интенсивности в обратном пространстве для многослойных дифракционных решеток ((а)-прямоугольная, (б)- трапецидальная форма штриха) показаны на рисунке 4. Можно заметить, что профили распределения интенсивности от решеток совпадают с контурами равной интенсивности от латерально ограниченных зеркал.

Независимо от формы штриха на картах распределения интенсивности от МДР формируется система равноотстоящих полос (дифракционных порядков решетки) вдоль q_x - направления. Расстояние между дифракционными максимумами (сателлитами) находится из условия $q_x^{(n)} = (2\pi/T)n$, где n – номер дифракционного порядка. Вблизи брэгговского положения интенсивности дифракционных порядков для решеток с прямоугольным и трапецидальным профилем штриха практически совпадают (рис.2б).

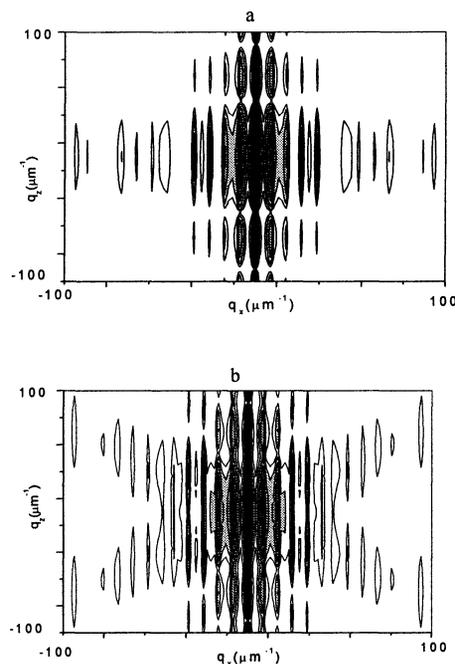


Рис.4

Заметное отличие в угловом распределении отраженной интенсивности наблюдается на «хвостах» кривых отражения (1 и 2 на рис.2б). Однако по кривым отражения трудно судить о форме штриха МДР. Наглядная информация об этой характеристике дифракционной решетки может быть получена из анализа распределения отраженной интенсивности на соответствующих картах в обратном пространстве. Похожие по виду карты распределения дифракционной интенсивности экспериментально измерены для кристаллической поверхностной решетки InP с разной формой штриха [3].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 03-02-16239)

- [1] Колосов С.И., Пунегов В.И., Кристаллография, **50**, 28 (2005)
- [2] Пунегов В.И., Карпов А.В., Мытниченко С.В., Коваленко Н.В., Чернов В.А., Изв. РАН Сер. Физ. **68**, 538 (2004)
- [3] van der Sluis P., Binsma J.J.M., van Dongen T. Appl. Phys.Lett. **62**, N24, 3186 (1993)

Методы расчета латерально ограниченных многослойных рентгеновских зеркал

С.И. Колосов¹, В.И. Пунегов^{1,2}

¹Сыктывкарский государственный университет, Октябрьский проспект 55, Сыктывкар, Россия

²Отдел математики КНЦ УрО РАН, ул. Чернова 3-а, Сыктывкар, Россия

e-mail: punegov@syktsu.ru

В рентгеновской оптике существует ряд методов расчета коэффициентов отражения от многослойных зеркал в широком диапазоне значений диэлектрической проницаемости химических элементов и произвольных углов скольжения падающего рентгеновского пучка. Самыми распространенными подходами являются методы рекуррентных соотношений, характеристической матрицы, медленных амплитуд [1] и методы, использующие формализм теории дифракции рентгеновских лучей в кристаллах [2]. Как правило, все эти подходы используются для вычисления отражательной способности планарных или, иными словами, латерально неограниченных рентгеновских зеркал. Однако для расчетов многослойных дифракционных решеток, зонных пластинок или рентгеновских зеркал с градиентом периода в продольном направлении эти методы не пригодны или требуют существенных преобразований.

С использованием уравнений динамической теории дифракции рентгеновских лучей в кристаллах (аналогичных уравнениям медленных амплитуд в рентгеновской оптике [1,2]) мы разработали методы расчета отражательной способности от латерально ограниченных рентгеновских зеркал. Для этой цели был использован формализм, ранее использованный для вычисления кривых дифракционного отражения от кристаллов прямоугольного сечения [3].

Рассмотрим плоскую монохроматическую рентгеновскую волну, падающую на поверхность рентгеновского зеркала. В рамках динамической теории для амплитуд проходящей $E_0(x, z)$ и отраженной $E_H(x, z)$ волны используем следующую систему уравнений

$$\begin{cases} (ctg\theta \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z})E_0(x, z) = ia_0 E_0(x, z) + ia_H E_H(x, z) \\ (ctg\theta \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial z})E_H(x, z) = i(a_0 + \eta)E_H(x, z) + ia_H E_0(x, z) \end{cases}$$

где $a_0 = \pi(\chi_1 \langle d_1 \rangle + \chi_2 \langle d_2 \rangle) / (\lambda \cdot \sin(\vartheta) d)$ - коэффициент, отвечающий за преломление и поглощение рентгеновских лучей в многослойной структуре, $a_H = [\chi_1 - \chi_2] C \sin(H d_1 / 2) / (\lambda \sin \vartheta)$. Здесь $\chi_{1,2}$ - рентгеновские восприимчивости среды первого и второго слоя периода зеркала $d = d_1 + d_2$, C - фактор поляризации, $H = 2\pi/d$, λ - длина волны рентгеновских лучей, $\eta = 4\pi \cos(\vartheta_B) \omega / \lambda$, $\omega = \vartheta - \vartheta_B$, ϑ - угол скольжения падающего рентгеновского пучка, ϑ_B -

точный угол Брэгга для многослойной структуры.

Вычисление угловой зависимости отраженной интенсивности от латерально ограниченных рентгеновских зеркал с прямоугольным сечением $L_x \times L_z$ (рис.1), где L_x - ширина и $L_z = N \cdot d$ - толщина зеркала (N - число периодов), основано на двух независимых численных процедурах.

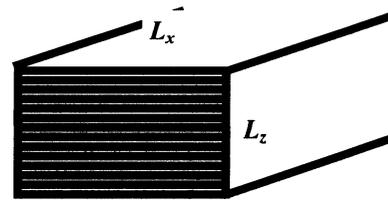


Рис.1

Первый алгоритм основан на численном интегрировании уравнений дифракции с использованием разностной сетки. Второй метод базируется на преобразовании Лапласа исходных дифракционных уравнений. Проведено численное моделирование кривых отражения для зеркал разной ширины и толщины. В процессе вычислений углового распределения дифракционной интенсивности было выяснено, что оба метода дают совпадающие результаты. Кроме того, показано, что два параллельных метода позволяют контролировать ход вычислений, подбирать оптимальный шаг интегрирования в первом методе и выбирать число полюсов во втором методе.

В численных расчетах мы использовали параметры для W/C и Ni/C многослойных структур на длине рентгеновской волны $\lambda = 0.154 \text{ nm}$ и $\lambda = 1.54 \text{ nm}$ с периодом зеркала $d = 4 \text{ nm}$ ($d_w / d = 0.4$). Толщина L_z для многослойной структуры W/C составляла 160 nm , для структуры Ni/C - 200 nm . Все расчетные кривые отражения приводятся в относительной шкале интенсивностей, максимальное значение которых нормировано на единицу.

Изменение формы кривых отражения от рентгеновских зеркал W/C при возрастающем значении латерального размера L_x показано на рисунке 2.

Из приведенных результатов следует, что визуальное совпадение кривых отражения от латерально неограниченного зеркала и зеркала конечной ширины наблюдается при отношении $L_x / L_z = 250$ (рис.2с).

С другой стороны, отражение для более мягкого рентгеновского излучения ($\lambda = 1.54nm$) от тех же зеркал не показывает каких-либо различий по сравнению с латерально неограниченной структурой (рис.3). Это связано с более сильным взаимодействием излучения со средой, поэтому на кривой отражения не проявляются ни толщинные осцилляции, ни интерференционные искажения, вызванные ограниченной шириной зеркала.

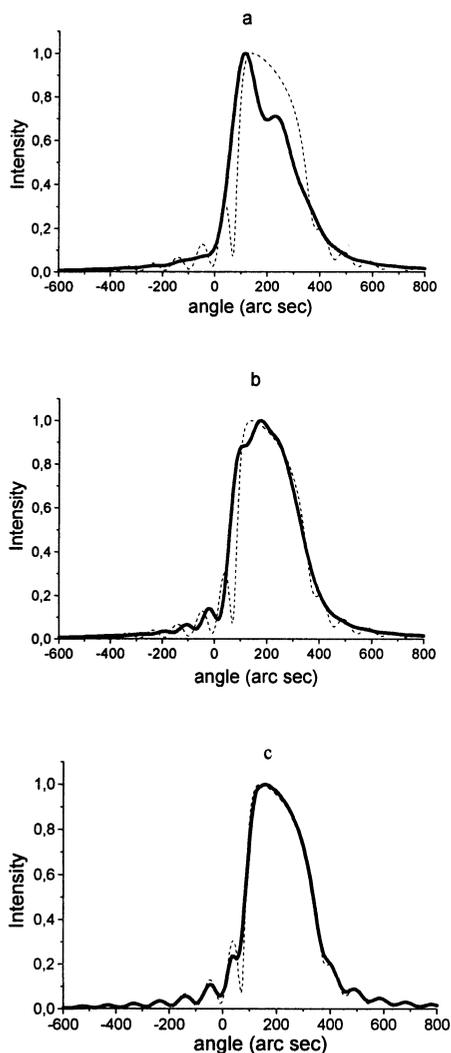


Рис.2

Кривые первого брэгговского отражения (сплошная жирная линия) от латерально ограниченной многослойной структуры W/C: а) $L_x / L_z = 50$, б) $L_x / L_z = 100$, в) $L_x / L_z = 250$. Контур кривой отражения от латерально неограниченной структуры показан пунктирной линией. Длина волны рентгеновских лучей $\lambda = 0.154nm$.

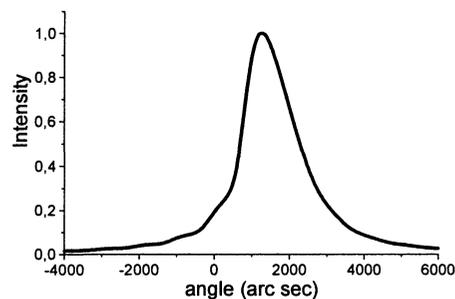


Рис.3

Кривая отражения от зеркала W/C, $\lambda = 1.54nm$

Для сравнения на рисунке 4 показаны кривые отражения от многослойных структур Ni/C.

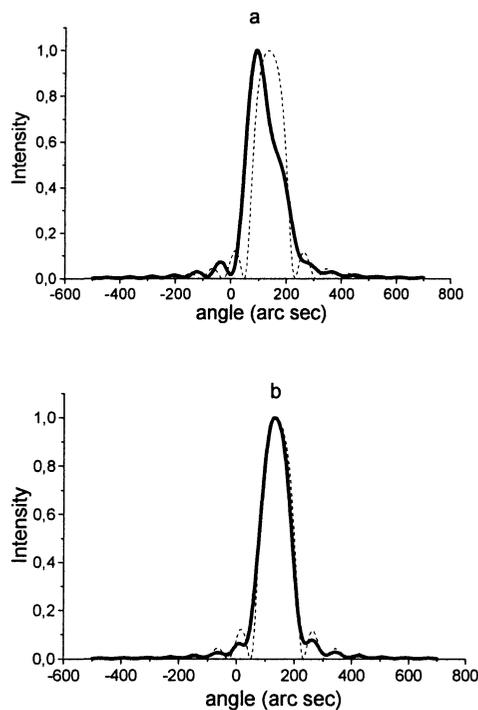


Рис.4

Кривые первого брэгговского отражения (сплошная жирная линия) латерально ограниченной многослойной структуры Ni/C: а) $L_x / L_z = 70$, б) $L_x / L_z = 150$. Контур кривой отражения от латерально неограниченной структуры показан пунктирной линией, $\lambda = 0.154nm$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 03-02-16239)

- [1] Виноградов А.В., Брытов И.А., Грудский А.Я. и др. Зеркальная рентгеновская оптика. Л.: Машиностроение. 1989
- [2] Underwood J.H., Barbee T.W., Jr., Applied Optics, **20**, 3027 (1981)
- [3] Колосов С.И., Пунегов В.И., Кристаллография, **50**, 28 (2005)

Дифракция фемтосекундных импульсов излучения рентгеновского лазера на свободных электронах

В.А.Бушуев

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
физический факультет, 119992 ГСП-2 Москва, Россия
e-mail: bushuev@phys.msu.ru

В связи с ожидаемым созданием рентгеновского лазера на свободных электронах (РЛСЭ) с длиной волны излучения $\lambda \approx 0.1$ нм большой интерес представляет рассмотрение динамической дифракции мощных фемтосекундных импульсов для управления характеристиками излучения и развития методов диагностики лазерных импульсов. В настоящее время активно разрабатываются два проекта: TESLA [1] и LCLS [2]. Расчеты показывают, что в результате самоусиления спонтанного излучения электронов с энергией ≈ 15 ГэВ из ондулятора выходит большое число сгустков (банчей) с длительностью ≈ 100 фс. Эти импульсы, в свою очередь, состоят из сверхкоротких не синхронизированных субимпульсов с длительностью $\tau_0 \sim 0.1$ фс на фоне гладкой огибающей, разделенных временными интервалами $\sim 0.3-0.5$ фс [3]. Поперечный размер импульсов $r_0 \sim 50$ мкм, угловая расходимость ≈ 1 мрад, пиковая мощность ≈ 10 ГВт, средняя мощность ~ 40 Вт [3].

Ранее дифракция излучения РЛСЭ рассматривалась исключительно в приближении плоского (неограниченного) волнового фронта падающего δ -образного (во времени) [4] или гауссовского [5, 6] импульса. Такой подход в принципе не может учесть наличие поперечной модовой структуры и, что более существенно, неоднородное поперечное распределение фазы амплитуды импульса. Кроме того, авторы, как правило, ограничивались лишь анализом поля отраженного импульса на выходной поверхности кристалла, тогда как значительный практический интерес представляет учет пространственно-временного расплывания ограниченных в пространстве импульсов при их распространении в вакууме.

В настоящей работе развита общая теория динамической дифракции рентгеновского импульса с произвольной пространственно-временной структурой поля $E_{in}(\mathbf{r}, t)$ в кристаллах с произвольной толщиной и коэффициентом асимметрии отражения в случаях Брэгга и Лауэ. Такой подход позволяет анализировать структуру поля $E_G(\mathbf{r}, t)$ отраженных ($G = h$) и прошедших ($G = 0$) импульсов на произвольных расстояниях z от кристалла (рис. 1), а также степень пространственной и временной когерентности этих импульсов и ее связь со статистическими свойствами поля излучения РЛСЭ.

Представим поле падающего импульса на входной поверхности кристалла в виде $E_{in}(x, t) = A_{in}(x, t)\exp(ik_0x - i\omega_0t)$, где $A_{in} = |A_{in}| \times \exp[i\Phi(x, t)]$ - комплексная медленно меняющаяся амплитуда ($r_0 \gg \lambda$, $\tau_0 \gg \lambda/c$), $k_{0x} = k_0 \cos(\vartheta_B + \psi + \Delta\vartheta)$, $k_0 = \omega_0/c = 2\pi/\lambda$, $2k_0 \sin\vartheta_B = h$, h - величина вектора обратной решетки, ϑ_B - угол Брэгга для центральной (средней) частоты ω_0 , ψ - угол наклона отражающих плоскостей кристалла.

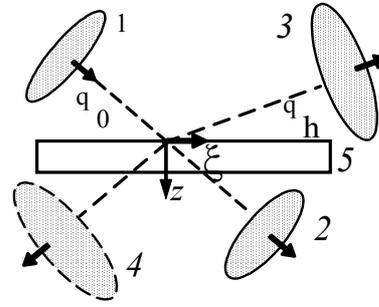


Рис. 1. 1 - падающий импульс $A_{in}(\mathbf{r}, t)$, 2 - прошедший импульс $A_0(\mathbf{r}, t)$, 3 - отраженный импульс $A_h(\mathbf{r}, t)$ в случае Брэгга и в случае Лауэ (4), 5 - кристалл.

Наиболее просто задача решается, если произвести двумерное фурье-преобразование поля $E_{in}(x, t)$, т.е. представить его в виде набора плоских волн с амплитудами $E_{in}(k_x, \omega)$, частотами ω и волновыми векторами $\mathbf{k} = (k_x, [k^2 - k_x^2]^{1/2})$, где $k = \omega/c$. В итоге получим следующее выражение для медленно меняющихся амплитуд:

$$A_G(x, z, t) = \iint C_G(q, \Omega, d) A_{in}(q, \Omega) \times \exp(i\varphi_S + i\varphi_D) dq d\Omega, \quad (1)$$

где

$$A_{in}(q, \Omega) = (2\pi)^{-2} \iint A_{in}(x, t) \exp(-iqx + i\Omega t) dx dt,$$

$$\varphi_S = q(x - |z| \text{ctg} \vartheta_G) - \Omega(t - |z|/c \gamma_G),$$

$$\varphi_D = - [q - (\Omega/c) \cos \vartheta_G]^2 / (2k_0 \gamma_G^3).$$

Здесь $q = k_x - k_{0x}$, $\Omega = \omega - \omega_0$; $\gamma_G = \sin \vartheta_G$; d - толщина кристалла; $C_0 = T$, $C_h = R$, где T и R - амплитудные коэффициенты прохождения и отражения для плоских волн, причем параметр отклонения от точного условия Брэгга $\alpha = [k^2 - (\mathbf{k} + \mathbf{h})^2] / k^2$ имеет следующий вид:

$$\alpha(q, \Omega) = 2 \sin 2\vartheta_B [\Delta\vartheta - q/k_0 \gamma_0 +$$

$$+ (\Omega/\omega_0)\cos\psi/\gamma_0\cos\theta_B].$$

Фаза φ_S описывает сдвиг по x и t , а фаза φ_D - дифракционное расплывание при распространении импульса в вакууме. Толщина кристалла d должна быть достаточно малой (несколько длин экстинкции Λ) для уменьшения тепловыделения и обеспечения более высокого коэффициента отражения $|R_{max}| \approx 1$. Интенсивности импульсов $I_G = |A_G|^2$. Для узких и коротких импульсов дифракционная расходимость λ/r_0 и спектральная ширина $\Delta\Omega \sim 1/\tau_0$ сравнимы и даже много превышают угловую и спектральную ширины области брэгговского отражения плоских волн. Это приводит к резкому уменьшению интенсивности отраженного импульса и к его уширению (расплыванию) как во времени, так и в пространстве. Степень расплывания увеличивается с ростом z (рис. 2).

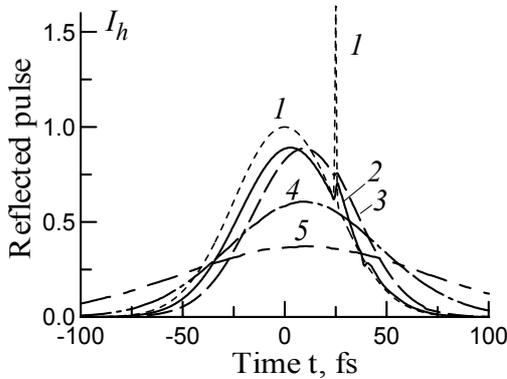


Рис. 2. 1 - падающий импульс, состоящий из длинного ($\tau_{01} = 50$ фс) и сверхкороткого ($\tau_{02} = 0.5$ фс) импульсов, $r_0 = 100 \mu\text{m}$; 2 - отраженный импульс; 3 - отраженный импульс при $r_0 = 10 \mu\text{m}$ и $z = 0$; $z = 1$ м (4) и $z = 2$ м (5). Излучение с $\lambda = 0.154$ нм, геометрия Брэгга, симметричное отражение Si(220), $d = 5 \mu\text{m}$.

Из рис. 3 видно, что два сверхкоротких импульса после отражения сливаются в один широкий несимметричный импульс с длительностью $\tau_h \approx 2(\Lambda/c)\sin\theta_B = 4$ фс и с интенсивностью $\approx 0.3\%$. Импульс в области $t = 2(d/c) \times \sin\theta_B \approx 13.4$ фс обусловлен отражением от нижней поверхности кристалла. Проходящий импульс $I_0(t)$ при этом практически совпадает по форме и интенсивности с падающим. Для коротких импульсов с широким фронтом ($r_0 \gg \Lambda \text{ctg}\theta_B$) и $z \ll 2r_0^2\gamma_h/\lambda$ спектр $A_{in}(q, \Omega) \sim \delta(q - \Omega \cos\theta_B/c)$ и формула (1) сводится к результатам в [4-6].

Одной из самых серьезных проблем в задаче дифракции мощных импульсов РЛСЭ является большая тепловая нагрузка на монокристаллы. Из анализа функции Грина уравнения теплопроводности с распределенными тепловыми источниками следует, что время распространения температуры на расстояние Δx составляет $\Delta t \approx (\Delta x)^2/4a^2$, где $a^2 = \lambda_T/c_T\rho$, λ_T и c_T

- коэффициенты теплопроводности и теплоемкости, ρ - плотность.

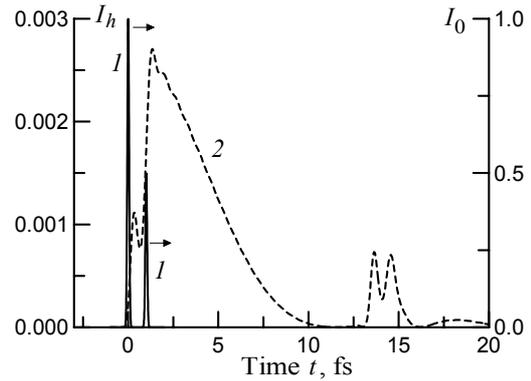


Рис. 3. 1 - падающие на кристалл два импульса с $r_0 = 100 \mu\text{m}$, $\tau_0 = 0.1$ фс, амплитудами 1 и 0.5 и расстоянием между ними 1 фс; 2 - временная структура отраженного импульса ($\lambda = 0.154$ нм, $d = 5 \mu\text{m}$, Si(220), геометрия Брэгга, $\Delta\theta = 0$).

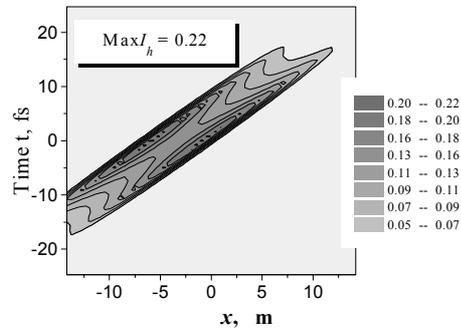


Рис. 4. Двумерное распределение амплитуды $|A_h(x, t)|$ отраженного импульса в случае Лауэ при падении гауссовского импульса с $r_0 = 10 \mu\text{m}$, $\tau_0 = 1$ фс ($\lambda = 0.154$ нм, Si(220), $\Delta\theta = 0$, $z = d = 7.7 \mu\text{m}$).

Если $\Delta x \sim \Lambda$, то для кремния и алмаза $\Delta t \sim 10$ нс, что много больше, чем $\tau_0 \sim 0.1-100$ фс. Таким образом, возможно, что лазерные импульсы не будут успевать разогревать кристалл за время своего отражения.

Сделан ряд рекомендаций по оптимизации выбора материала монокристаллов, порядка отражения, геометрии дифракции, расстояний от источника до кристалла и от кристалла до следующих элементов рентгеновской оптики.

[1] Report DESY 1997-048, ECFA 1997-182. DESY, Hamburg, Germany.
 [2] Report SLAC-R-521, UC-414 (1998). Stanford Linear Acceleration Center, CA 94025, USA.
 [3] Saldin E.L., Schneidmiller E.A. and Yurkov M.V., Report TESLA-FEL 2004-02 (2004).
 [4] Malgrange C. and Graeff W., J. Synchrotron Rad., **10**, 248 (2003).
 [5] Shastri S.D., Zambianchi P. and Mills D.M., J. Synchrotron Rad., **8**, 1131 (2001).
 [6] Graeff W., J. Synchrotron Rad., **11**, 261 (2004).

Планарные волноводы с отражающими слоями для рентгеновской и гамма оптики

В.Г. Семенов, В.В. Панчук

Химический факультет Санкт-Петербургского государственного университета,
Университетский пр. 26, Санкт-Петербург, Россия.
e-mail: Semenov@moss.pu.ru

Планарные волноводы с тонкопленочными покрытиями привлекают в последние годы большое внимание в связи с интенсивным развитием синхротронных источников излучения для рентгеноаналитических целей. Примеры практического применения планарных волноводов рассмотрены в [1]. Такие волноводы способны эффективно передавать излучение от источника к объекту почти без потерь мощности, являясь уникальным высокоинтенсивным источником рентгеновского или гамма-излучений. Предлагаются разные конструкции планарных волноводов, однако наиболее распространённая конструкция представляет собой слои с большой электронной плотностью, разделённые волноводным слоем из слабопоглощающего материала. Теория распространения электромагнитного излучения рентгеновского диапазона длин волн в волноводах такого типа приведена в [2]. Теоретически планарные волноводы позволяют значительно сузить спектральный состав излучения на выходе выполняя роль своеобразного монохроматора. Первые пробные эксперименты показали высокую перспективность таких волноводов-монохроматоров [3]. Однако эти результаты относились только к монохроматизации рентгеновского излучения без использования резонансных покрытий. Наш подход основан на введении резонансных структур в объём планарного волновода. Такие структуры представляют собой тонкопленочные покрытия специального состава, нанесённые на отражающие плоскости волновода. Состав покрытия подбирается таким образом, чтобы покрытие обладало резко выраженными резонансными свойствами в узком диапазоне длин волн. Такими свойствами будут обладать пленки в состав которых входят мессбауэровские ядра, в нашем случае ядра ^{57}Fe . Резонанс в таких структурах обеспечивается взаимодействием поля излучения с ядерной подсистемой, в отличие от нерезонансных структур, для которых поле излучения взаимодействует только с электронной подсистемой. Ширина резонанса в таких волноводах определяется шириной ядерного гамма-резонансного поглощения и находится в диапазоне десятков наноэлектронвольт. Для создания резонансного

покрытия в планарном волноводе можно выделить набор перспективных соединений, которые по своим параметрам являются наилучшими кандидатами. Такими соединениями являются $\text{Fe}(x)\text{Cr}(1-x)$, $\text{Fe}(x)\text{Al}(1-x)$, $\text{Fe}(x)\text{V}(1-x)$, $\text{Fe}(x)\text{Be}(1-x)$ а также $\text{Fe}(x)\text{Rh}(1-x)$. Эти соединения при определенном x обладают одиночной резонансной линией на ядре ^{57}Fe . Для исследования резонансных свойств структур, предназначенных для создания стоячих волн в планарных волноводах был создан уникальный стенд [4]. Стенд состоит из многофункционального прибора, объединившего в себе три спектральных метода: мессбауэровскую спектроскопию, рентгенфлуоресцентную спектроскопию и рентгеновскую рефлектометрию. Все методы ориентированы на работу в условиях полного внешнего отражения. Стенд позволяет не только исследовать свойства структур, но и экспериментально изучать распространение стоячей волны вдоль волновода, вплоть до момента выхода волны из волновода. Полученные на стенде экспериментальные результаты, позволяют уточнить механизм резонансного распространения рентгеновского и гамма-излучений в волноводе и подтверждают практическую ценность применения таких структур как для транспорта рентгеновского и гамма излучений, так и для сужения спектрального диапазона передаваемого излучения.

Работа поддержана грантом № 03-02-17168.

- [1] Klockenkamper R. Total-Reflection X-ray Fluorescence Analysis, New York.: John Wiley and Sons, 245 (1997).
- [2] Бушуев В.А., Орешко. А.П. Материалы совещания «рентгеновская оптика-2003», ИФМ РАН, Нижний Новгород, 45 (2003).
- [3] Feng Y.P., Sinha S.K., Fullerton E.E. et al. Appl. Phys. Lett., **67**, 3647 (1995).
- [4] Семенов В.Г., Иркаев С.М., Панчук В.В. и др. "Известия РАН" — серия физическая, **68**, №4, 497 (2004).

Анализ спектров резонансного магнитного рассеяния рентгеновских лучей от магнитных многослойных структур

М.А.Андреева, А.Г.Смехова

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет; 119992, Ленинские Горы, ГСП-2, Москва, Россия
e-mail: smeal@ok.ru

Рентгеновская магнитооптика – новый, быстро развивающийся метод исследования магнитных мультислоев и пленок. Проводимые на станциях синхротронного излучения исследования линейного и кругового дихроизма вблизи $L_{2,3}$ или $M_{2,3}$ краев поглощения дают уникальную информацию о магнитных моментах резонансных атомов в различных структурах. Используя регистрацию вторичных электронов, возможно проводить микроскопические исследования поверхности и изучать доменную структуру многослойных пленок селективно по разным резонансным слоям.

В геометрии отражения для рентгеновского излучения наблюдались все известные эффекты магнитооптики – экваториальный и меридиональный эффекты Керра, двулучепреломление, вращение плоскости поляризации и т.д. Однако важно отметить, что рентгеновская магнитная рефлектометрия обладает ко всему прочему разрешением по глубине на шкале 1 – 50 нм в области полного отражения или на шкале одного периода при брэгговском отражении от периодических многослойных пленок. Поэтому главной целью таких исследований должны быть профили распределения намагниченности и анизотропии по глубине, исследования особенностей обменного взаимодействия между слоями и т.д.

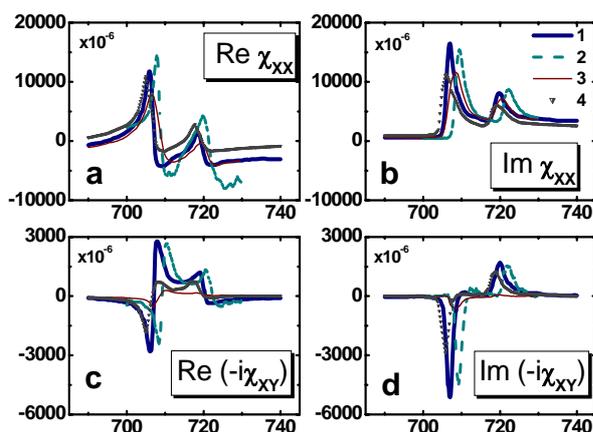


Рис. 1. Спектральные зависимости диагональных χ_{xx} (a,b) и недиагональных χ_{xy} (c,d) компонент тензора восприимчивости Fe вблизи $L_{2,3}$ краев поглощения, полученные экспериментально при исследовании образцов чистого железа - 1 [3], Fe/V - 2 [4], Fe/Cr - 3 [6] и Fe/C - 4 [7].

В то же время проблема интерпретации спектров рентгеновского резонансного магнитного отражения до настоящего времени практически не разрабатывалась. Некоторые аспекты этой проблемы рассматриваются в данной работе.

Решение задачи об отражении от произвольной многослойной анизотропной среды, в принципе, известно [1,2]. Однако, чтобы применять этот алгоритм к моделированию спектров отражения необходима предварительная информация о резонансных зависимостях тензора восприимчивости вблизи краев поглощения. На рис.1 представлены литературные данные по результатам различных экспериментальных исследований подобных зависимостей для железа (XMCD, эффект Фарадея, сдвиг брэгговского угла). Небольшие различия приведенных функций могут быть обусловлены как погрешностями экспериментов, так и особенностями исследованных структур. Следует отметить, что вариации χ в резонансной области очень велики (более, чем на порядок) и, в частности, преломление может менять знак, а недиагональные (магнитные) компоненты χ могут достигать 50% от диагональных значений χ . Диагональные компоненты тензора χ в магнитных средах также оказываются неравными, но их различие невелико (~2%) и проявляется только в специальных экспериментах.

Подобные вариации параметров среды в резонансной области, как и наличие магнитной анизотропной добавки, приводят к существенным следствиям в теории отражения. Так, при исследовании брэгговского отражения от периодических структур оказывается, что положение, ширина и интегральная интенсивность брэгговского максимума существенно варьируются в резонансной области как за счет изменения длины волны, так и за счет преломления и поглощения, причем наблюдаемые изменения могут использоваться для непосредственного определения резонансных параметров.

Для проверки таких возможностей мы провели модельные расчеты угловых параметров и спектральных зависимостей брэгговского отражения для структуры $[\text{Fe}/\text{Co}]^*50$ с периодом 1.08 нм и компонентами χ_{xx} , χ_{xy} для Fe из [3]. На рис.2 приведена спектральная зависимость смещения точного брэгговского максимума (или

вектора рассеяния $Q = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta_{Bragg}$, полученная из рассчитанных без учета магнитной добавки χ_{xy} дифракционных кривых, а на рис.3 восстановленная из этой «псевдо-экспериментальной» зависимости функция $Re \chi_{xx}$ с помощью кинематической формулы и динамического выражения для поправки на преломление для угла Брэгга [4,5,8].

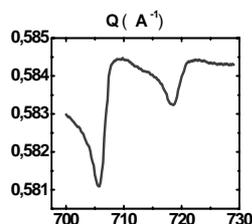


рис. 2

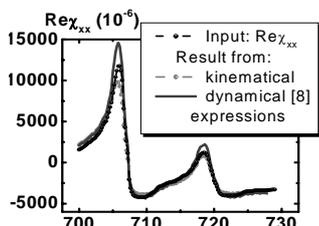


рис. 3

Учитывая, что рассматриваемая модель действительно является промежуточной между динамическим и кинематическим рассеянием, можно считать, что этот алгоритм восстановления функции $Re \chi_{xx}$ достаточно хорошо работает. $Im \chi_{xx}$ может быть определена с помощью преобразования Крамерса-Кронинга. Отметим, что за счет вариации $Re \chi_{xx}$ и $Im \chi_{xx}$ ширина первого брэгговского максимума также заметно изменяется по спектру (рис.4). В [7] по этой зависимости была восстановлена $Im \chi_{xx}$.

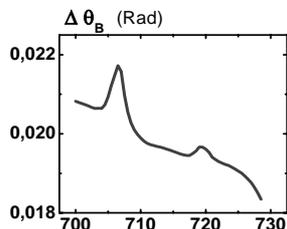


Рис.4

Ширина брэгговского пика, полученная из расчетных дифракционных кривых.

При переходе к слоисто-анизотропным средам, к сожалению, простейшие соотношения для сдвига брэгговского максимума перестают работать вследствие смешивания собственных поляризаций. Поэтому, как показали модельные расчеты, подобный метод не может быть использован для определения магнитных компонент χ_{xy} в геометрии меридионального эффекта Керра.

Наиболее чувствительной к наличию магнитного упорядочения является форма линии резонансного спектра отражения и его асимметрия при изменении направления поля. Существенно, что эти характеристики одновременно очень чувствительны и к распределению магнитного упорядочения по глубине. На рис.5 приведены спектры отражения, рассчитанные в меридиональной геометрии Керра для нескольких углов брэгговского отражения от той же структуры, но с учетом «магнитной» добавки

χ_{xy} . Хотелось отметить существенное искажение формы спектров брэгговского отражения по сравнению со $L_{2,3}$ спектрами поглощения, а также их вариацию при небольших изменениях угла в окрестности брэгговского максимума.

Различие рассчитанных спектров для двух простейших моделей распределения магнитных моментов демонстрирует возможности резонансного магнитного рассеяния рентгеновских лучей в исследовании профилей магнитного упорядочения резонансных атомов по периоду многослойной структуры.

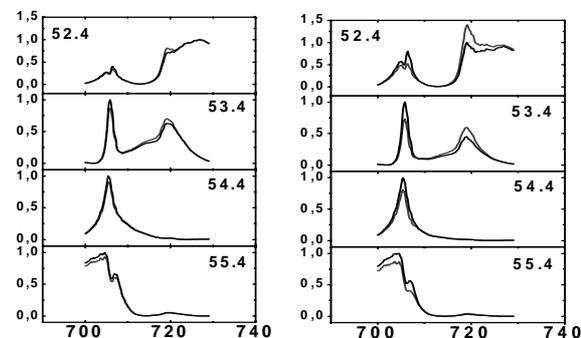
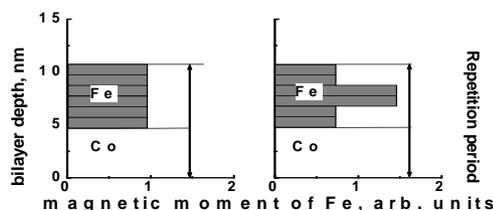


Рис. 5 Рассчитанные спектры брэгговского отражения для правой и левой круговой поляризации падающего излучения для однородного распределения (слева) и уменьшенного в интерфейсах (справа) магнитного момента железа. Спектры нормированы, углы указаны в градусах.

- [1] Р. Аззам, Н. Башара, Эллипсометрия и поляризованный свет, М. Мир - 1981
- [2] Л.М. Барковский, Г.Н. Борздов, Ф.И. Федоров, Волновые операторы в оптике, Минск - 1983
- [3] J.B.Kortright, S.-K. Kim, Phys. Rev. B, v. 62, no. 18, pp.12216 – 12227 (2000)
- [4] M. Sacchi, C.F. Hague, L. Pasquali, A. Mirone, J.-M. Mariot, P. Isberg, E.M. Gullikson, J.H. Underwood, Phys. Rev. Letters, v. 81, no. 7, pp.1521 – 1524 (1998)
- [5] M. Sacchi, Rassegna Scientifica, vol. 4, no. 1, pp.3 – 13 (1999)
- [6] J.B.Kortright, M. Rice, R. Carr, Phys. Rev. B, v. 51, no. 15, pp.10240 – 10243 (1995)
- [7] H.-Ch. Mertins, O. Zaharko, A. Gaupp, F. Schafers, D. Abramsohn, H. Grimmer, JMMM 240, pp.451 – 453 (2002)
- [8] A.E. Rosenbluth, P. Lee, Appl. Phys. Lett., 40, pp.466 – 468 (1982)

Роль поглощения в формировании дифракционного изображения краевой дислокации расположенной в плоскости рассеяния.

И.А. Смирнова¹, Э.В. Суворов¹, Е.В. Шулаков², М.С. Мартиросян²

¹ Институт физики твердого тела РАН

² Институт проблем технологии микроэлектроники РАН

142432, Черноголовка, Московская область

e-mail: irina@issp.ac.ru

В работе экспериментально и методом компьютерного моделирования исследовано влияние коэффициента поглощения на характер формирования изображения единичных дислокаций в секционной топографии. Установлены особенности формирования дифракционного изображения дислокации в условиях аномального прохождения рентгеновского излучения, когда область дефекта может быть размещена в различных участках треугольника рассеяния.

На рис.1 показана геометрия дифракции. Линии D – определяет положение дислокации в треугольнике рассеяния, F – плоскость регистрации. Краевая компонента вектора Бюргера и вектор обратной решетки направлены вдоль оси X. Ось Y перпендикулярна плоскости рисунка. Использование излучения MoK_{α} и CuK_{α} позволяет в широких пределах изменять коэффициент поглощения. Для оценки степени поглощения будем использовать параметр $P = \mu T / \cos \theta$, где μ – фотоэлектрический коэффициент поглощения.

Анализ изображения в секционной топографии ближнего поля дислокации при малом поглощении $P \leq 2$ [1] позволяет выделить два механизма, формирующих изображение:

эффект аналогичный внутреннему отражению рентгеновских лучей от поверхностей раздела и фокусировка излучения вдоль центра треугольника рассеяния. При большом поглощении $P > 10$ [2,3] в методе аномального прохождения рентгеновского излучения изображение дислокации соответствует розетке локальных угловых разориентаций кристалла.

На рис.2а, b, с представлены фрагменты экспериментальных топограмм, когда линия дислокации проходит вдоль вертикальной биссектрисы треугольника рассеяния. Проекция выхода дислокации на нижней грани кристалла на изображении определяется из сопоставления топограмм при поворотах образца вокруг вектора обратной решетки.

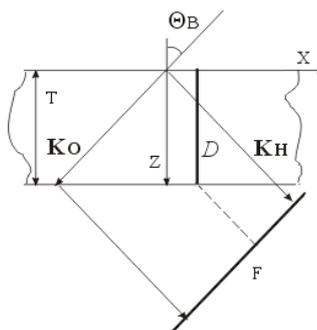


Рис.1. Схема рассеяния излучения в секционной топографии.

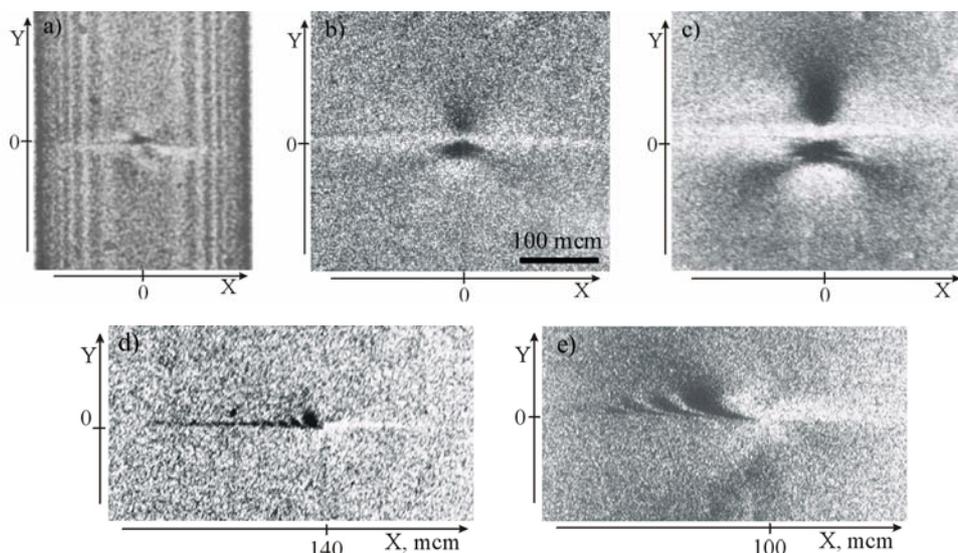


Рис.2. Фрагменты топограмм краевой дислокации, перпендикулярной поверхности кристалла и лежащей в плоскости рассеяния: а) излучение $\text{MoK}_{\alpha 1}$, $\text{Si}(004)$, $T = 450$ мкм, $P = 0.68$, $\tau_{\sigma} = 43.11$ мкм; б), d) $\text{MoK}_{\alpha 1}$, $\text{Si}(220)$, $T = 1810$ мкм, $P = 2.69$, $\tau_{\sigma} = 36.67$ мкм; в), е) $\text{CuK}_{\alpha 1}$, $\text{Si}(220)$, $T = 1810$ мкм, $P = 28.4$, $\tau_{\sigma} = 15.46$ мкм.

В качестве примера на рис.2а приведена топограмма при $P=0.68$. Изображение дислокации представляет собой выброс интенсивности в области около центра дефекта. При увеличении поглощения пропадают вертикальные маятниковые полосы. На изображении дислокаций 2b, с центральный пик деформируется и смещается в сторону $Y<0$, а со стороны лишней полуплоскости формируется минимум интенсивности. В случае несимметричного положения дислокации 2d, e изображение имеет осциллирующий характер

$$\beta_H = -\frac{1}{K} \frac{\partial}{\partial s_H} (\mathbf{H}\mathbf{U}) = -\frac{H \sin \theta}{K} \frac{b}{2\pi(1-\nu)} \left\{ \frac{(\nu-1.5)(y \pm \xi) \pm 0.5\xi}{x^2 + (y \pm \xi)^2} + \frac{y(y \pm \xi)^2}{(x^2 + (y \pm \xi)^2)^2} \right\}$$

где K – волновой вектор, H – вектор обратной решетки, b – вектор Бюргерса, ν – коэффициент Пуассона, ξ – размер ядра дислокации.

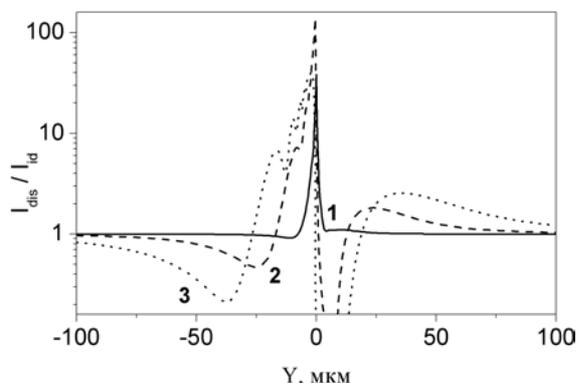


Рис.3 Распределение интенсивность вдоль оси Y , отражение Si (220), σ - поляризация.

1 – $\text{MoK}_{\alpha 1}$, $P = 0.56$, $T/\tau_{\sigma} = 10.25$;

2 – $\text{MoK}_{\alpha 1}$, $P = 2.74$, $T/\tau_{\sigma} = 50.25$;

3 – $\text{CuK}_{\alpha 1}$, $P = 28.4$, $T/\tau_{\sigma} = 117$.

На рис.3 представлена зависимость относительной интенсивности I_{disl}/I_{id} от расстояния вдоль оси Y через центр дефекта, когда дислокация в центре треугольника рассеяния. В случае малого поглощения график 1 в области центра дефекта формируется максимум интенсивности. Периферия главного максимума при изменении толщины кристалла носит осциллирующий характер. При переходе к большим толщинам кристалла максимум смещается в сторону $Y<0$, минимумы становятся более выраженными. При $P>2$ сохраняется характерное распределение интенсивности и

вдоль оси X . Полученные секционные изображения дислокаций не отображают симметрию розетки угловых разориентаций, которая симметрична относительно оси X .

Теоретические расчеты особенностей формирования контраста секционных топограмм проводились методом численного решения уравнений Такаги [4]. Функция β_H характеризовала локальную разориентацию отражающих плоскостей [5]:

единственное отличие это увеличение размеров изображения.

Методы аномального прохождения и секционной топографии при больших толщинах кристаллов отличаются только шириной волнового фронта: в первом случае он широкий, во втором узкий. Контраст дефектов в этих методах обнаруживает как некоторое сходство, так и существенные качественные и количественные различия.

На основании полученных результатов следует обратить внимание на три факта. Во-первых, изображение дислокации ассиметрично относительно плоскости скольжения. Во-вторых, дифракционное изображение дислокации не передает вид розетки угловых разориентаций. И, наконец, в-третьих, с ростом поглощения увеличиваются размеры дифракционного изображения дислокации, что указывает на увеличение чувствительности дифракции к искажениям решетки.

Работа поддержана РФФИ РАН, грант №03-02-17486, грант №03-02-17267.

[1] Э.В.Суворов, И.А.Смирнова, Е.В.Шулаков Поверхность, **9**, 64 (2004)

[2] В.Л.Инденбом, Ф.Н.Чуховский УФН, **107**, 2, 229 (1972)

[3] В.И.Альшиц, В.Л.Инденбом, И.А.Русаква Кристаллография, **22**, 6, 1157 (1977)

[4] Takagi S. J. Phys. Soc. Japan, **26**, 5, 1239 (1969)

[5] Дж. Хирт, И.Лоте Теория дислокаций, М., изд-во “Атомиздат”, 598 (1972)

Особенности дифракционного изображения краевых дислокаций для двух ориентаций вектора Бюргерса (\vec{b}) относительно вектора дифракции (\vec{H}) – $\vec{H} \parallel \vec{b}$ и $\vec{H} \perp \vec{b}$.

Суворов Э.В.¹, Смирнова И.А.¹, Шулаков Е.В.²

¹) Институт физики твердого тела РАН

²) Институт проблем технологии микроэлектроники РАН
142432, Черноголовка, Московская область
e-mail: suvorov@issp.ac.ru

Экспериментально и методом компьютерного моделирования исследованы секционные изображения краевых дислокаций расположенных в плоскости рассеяния перпендикулярно вектору отражения. В работах [1,2] описан эксперимент с изображением краевых дислокаций для случая $\mu t \leq 1$. Там наблюдался чрезвычайно интересный интерференционный эффект каналирования волнового поля вдоль оси дислокации. В данной работе рассмотрены две геометрии, когда вектор дифракции параллелен вектору Бюргерса, и случай когда вектор дифракции перпендикулярен вектору Бюргерса $\mu t \approx 30$. Полученные изображения выглядят в виде сложных интерференционных часто несимметричных фигур и что очень важно кардинально отличаются от изображений обычно получаемых на развернутых топограммах. На

рассчитанных и экспериментальных топограммах не наблюдается простое соответствие с полем локальных разориентаций связанных с дислокацией. Изображение носит гораздо более сложный интерференционный характер. Это связано с тем, что в каждом участке треугольника рассеяния работают разные механизмы образования дифракционного изображения и только правильное суммирование и учет всех эффектов позволяет понять, как образуется полная картина изображения в виде привычных много лепестковых розеток наблюдаемая при сканировании или в широком пучке. Случай сильного поглощения интересен еще и тем, что позволяет увидеть, как по-разному взаимодействуют нормальная и аномальная моды волнового поля в разных областях упругого поля дислокации [3,4].

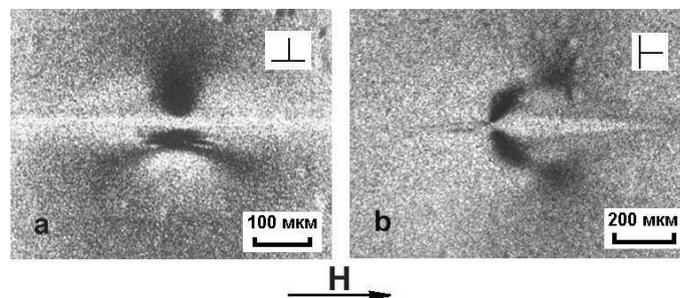


Рис.1. Секционные изображения дислокаций перпендикулярных поверхности кристалла кремния и лежащих в плоскости рассеяния. а) - $\vec{H} \parallel \vec{b}$, отражение (220), б) - $\vec{H} \perp \vec{b}$, отражение (004). Здесь и далее \vec{H} - вектор обратной решетки (вектор дифракции), т.е. нормаль к отражающей плоскости.
Излучение $\text{CuK}\alpha$, $\mu t \approx 28,55$

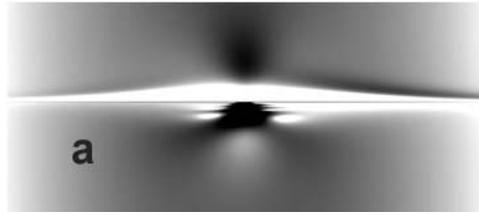
На рис.1. представлены секционные изображения двух краевых дислокаций с взаимно перпендикулярным положением вектора Бюргерса в плоскости рисунка. Положение дополнительной полуплоскости обозначено на рисунках значком \perp дислокации. Положение дислокаций здесь соответствует центральной части треугольника рассеяния.

Были получены изображения для различных положений дислокаций в треугольнике рассеяния. Необходимо отметить, что дифракционное изображение крайне чувствительно к тому, где располагается ось

дислокации в треугольнике рассеяния и при незначительных смещениях кардинально меняется. Связано это, по-видимому, с тем, что нормальная и аномальная моды волнового поля по-разному взаимодействуют с различными областями упругого поля дислокации, имеющего разные знаки градиента деформации.

На рис.2 представлены рассчитанные на ЭВМ изображения соответствующие рис.1. Наблюдается достаточно точное соответствие между экспериментальными изображениями и рассчитанными. Расчеты выполнялись путем

численного решения уравнений Такаги для



случая прямолинейных дислокаций [5].

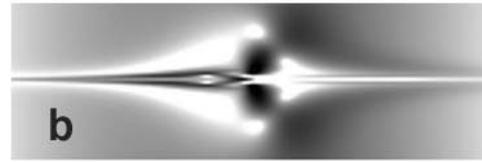


Рис.2. Рассчитанные на ЭВМ изображения краевых дислокаций перпендикулярных поверхности кристалла кремния и лежащих в плоскости рассеяния. Изображения а и б соответствуют экспериментальным топограммам приведенным на рис.1.

$$\begin{cases} \frac{\partial \psi_0}{\partial s_0} = -i\pi KC \chi_{-H} \psi_H \\ \frac{\partial \psi_H}{\partial s_H} = -i\pi KC \chi_H \psi_0 + i2\pi K \beta_H \psi_H \end{cases} \quad (1)$$

Здесь ψ_0 и ψ_H - амплитуды прошедшей и дифрагированной волн, \mathbf{K} - волновой вектор, \mathbf{H} - вектор обратной решетки, χ_H - коэффициенты поляризуемости кристалла, s_0 и s_H - единичные векторы определяющие направления падающей

и рассеянных волн, C - поляризационный фактор. Функция β_H характеризует локальную разориентацию отражающих плоскостей и связана с полем смещений внутри кристалла $\mathbf{U}(x, y, z)$ соотношением

$$\beta_H = -\frac{1}{K} \frac{\partial}{\partial s_H} (\mathbf{H}\mathbf{U}) \quad (2)$$

При решении задачи (1) для $\mathbf{U}(x, y, z)$ использовалось выражение, описывающее поле

$$\mathbf{U}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \left[-\Omega \mathbf{b} - \frac{1-2\nu}{1-\nu} [\boldsymbol{\tau} \times \mathbf{b}] \ln \rho + \frac{1}{1-\nu} \frac{[\boldsymbol{\tau} \times \mathbf{b}] \rho}{\rho^2} \boldsymbol{\rho} \right] \quad (3)$$

Здесь Ω - телесный угол, под которым из точки $\mathbf{R}(x, y, z)$ видна положительная сторона полуплоскости, границей которой является дислокация; $\boldsymbol{\tau}$ - единичный вектор, определяющий ориентацию дислокации; $\boldsymbol{\rho}$ - вектор, определяющий кратчайшее расстояние от точки поля \mathbf{U} до оси дислокации; \mathbf{b} - вектор Бюргерса; ν - коэффициент Пуассона. При

смещений от прямолинейной дислокации в изотропной бесконечной среде [6]:

расчетах изображений дислокации приведение системы (1) к уравнениям в конечных разностях осуществлялось неявным методом второго порядка точности. Граничные условия задавались, как было предложено в [7].

Интенсивность дифрагированной и прошедшей волн будет соответственно определяться выражениями

$$I_H(x) = |\psi_H \psi_H^*| \quad \text{и} \quad I_0(x) = |\psi_0 \psi_0^*| \quad (4)$$

Степень почернения на изображениях была пропорциональна логарифму интенсивности дифрагированного излучения.

Проведенный анализ позволяет понять, как образуется сложное изображение дефекта, какие механизмы работают на различных этапах формирования контраста.

В результате проведенных исследований удалось разложить на отдельные составляющие весь процесс формирования дифракционного изображения дислокаций расположенных в плоскости рассеяния перпендикулярно вектору отражения. Полученные данные позволяют с одной стороны детально проследить процесс формирования дифракционного изображения дислокаций данной ориентации, а с другой - однозначно по одной секционной топограмме

определять, как подходит дополнительная полуплоскость к оси дислокации. Работа поддержана РФФИ РАН, грант № 03-02-17486.

[1] И.А.Смирнова, Э.В.Суворов, Е.В.Шулаков Поверхность, 4, 100 (2004)
 [2] Э.В.Суворов, И.А.Смирнова, Е.В.Шулаков Поверхность, 9, 64 (2004)
 [3] В.Л.Инденбом, Ф.Н.Чуховский УФН, **107**, 2, 229 (1972)
 [4] В.И.Альшиц, В.Л.Инденбом, И.А.Русаква Кристаллография, **22**, 6, 1157 (1977)
 [5] Takagi S. J. Phys.Soc.Japan, **26**, 5, 1239 (1969)
 [6] R.de Wit Phys.Stat.Sol, **20**, 567 (1967)
 [7] Epelboin Y., Riglet P Phys. Stat. Sol. (a) **54**, 2, 547 (1979)

Определение рентгенооптических констант химически активных элементов вблизи краев поглощения.

Ю.А. Успенский¹, Н.Л. Попов¹, И.А. Артюков¹, А.В. Виноградов¹,
J. Seely², B. Kjornrattanawanich³, D.Windt⁴.

¹ Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, 11991 Москва, Ленинский пр. 53.

² Naval Research Laboratory, Space Science Division, Washington DC 20375, USA.

³ Universities Space Research Association, NSLS, Upton NY 11973, USA.

⁴ Columbia University, Astrophysics Laboratory, 550 West 120 St., NY 10027, USA.
e-mail: uspenski@td.lpi.ru

Знание комплексного индекса рефракции $n(\omega) = 1 - \delta(\omega) + i\beta(\omega)$ материалов в мягком рентгеновском диапазоне длин волн необходимо для проектирования многослойных отражающих покрытий, составляющих основу мягкой рентгеновской оптики. Существующие на сегодняшний день таблицы атомных факторов рассеяния всех элементов [1] позволяют рассчитать оптические константы $\delta(\omega)$ и $\beta(\omega)$ любых материалов для энергий фотонов выше 30 эВ. В силу своего атомного характера, эти таблицы не описывают тонкой структуры краев поглощения, зависящей от кристаллической структуры конкретного материала. Используемое в таблицах описание края поглощения как скачка $\beta(\omega)$ и логарифмической особенности $\delta(\omega)$ далеко от реального поведения оптических констант. Это обстоятельство весьма огорчительно, поскольку именно области, лежащие чуть ниже края поглощения, позволяют создавать многослойные покрытия с наивысшим коэффициентом отражения. Кроме этого, при энергиях 10-40 эВ атомы O, N и C имеют максимум поглощения. В этой области оптические константы материалов, особенно химически активных материалов, определенные без специальных мер предосторожности, соответствуют скорее оксидам, нитридам и карбидам, чем самим исследуемым материалам. В связи с этими трудностями, в работе [2] был предложен новый метод определения оптических констант, позволяющий изучать химически активные материалы и проводить измерения как на самом крае поглощения, так и в областях выше и ниже его по энергии. Данный метод используется в настоящей работе для измерения оптических констант Sc, Ti и La.

Шесть пленочных образцов каждого исследуемого металла были нанесены на кремниевые фотодиоды типа AXUV-SP2 (Sc), AXUV-100 (Ti) и AXUV-100G (La). Пленки были защищены тонким слоем: Si толщиной 5 нм (Sc), Si 8 нм (Ti), V_4C 7 нм (La). Благодаря наличию защитного слоя, образцы не были подвержены влиянию окисления в атмосфере. Толщина пленок Sc была: 7,5 нм, 10 нм, 12,5 нм, 70 нм, 100 нм и 130 нм. Для Ti использовались толщины: 10 нм, 14 нм, 18 нм, 40 нм, 70 нм и 100 нм.

Для La толщина пленок была: 7 нм, 12 нм, 17 нм, 71 нм, 120 нм и 170 нм. Наличие трех тонких (толщина ~ 10 нм) пленочных образцов было нужно для точного измерения коэффициента пропускания в областях интенсивного поглощения (выше $M_{2,3}$ -краев поглощения Sc и Ti и выше $O_{2,3}$ - и $N_{4,5}$ -краев поглощения La). Толстые пленочные образцы (толщина ~ 100 нм) требовались для прецизионного измерения коэффициента пропускания в областях высокой прозрачности материалов, т.е. в областях лежащих ниже краев поглощения.

Пропускание и отражение пленочных образцов было измерено на линии X24C Брукхэвского синхротрона (США) в интервалах энергий: 17-70 эВ (Sc), 17-99 эВ (Ti) и 14-438 эВ (La). Результаты измерения коэффициента пропускания всех образцов Sc, Ti и La показаны на Рис. 1.

Для определения оптических констант $\delta(\omega)$ и $\beta(\omega)$ по измеренным коэффициентам пропускания (T_i) и отражения (R_i) использовались формулы и алгоритмы, предложенные в работе [2]. Метод позволяет выделить оптические константы чистого исследуемого материала, исключив влияние защитного слоя и межслойных границ. Полученные результаты представлены на Рис. 2 вместе с оптическими константами металлов [1]. Видно, что различия имеют место только вблизи краев поглощения, где поведение табличных $\beta(\omega)$ весьма неточно, и при низких энергиях ~ 15 -50 эВ, где велика роль эффектов окисления образцов в атмосфере, отсутствующих в нашем методе. Сравнение коэффициентов отражения многослойных структур, рассчитанных по нашим оптическим константам, с данными независимых экспериментов показывает, что погрешность нашего метода составляет всего несколько процентов.

Работа поддержана грантами РФФИ 04-02-17349а и 03-02-16438а, а также грантами МНТЦ 1794 и 2297.

[1] B.L. Henke, E.M. Gullikson, and J.C. Davis, At. Data Nucl. Data Tables, **54**, 181 (1993).

[2] Yu.A. Uspenskii, J.F. Seely, N.L. Popov, A.V. Vinogradov, Yu.P. Pershin, V.V. Kondratenko, J. Opt. Soc. Am. A, **31**, 298 (2004).

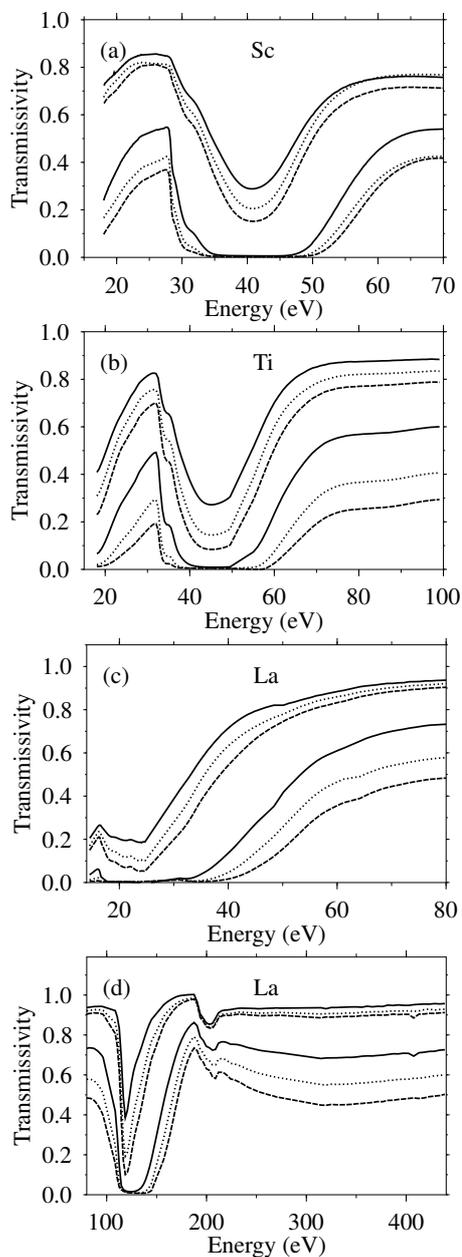


Рис. 1: Коэффициент пропускания пленочных образцов: (а) Sc, (б) Ti, (в) La до 80 эВ, (г) La от 90 эВ до 440 эВ. Несколько линий на одном рисунке соответствуют разным толщинам пленочных образцов.

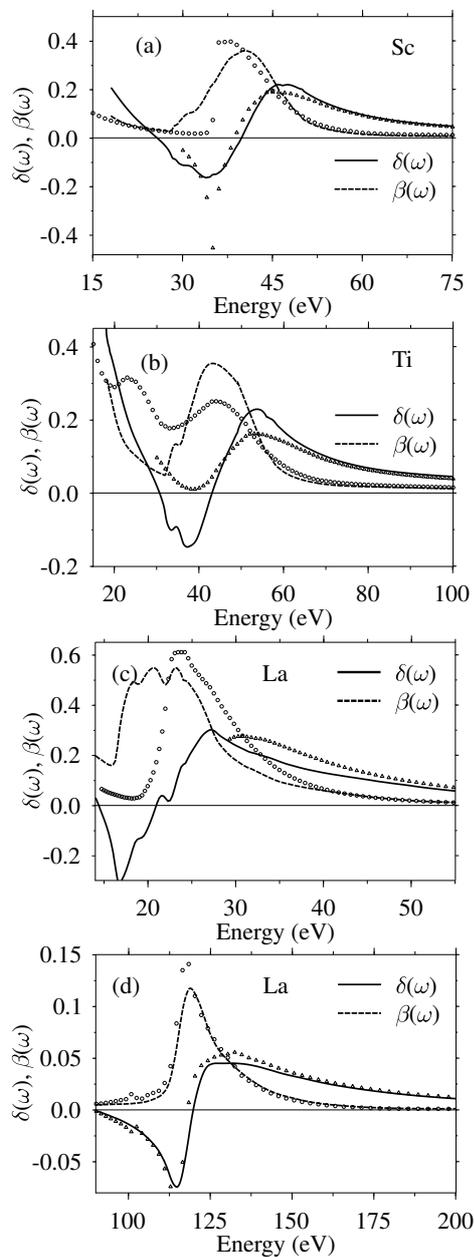


Рис. 2: Найденные оптические константы $\delta(\omega)$ и $\beta(\omega)$ для металлов: (а) Sc, (б) Ti, (в) La до 55 эВ, (г) La от 90 эВ до 200 эВ. Зависимость $\delta(\omega)$ показана сплошной линией, а $\beta(\omega)$ – пунктирной. Оптические константы [1] показаны символами.

X-ray Raman scattering with Bragg diffraction in a La-based superlattice

J.-M. André¹, P. Jonnard¹, E. O. Filatova², C. Bonnelle¹, C. Michaelsen³,
J. Wiesmann³

¹Lab. de Chimie Physique-Matière et Rayonnement, Université Pierre et Marie Curie LCP-MR, UMR-CNRS 7614, 11 rue Pierre et Marie Curie, 75231 Paris Cedex 05, France.

²Institute of Physics, St Petersburg University, St Petersburg, 198904, Russia.

³Incoatec GmbH, Max-Planck-Strasse 2, 21502 Geestacht, Germany.

Periodic multilayer structures with layer thickness in the nanometer range (labelled superlattice) can be regarded as crystalline systems of adjustable interplanar distance. These structures are now widely used for optical and spectroscopic purposes in the soft-x-ray domain. Due to both atomic character of their constituents and their periodic arrangement, the superlattices offer the possibility to observe atomic processes such as fluorescence, Rayleigh or Raman scattering, in combination with optical phenomena such as specular or Bragg reflection.

The interaction of a La-based superlattice (La/B₄C multilayer with 20 bilayers fabricated using a diode sputtering technique) with a monochromatic radiation in the La 4d threshold region was investigated. The thicknesses of the La and B₄C layers measured by grazing incidence x-ray reflectometry are respectively 4.69 nm and 4.87 nm. Experiments were also performed for LaF₃ and La₂O₃ evaporated films for comparison with the superlattice. The intensity of non-dispersed scattered radiation is recorded as a function of the incident photon energy and of the scattering angle for different scattering angles.

The curves giving the emitted intensity from the superlattice versus the incident energy, that is the excitation spectra, are shown in Fig.1 for different

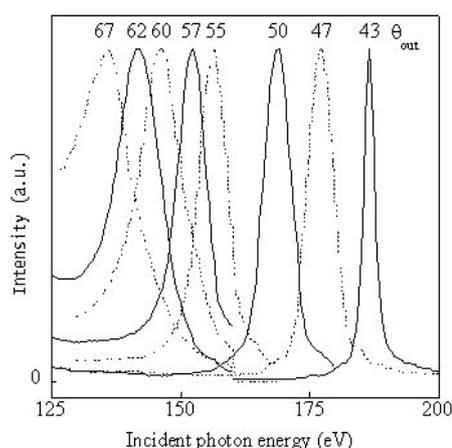


Fig.1 Excitation spectra of the La/B₄C superlattice for different scattering angles θ_{out} . The spectra are normalized with respect to their maximum.

scattering angles θ_{out} ranging from 43° to 67°. One observes a peak which shifts towards the low-energy side as the value of the scattering angle θ_{out} increases

and then, which remains around 120 eV for, θ_{out} greater than 85°. The amplitude of this peak increases as the scattering angle θ_{out} becomes close to the specular angle, that is $\theta_{out} = 62^\circ$. We do not observe such a moving peak with the two lanthanum compounds.

The lanthanum 4d ionization energy in the superlattice is in the 106-109 eV range. The most probable radiative transition from the La 4d⁹ ion takes place with emission of the 4d⁹-5p⁵ electric dipole line (Fig.3a). The La 4d spectrum presents a peculiarity: one of the 4d-4f excitation lines is located above the ionization threshold, at about 115-118 eV, and it is the most intense transition in this energy range [16]. The corresponding excited state, 4d⁹4f¹ 1P, around 3 eV wide, has a large probability to decay by autoionisation to the 4d⁹ state. Then the radiative decay from this state takes place mainly with emission of the 4d⁹-5p⁵ line (Fig.3b). Other radiative decays occur but they can be neglected here.

In resonant inelastic x-ray scattering (RIXS) process, the difference between the incident and scattered photon energies is equal to the difference between the initial and final states of the atoms in the considered process. For RIXS taking place in the energy range above the ionization threshold, one expects the energy difference to be equal to the energy labelled E_x , of the La 5p⁵ configuration. The value of E_x is estimated to be about 20 eV in the superlattice [1, 2].

The laws of energy and momentum conservation for the whole system (photons, atoms and multilayer structure) give:

$$E_{in} = E_{out} + E_x \quad (1)$$

$$\mathbf{q}_{in} = \mathbf{q}_{out} + \mathbf{q}_x + \hbar \mathbf{G}, \quad (2)$$

where E_{in} and E_{out} are the energies of the incident and scattered photons respectively, \mathbf{q}_{in} and \mathbf{q}_{out} are the momenta associated to the incident and scattered photons, and \mathbf{q}_x is the momentum associated to the atomic state x of energy E_x . Combining equations (1) and (2) together with the dispersion equations which relate the energy to the momentum, leads to the relationship which links the value of the resonant excitation energy $E_{in,max}$ to the scattering angle θ_{out} :

$$E_{in,max} = \frac{E_x}{2} + \frac{\sqrt{2 c^2 q^2 (1 - \cos\theta_{out}) - E_x^2 \sin^2\theta_{out}}}{2 (1 - \cos\theta_{out})} \quad (3)$$

$$q^2 = (\mathbf{q}_x + \hbar \mathbf{G})^2 = q_x^2 + (\hbar \mathbf{G})^2 + 2q_x \hbar G \cos(\theta_x), \quad (4)$$

where θ_x is the angle between the direction of \mathbf{G} and \mathbf{q}_x . This equation can be regarded as a Bragg law

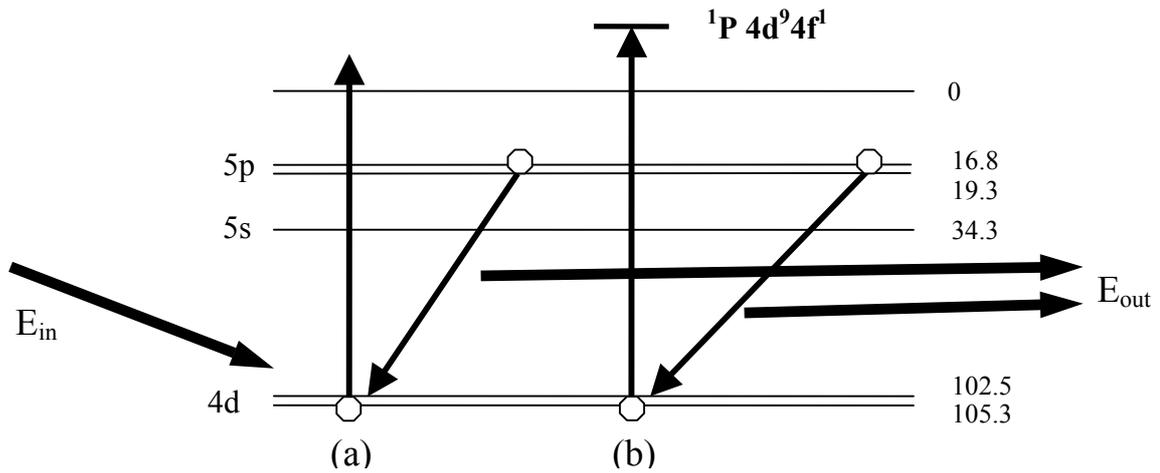


Fig.2 Lanthanum energy levels (in eV) and scattering processes involving (a) the continuum and (b) the autoionising 1P state.

generalized to the case of inelastic scattering. Indeed, simple calculations allow one to check that the standard Bragg law which is valid for elastic scattering ($E_{in}=E_{out}$) in specular condition ($\theta_{out}=2\theta_{in}$) recovered for the case $E_x = 0$.

Our experimental results can be directly compared to the values given by Eqs. (3) and (4) with $E_x = 19.5$ eV, $G=G_1$ and $\theta_x=\pi/2+\theta_{out}-\theta_{in}$ (direction of \mathbf{q}_x is the direction of observation). The value of G_1 has been calculated by taking into account the refraction correction to the Bragg diffraction at the first order in the expansion in δ [3,4]. This value is given

$$G_1 = 2\pi \left[d \left(1 - \frac{\delta}{\sin^2 \theta_{out}} \right) \right]^{-1}, \quad (5)$$

where d is the geometric thickness of the bilayer (9.56 nm) and δ is the unit decrement of the real part

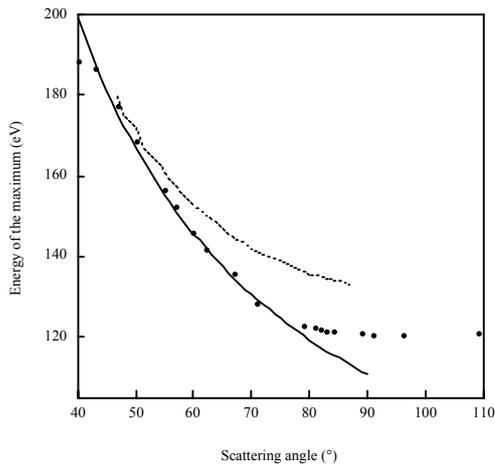


Fig.3 Peak position of the “resonant” excitation energy versus scattering angle: experiment (dots), our model (solid line), Bragg energy (dotted line).

of the refractive index, which depends on the photon energy of the outgoing photon.

Our assumption on θ_x allows us to find the best fit between theory and experiment. Let us emphasize

that our simple model does not allow justifying this assumption. It is interesting to compare the position of the excitation energy $E_{in,max}$ with the Bragg energy calculated with a standard code [5] at the angle θ_{out} in the specular condition. This is done in Fig.3. It appears that neither the data of the above model neither the experimental results agree with the Bragg energy calculated in the framework of the standard Bragg diffraction. Indeed the relevant Bragg law corresponding to the phenomenon that we observe is given by a Bragg formula generalized for inelastic scattering as the one given by Eqs. (3) and (4). A dynamical model using a theoretical approach similar to the one given in [6] but extended to the inelastic scattering should be implemented to account more accurately for our experimental results. This work is in progress.

It appears from this work that the scattering cross-section is sensitive to non-local properties of the photon field; far from being only determined by the properties of the interacting atoms, the scattering process may be strongly modified by the structure of the medium which controls the boundary conditions for the scattered photon field.

- [1] Rubensson J.-E., Lüning J., Eisebitt S. and Eberhardt W., *Appl. Phys. A*, **65**, 91-96 (1997).
- [2] X-ray Data Booklet, Center for X-ray Optics, Edited by D. Vaughan, 1986.
- [3] Spiller E., *Soft X-Ray Optics*, SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, 1994.
- [4] André J.-M. and Barchewitz R., *Recent Res. Devel. Optics*, Research Signpost Editor,
- [5] Pardo B., Megademini T. and André J.-M., *Rev. Phys. Appl.*, **23**, 1579-1597 (1988).
- [6] André J.-M., Jonnard P. and Pardo B., *Phys. Rev. A*, **70**, 012503 (2004).

X-ray reflection spectroscopy of the $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2/\text{Si}$ and $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2/\text{Si}$ systems in the region of the O-K absorption edge

E. O. Filatova¹, P. Jonnard², J.-M. André², A. Sokolov¹, O. Dergunova¹

¹Institute of Physics, St Petersburg University, St Petersburg, 198904, Russia

²Lab. de Chimie Physique-Matière et Rayonnement, Université Pierre et Marie Curie LCP-MR, UMR-CNRS 7614, 11 rue Pierre et Marie Curie, 75231 Paris Cedex 05, France

e-mail: E.Filatova@pobox.spbu.ru

Scaling down below 0.1 μm complementary-metal-oxide-semiconductor devices requires traditional SiO_2 gate dielectric thickness smaller than 2 nm. This results in unacceptable leakage current arising from direct tunneling of electrons through the layer. The use of a physically thicker layer of an alternative “high-k” dielectric material may address leakage and reliability issues. Increases in the relative permittivity compared to SiO_2 ($\epsilon_k=3.9$) permit to use physically thicker films to obtain the same effective capacitance as devices with physically thinner SiO_2 layers, thereby providing the potential for many orders of magnitude reductions in direct tunneling current.

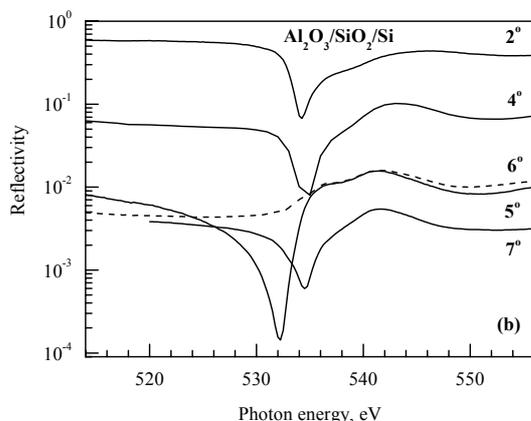
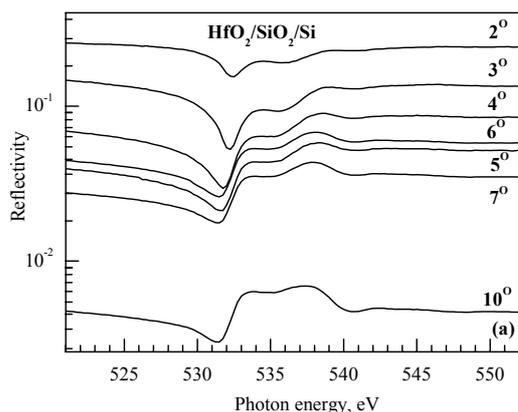
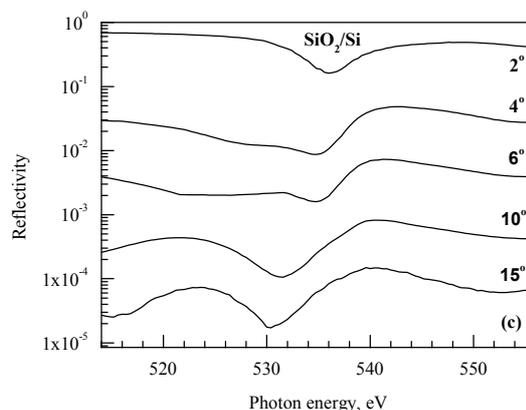


Fig.1 Reflection spectra near OK-absorption edge for various glancing angles of the (a) $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2/\text{Si}$; (b) $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2/\text{Si}$ and (c) SiO_2/Si systems.

The main objective of this study is to demonstrate the interest of the soft x-ray reflection spectroscopy

as a nondestructive in-depth characterization tool of the local atomic structure of $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2/\text{Si}$ and $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2/\text{Si}$ systems. For sake of clarity, the current discussion includes the reflection spectra in SiO_2/Si system measured for different incidence angles. We would remind that the reflection spectrum exhibits “edges” due to the elements present in the specimen and the reflection near-edge structure is very sensitive to the sort of absorbing atoms, to their chemical state and to their local coordination environment [1,2].



The silicon substrates are first cleaned in a solution of HF 1%-diluted in water. Then, the surface is slowly reoxidized in a controllable way, using a solution containing HCl and H_2O_2 . This way, a 0.3 nm-thick SiO_2 layer is formed, as checked by ellipsometry. The 5 nm-thick HfO_2 layer and the 30 nm-thick Al_2O_3 layer is deposited by ALD (atomic layer deposition). Transmission electron microscopy experiment has shown that the HfO_2 layer and the Al_2O_3 layer is amorphous. A sample with a 120-nm thick SiO_2 layer on a top of a Si substrate (silicon single-crystal of p-type) is prepared by a dry oxidation method at $\sim 1050^\circ\text{C}$. All measurements are performed with synchrotron light sources. In any case, the spectral resolution is better than 0.1 eV around the O-K edge.

Fig.1 displays the reflection spectra of the $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2/\text{Si}$, $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2/\text{Si}$ and SiO_2/Si systems measured in the vicinity of the K-edge of oxygen for different glancing angles. Analysis of the absolute reflectivity points out that the reflectivity for the smallest angle 2° is low in the $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2/\text{Si}$ system ($\approx 25\%$) in comparison with the $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2/\text{Si}$ (46%) and SiO_2/Si systems ($\approx 75\%$). At the same time the increase of the glancing angle reduces less the

reflectivity for the $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2/\text{Si}$ system than for the $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2/\text{Si}$ and the SiO_2/Si system. For example, at the glancing angle 6° the reflectivity is about 5% in the $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2/\text{Si}$ system compared to about 1.5% in the $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2/\text{Si}$ and 1% in the SiO_2/Si system.

What is the most significant is the manifestation of the interfacial boundary in the reflection spectra in all systems. While the Kiessig fringes are clearly visible in the SiO_2/Si system even at 4° , these structures are practically invisible in the reflection spectra of the $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2/\text{Si}$ and $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2/\text{Si}$ systems. One can see (Fig.1) that the reflectivity in the $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2/\text{Si}$ and $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2/\text{Si}$ obtained for the angle 6° is larger at all energies than the reflectivity measured for the angle 5° . Such phenomenon is possible only in the case where the material with other optical characteristics or an interlayer is involved in the process of formation of the reflected beam. Consequently, one can suggest that the depth of the formation of the reflected beam is larger than 100 nm for the incidence angle 4° in SiO_2 and is no larger than 5 nm and 30 nm in HfO_2 and Al_2O_3 films, respectively, for the same angle. The obtained result is a good illustration of the concept of physically thick and thin films.

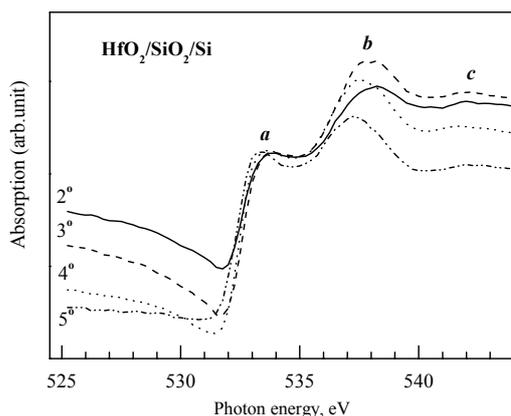


Fig.2 O-K absorption spectra in the $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2/\text{Si}$ system calculated from the experimental reflection spectra for various glancing angles (2° , 3° , 4° and 5°) by means of the Kramers-Kronig relations.

Fig.2 presents the OK-absorption spectra in the system $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2/\text{Si}$ calculated from the reflection spectra (Fig.1), by means of Kramers-Kronig relationships using the method described in Ref. [3]. The spectra are normalized to the intensity of the first maximum. One can see that the spectrum $\mu(2^\circ)$ is characterized by the lowest contrast. The significant increase of the absorption jump at 532 eV takes place in the spectrum $\mu(3^\circ)$. Another significant change happens in the region of the peak b where a broad maximum with a slightly marked double structure appears. The increase of the angle, $\mu(4^\circ)$, leads to a minor growth of the absorption jump but the most important evolution is: i) the change in the shape of the peak b as compared with $\mu(3^\circ)$ and ii) the shift of the maximum of the peak b by 0.86 eV towards the low photon energy side in

comparison with $\mu(2^\circ)$. The energy position of the band a is conserved in all the discussed spectra.

As showed earlier, the formation of the reflected beam for 2° , 3° and 4° occurs inside the HfO_2 film but different thicknesses of the layer contribute to the reflection at each angle. Our results suggest that the investigated film is inhomogeneous in depth. The investigations [4,5] show that structural stability of the HfO_2 film is closely dependent on the thickness of the film. The unannealed HfO_2 films are amorphous when their thickness is below 8-10 nm. A TEM micrograph of our 5 nm-thick sample confirms that the HfO_2 film is amorphous [6].

The structure observed near an absorption edge reflects the nearest neighbor coordination of the absorbing atom. According to Ref. [7,8] the two peaks a and b in the calculated absorption spectra (Fig.2) are associated with the antibonding $\text{O}2p^*$ states that are hybridized with the antibonding $\text{Hf}5d^*$. The structure c corresponds to transitions to antibonding $\text{Hf}6s^*$ states. The splitting between a and b which is called "effective crystal-field splitting" is found to be $\Delta(d^*_{1,2}) = 4.28$ eV for $\mu(2^\circ)$, $\Delta(d^*_{1,2}) = 3.9$ eV for $\mu(4^\circ)$ and $\Delta(d^*_{1,2}) = 4.05$ eV for $\mu(5^\circ)$. The splitting between a and c is found to be $\Delta(d^*_1, s^*) \approx 8.4$ eV in all spectra. The values obtained agree well with experimental values of $\Delta(d^*_{1,2}) = 4.3$ eV and $\Delta(d^*_1, s^*) = 9.0$ eV for HfO_2 from Ref. [8]

Because of the amorphous structure of our HfO_2 film, we explain the changes with the depth in the calculated absorption spectra by the modification of the local environment of the oxygen atoms and/or the reduction in number of point defects, which could arise from oxygen vacancies. According to Fig. 2 only the spectrum $\mu(2^\circ)$ is characterized by a low contrast and large broadening of the peaks a and b . All other spectra show similar sharp peaks a and b . Since it has been noted that the energy position of the b feature does not change for glancing angles from 4° , this suggests that there is only a thin surface layer with a disordered structure in the investigated sample.

- [1] Filatova E. O., Stepanov A., Blessing C., et al., J. Phys.: Condens. Matter, **7** 2731 (1995).
- [2] Filatova E. O., André J-M., Taracheva E. Yu., et al., J. Phys.: Condens. Matter **16** 4597 (2004).
- [3] Filatova E. O., Lukyanov V. A., Barchewitz R., et al., J. Phys.: Condens. Matter **11** 3355 (1999).
- [4] Cho M.-H., Roh Y. S., Whang. C. N., Jeong K., et al., Appl. Phys. Lett. **81** 472 (2002).
- [5] Weimer C., et al. Thin Sol. Films **450** 134 (2004)
- [6] Renault O., Samour D., Rouchon D., Holliger P., et al., Thin Solid Films 428 190 (2003).
- [7] Lucovsky G., Zhang Y., Rayner G. B., et al., J. Vac. Sci. Technol. **B20** 1739 (2002).
- [8] Lucovsky G., Hong J. G., Fulton C. C., Zou Y., et al., J. Vac. Sci. Technol. B **22**, 2132 (2004).

Рентгеновская томография: факторы, влияющие на результат реконструкции

М. Чукалина^{1,2}, А. Бузмаков², Р. Сенин², В. Асадчиков²

¹Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, 142432, Черноголовка, Россия

²Институт кристаллографии имени А.В.Шубникова РАН, Ленинский пр-т 59, Москва, Россия
E-mail: marina@ipmt-hpm.ac.ru

Введение

Использование рентгеновской томографии в биологии и медицине [1-4] заставляет исследователей обращать внимание на такой важный параметр, как время проведения измерений, поскольку именно им определяется поглощенная объектом доза излучения. Последняя может сказываться на деградации объекта, что недопустимо. Стремление уменьшить время измерения неминуемо приводит к ухудшению отношения сигнал/шум в измеряемых сигналах и влияет на качество реконструкции изображения по томографическим проекциям. Однако, это не единственный фактор, влияющий на качество реконструкции. Используемый метод реконструкции (например, метод свертки и обратной проекции, алгебраический метод и т.д) и используемые в выбранном методе схемы дискретизации дополняют список таких факторов. Первая попытка сравнения методов реконструкции была сделана авторами в работе [5], в данной работе представлены результаты текущих исследований, в которых проводится анализ источников артефактов для двух методов реконструкции – метода свертки и обратной проекции и алгебраического метода.

Описание эксперимента

Эксперименты по рентгеновской томографии с параллельной схемой сканирования, проводимые в лаборатории сектора нейтронографии и рентгеновской рефлектометрии института кристаллографии РАН, организованы следующим образом. Излучение рентгеновского лабораторного источника ИРИС [6], пропущенное через монохроматор, ослабляется на исследуемом объекте, установленном на держателе образца, который может вращаться (с точностью до 2") и, пройдя через объект, регистрируется линейным ПЗС.

Метод свертки и обратной проекции

Данный метод представляет собой численную реализацию формулы обращения преобразования Радона [7]. Преобразование Радона отображает функцию, определенную в евклидовом пространстве R^n , во множество ее интегралов по гиперплоскостям в R^n . Если рассматривается сечение трехмерного объекта плоскостью (именно о

таком случае идет речь в работе), то преобразование Радона имеет следующий вид

$$R(\rho, \varphi) = \int_{(\bar{x}, \bar{\varphi})=\rho} f(x) dx \quad (1)$$

Если I_0 - интенсивность первичного излучения, а ρ - канал ПЗС, φ - угол вращения объекта, $I(\rho, \varphi)$ - регистрируемое число фотонов, $f(x)$ - коэффициент линейного ослабления рентгеновского излучения используемой длины волны объектом, то связь преобразования Радона и модели формирования сигнала

$$\ln\left(\frac{I_0}{I(\rho, \varphi)}\right) = \int_{(\bar{x}, \bar{\varphi})=\rho} f(x) dx \quad (2)$$

очевидна.

Формула обращения (3) позволяет понять идю алгоритма

$$W_b * f = R^{**}(w_b * Rf) \quad (3)$$

Здесь R^{**} - оператор обратного проектирования, b - размер спектрального окна или предельная частота фильтра низких частот. Итак, необходимо выбрать w_b таким образом, чтобы W_b аппроксимировала δ - функцию. Рекомендации могут быть найдены в [7, стр.115]

Для численной реализации алгоритма необходимо выполнить одномерную операцию свертки (фильтрации) для каждого направления, а затем применить оператор обратного проектирования. Необходимо заменить свертку дискретной сверткой и воспользоваться квадратурной формулой интегрирования вдоль направлений для вычисления дискретного оператора обратного проектирования. Ф. Наттерер [7] приводит метод расчета ошибок дискретизации оператора свертки и оператора обратного проектирования в предположении, что квадратурная формула точна. Однако, это неверно при практической реализации, что не позволяет использовать оценки, представленные Наттерером оценки.

Модели расчета интегралов вдоль направлений в предположении бесконечно-тонкого сечения объекта.

Первая неточность в квадратурных формулах возникает при переходе от слоя, имеющего физическую толщину, к бесконечно-тонкому слою (при переходе от вокселей к пикселям). Далее ошибку добавляет шаг аппроксимации полосы

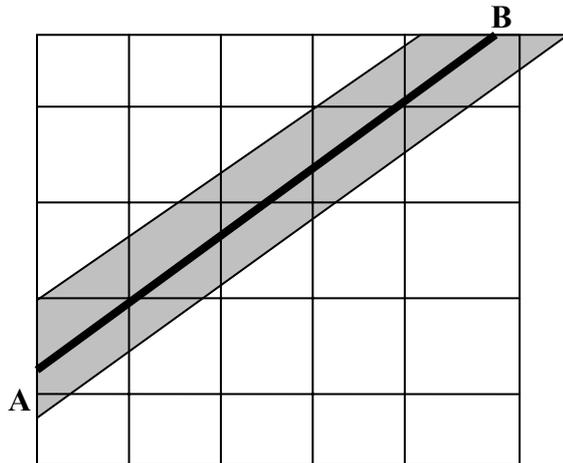


Рис.1. Иллюстрация к квадратурной формуле интегрирования.

излучения, регистрируемой каналом. Проиллюстрируем процесс дискретизации расчета интеграла по направлению

$$\int_{(\vec{x}, \vec{\varphi})=\rho} f(x) dx \approx \sum_i \sum_j f_{ij} \alpha_{ij} \Delta,$$

где ij – индексы, определяющие положение пикселя, α_{ij} – некоторая весовая функция, Δ – единичный линейный шаг вдоль направления. На рис.1 темной полосой обозначен “след” рентгеновского излучения, попадающего в некоторый канал ПЗС. Рассмотрим три модели описания данной полосы.

$$1. \begin{cases} \alpha_{ij} = 1, L \cap pixel \\ \alpha_{ij} = 0 \end{cases}$$

Наибольшая ошибка дискретизации.

2. Проводим прямую AB точно посередине полосы и в качестве значения функции веса берем отношение длины отрезка пересечения с пикселем ij к линейному размеру пикселя.

3. В качестве значения функции веса берется отношение площади пикселя, накрытой полосой, к общей площади пикселя.

Каждая из моделей неточна и исследование влияния неточности на величину возникающих артефактов при расчете дискретных операторов является важной проблемой.

Алгебраический метод реконструкции

В алгебраическом методе реконструкции интеграл заменяется на систему линейных алгебраических

уравнений, которая решается проекционным методом, разработанных для решения систем уравнений подобного вида. Задача перехода от интеграла к сумме описана выше.

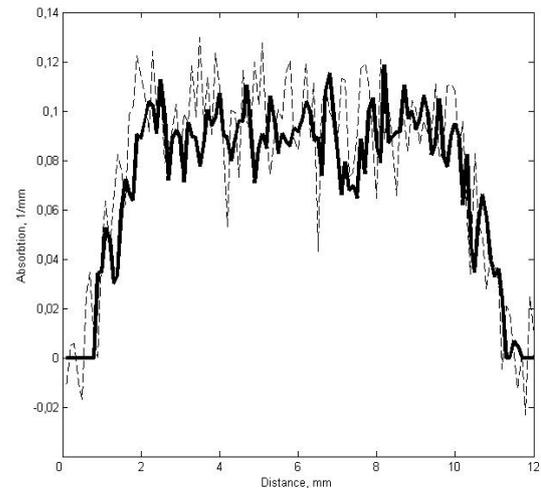


Рис.2. Пример восстановления распределения коэффициента ослабления вдоль некоторого сечения объекта двумя методами, описанными выше. Шум в сигнале составлял 10%.

- [1] Асадчиков В.Е., Бузмаков А.В., Заневский Ю.В., Зрюев В.Н., Сенин Р.А., Савельев С.В., Смыков Л.П., Тудоси Г.А., Черёмухина Г.А., Черёмухин Е.А., Черненко С.П., Чуличков А.И. *Нижегород, материалы совещания Рентгеновская оптика 123-130*(2004).
- [2] Schneider G., D. Weiss; M. A. LeGros; S. Vogt, C. Knöchel, E.H. Anderson. *Proceedings of the SPIE Meeting* (San Diego, Aug. 2-3). Vol. 4503, 156-165 (2001).
- [3] Müller B, P. Thurner, F. Beckmann, T. Weitkamp, C. Rau, R. Bernhardt, E. Karamuk, L. Eckert, S. Buchloh, E. Wintermantel, D. Scharnweber, H. Worch. *Proceedings of the SPIE Meeting* (San Diego, Aug. 2-3). Vol. 4503, 178-188 (2001).
- [4] Bernhardt R., D. Scharnweber, B. Müller, P. Thurner, H. Schpiephake, P. Wyss, F. Beckmann, J. Goebbels, H. Worch. *European Cells and Materials*. Vol.7, 42-51 (2004).
- [5] M. Chukalina, V. Golosio, A. Simionovici, H. Funke. *Spectrochim. Acta B*, **59**, 1755-1758(2004).
- [6] В.Е. Асадчиков, В.Г. Бабак, А.В. Бузмаков, Ю.П. Дорохин, И.П. Глаголев, Ю.В. Заневский, Н.В. Зрюев, Ю.С. Кривоносов, В.Ф. Мамич, Л.А. Мосейко, Н.И. Мосейко, Б.В. Мчедlishvili, С.В. Савельев, Р.А. Сенин, Л.П. Смыков, Г.А. Тудоси, В.Д. Фатеев, С.П. Черненко, Г.А. Черёмухина, Е.В. Черёмухин, А.И. Чуличков, Ю.Н. Шилин, В.А. Шишков. *Приборы и техника эксперимента*, 3, 1-9 (2005).
- [7] Ф. Наттерер. *Математические аспекты компьютерной томографии*. Мир. 280с (1990)

Роль поглощения в эффекте Бормана

Е.В.Шулаков

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН
142432, Черноголовка, Московская область
e-mail: shulakov@ipmt-hpm.ac.ru

Эффект аномального прохождения рентгеновских лучей через кристалл (эффект Бормана [1]) является классическим примером динамического рассеяния излучения в веществе. Суть этого явления заключается в том, что в условиях брэгговского отражения - кристалл становится двулучепреломляющим, что соответствует двум волновым состояниям, отличающимся как по действительной, так и по мнимой части волнового вектора. Одно из волновых полей испытывает аномальное поглощение, другое – аномальное прохождение. Известны экспериментальные топографические исследования, проводившиеся при уровне нормального поглощения $\exp(-\mu t/\cos\theta)$ равном $\exp(-76)$ [2,3], здесь μ - линейный коэффициент поглощения, t - толщина образца, θ – брэгговский угол. Эффект Бормана более выражен для сильных отражений и менее – для слабых [4]. Волна, выходящая из толстого кристалла, является квазимонохроматической и квазиплоской (монохроматор по Борману). Основное применение эффекта Бормана – исследование дефектов реальной структуры кристаллов.

Традиционно, изменение характера распространения излучения в кристалле оценивается параметром $P = \mu t/\cos\theta$. Область $P < 2$ соответствует зоне интерференции волновых полей, $P \sim 5$ – промежуточная область, $P > 10$ – зона эффекта Бормана. Однако эти оценки являются косвенными, так как эффекты динамического рассеяния не имеют прямого отношения к параметру P .

Рассмотрим этот вопрос на примере рассеяния излучения в методе секционной топографии. Схема эксперимента приведена на рис.1.

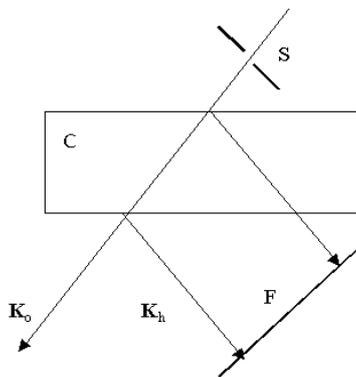


Рис.1. S - входная щель шириной 10 мкм, C - кристалл, F – пленка.

При симметричной дифракции распределение интенсивности на выходной поверхности для поляризованного излучения описывается выражением:

$$I_h(x) = \exp(-\mu t/\cos\theta) J_0^2[(\pi t/\tau_R)(1+i\sigma)(1-s^2)^{1/2}] \quad (1)$$

Здесь J_0 - цилиндрическая функция Бесселя нулевого порядка, $\tau_R = \lambda \cos\theta / C |\chi_{hr}|$ - действительная часть экстинкционной глубины, C – поляризационный множитель, $\sigma = \chi_{hi} / \chi_{hr}$, χ_{hi} и χ_{hr} – мнимая и действительная часть h -коэффициента Фурье - разложения поляризуемости кристалла, параметр $s = x/t \operatorname{tg}\theta$ изменяется внутри палатки Бормана от -1 до 1. Из (1) видно, что нормальное поглощение не влияет ни на характер распространения излучения в кристалле, ни на контраст топограмм. Проанализируем особенности формирования контраста при увеличении толщины кристалла.

При $t < \tau_R/6$ центру палатки Бормана отвечает кинематический режим рассеяния и вся она равномерно освещена по всей площади. Периферийные области палатки Бормана ($s^2 \sim 1$) также соответствуют кинематическому рассеянию при любой толщине кристалла. К динамическому рассеянию наиболее чувствительна область $s^2 \sim 0$. При $t > \tau_R$ в палатке Бормана можно наблюдать гиперболические интерференционные полосы, направленные острием к области малых толщин. Современная динамическая теория рассеяния рентгеновских лучей полагает, что интерференционная часть волнового поля непосредственно связана с нормальным поглощением. Полосы наблюдаются до $P=2$ и исчезают в промежутке $P=[2,3]$. Далее следует переход к Бормановскому режиму рассеяния и излучение стягивается к центру палатки. Попробуем по виду аргумента Бесселевской функции оценить характер изменения режима рассеяния в зависимости от толщины кристалла:

$$\begin{aligned} \text{Зона 1: } t < \tau_R/6\sigma, & \quad \text{Зона 2: } t \sim 2\tau_R/3\sigma, \\ \text{Зона 3: } t > 4\tau_R/3\sigma & \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь 1 – область тонкого кристалла, в которой эффекты интерференционного поглощения практически не сказываются, 2 – промежуточная область, 3 – толстый кристалл - область эффекта Бормана. Используя соотношение $\mu = 2\pi\chi_{oi}/\lambda$ и параметр $\varepsilon = \chi_{hi}/\chi_{oi}$ можно переписать условия (2) в терминах параметра P :

Зона 1: $P < \pi/3C\varepsilon$, Зона 2: $P \sim 4\pi/3C\varepsilon$,
 Зона 3: $P > 8\pi/3C\varepsilon$ (3)

Однако, “величина ε может существенно меняться при переходе от первых отражений к последующим ...” [4]. Это означает, что при одном и том же значении параметра P на разных отражениях можно наблюдать существенно разные дифракционные картины. На рис.2 представлены значения параметра ε для первых 10 отражений Si на $\text{CuK}_{\alpha 1}$ излучении [5].

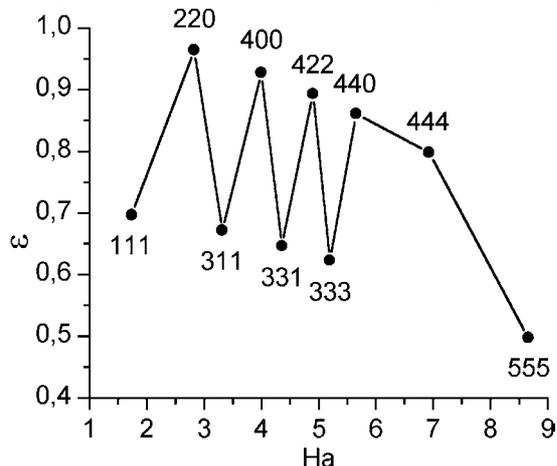


Рис.2. Зависимость параметра ε от $(h^2+k^2+l^2)^{1/2}$.

Чем ближе ε к 1, тем сильнее выражен эффект Бормана. Взглянув на рис.2 можно увидеть удивительную картину: очень сильное отражение 111 уступает по параметру ε существенно более слабым отражениям 400, 422, 440, 444.

Перейдем теперь к моделированию секционных топограмм для разных рефлексов.

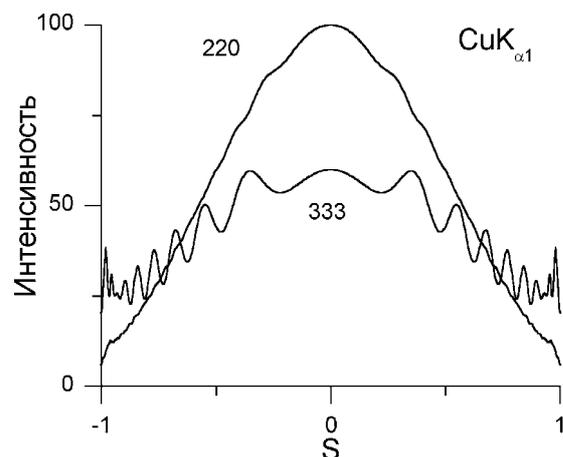


Рис.3. Распределение интенсивности на выходной поверхности кристалла для отражений Si(220) и Si(333), $\text{CuK}_{\alpha 1}$ излучение, $\varepsilon = 0.965$ и $\varepsilon = 0.623$, соответственно, $P = 5$, σ - поляризация.

На рис.3. приведены теоретические распределения интенсивности, свернутые с размером входной щели 10 мкм. Оба отражения находятся в промежуточной области. Для Si(220) виден характерный Бормановский колокол, все динамические осцилляции погашены. Отражение

333 также собирается в колокол. Однако на нем видны контрастные динамические осцилляции. И это при $P = 5$. Несмотря на сложившиеся теоретические представления и многолетнюю практику, остается предположить, что осцилляционная часть в секционной топографии и в сферической теории рассеяния не зависит от нормального поглощения. Лучшим доказательством этого положения является вид выражения (1).

Попробуем обосновать это более наглядным способом. С этой целью поищем действительно слабые отражения. Безусловными кандидатами являются отражения Si(200), Si(222), отражение А.И. Чумакова - Si(975) [6]. Но мы пойдем другим путем. На рис. 4 представлены π -отражения для рефлексов Si(111) и Si(333).

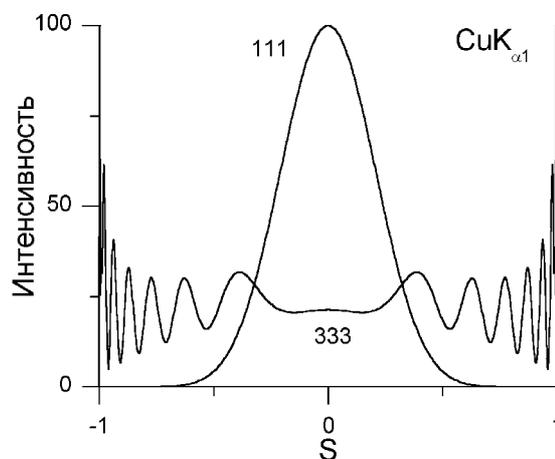


Рис.4. Распределение интенсивности на выходной поверхности кристалла для отражений Si(111) и Si(333), $\text{CuK}_{\alpha 1}$ излучение, $\varepsilon = 0.613$ и $\varepsilon = 0.0583$, соответственно, $P = 40$, π -поляризация.

Видно, что рефлексу Si(111) соответствует режим Бормановского рассеяния, а для рефлекса Si(333) наблюдается картина почти прозрачного кристалла.

Работа поддержана РФФИ, гранты №03-02-17267 и №03-02-17486.

1. Borrmann G. // Z.Phys., 1941, V.42, P. 157.
2. Borrmann G., Lehmann K. // Crystallography and Crystal Perfection / Ed. Ramachandran G.N. London, N.Y.: Academic Press, 1963. P. 101.
3. Borrmann G., Lehmann K. // Z. Crystallogr. 1967. V. 125. P. 234.
4. Пинскер З.Г. // Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах. М.: Наука, 1974
5. Пинскер З.Г. // Рентгеновская кристаллооптика. М.: Наука, 1982.
6. А.И. Чумаков и др. В сб.-"Рентгеновская оптика - 2003". Н.Новгород: ИФМ РАН. 2003, с.11-19.

Изготовление концентрических зонных пластин методом динамической рентгенолитографии

Гольденберг Б.Г., Пиндюрин В.Ф., Лях В.В., Мезенцева Л.А., Бобровникова
О.Н., Елисеев В.С., Петрова Е.В.

Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск
e-mail: goldenbergs@inp.nsk.su

В ИЯФ СО РАН разрабатывается технологический цикл изготовления микроструктур на основе принципов LIGA-технологии. Технология направлена на создание структур с высоким аспектным отношением, минимальными размерами 5-10 мкм и высотой десятки - сотни микрон, таких как зонные пластины Френеля (ЗПФ), решетки, полосковые структуры детекторов... Структура шаблона формируется в подготовленном слое рентгенорезиста (РР) на рентгенопрозрачной подложке. Особенность рассматриваемой технологии – отсутствие трудоемких и дорогостоящих технологических этапов изготовления промежуточных шаблонов, как это делается в классической LIGA-технологии [1]. Кроме того, можно отметить возможность использования шаблонов с простой топографией для построения более сложных структур.

В качестве тестового образца отработки методики рассматривается концентрическая зонная пластинка Френеля для видимого света, $\lambda=694$ нм, фокусное расстояние 1 м, радиус первой зоны 833 мкм, радиус 20-й зоны – 3725 мм. Подобные изделия могут найти применения как фокусирующие элементы для видимого света. Дальнейшее развитие метода и варьирование размеров зон позволит создавать фокусирующие элементы для ВУФ, МР и длинноволнового излучения.

Технология изготовления из ПММА такого изделия состоит из двух основных этапов:

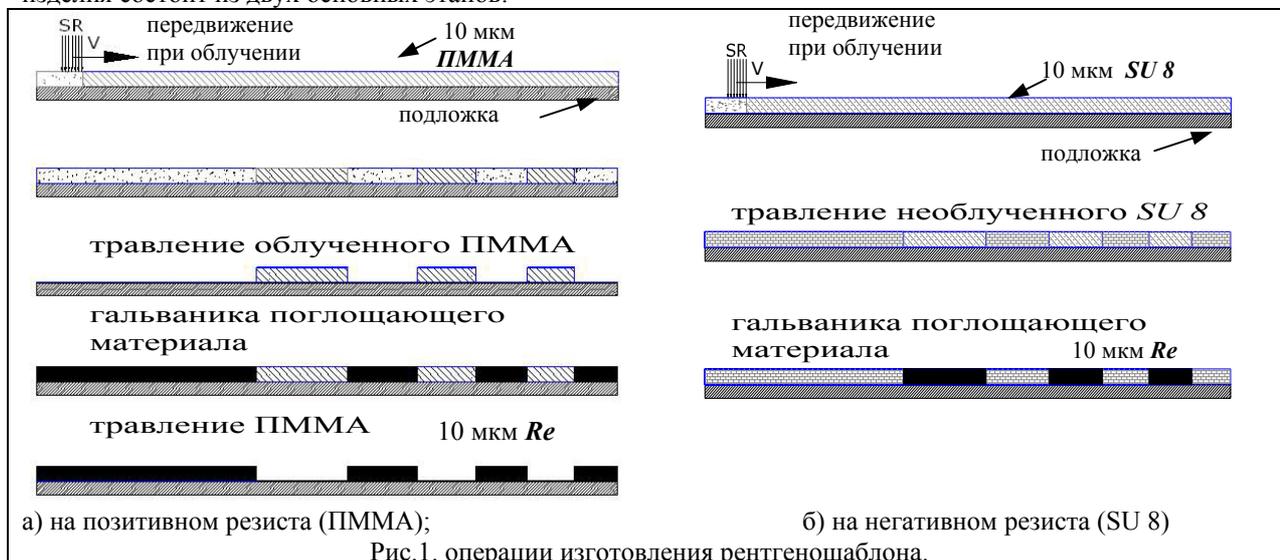


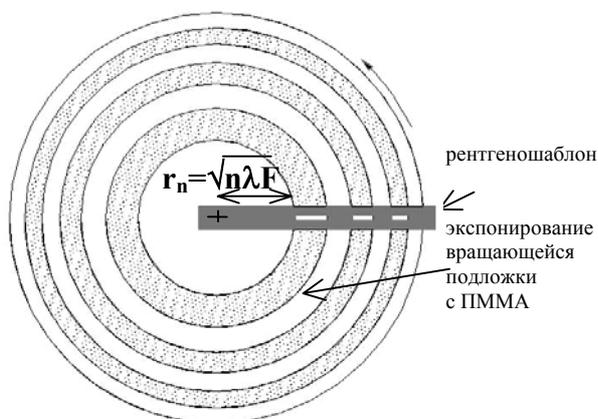
Рис.1. операции изготовления рентгеношаблона.

- 1 – изготовление рентгеношаблона для динамической литографии.
- 2 – динамическое облучение ПММА.

В качестве рентгеновского литографа для экспериментов используется оборудование станции "LIGA"^[2] СИ накопителя ВЭПП-3 ИЯФ СО РАН: щелевой формирователь пучка 40x1000 мкм, XY – подвижка с шагом 0.1 мкм. Шаблоном для построения в рентгенорезисте структуры ЗПФ является матрица прямоугольных окон, ширины которых соответствуют размерам концентрических зон. Изготовление такого рентгеношаблона прямым рисованием пучком СИ по методу рентгенолучевой литографии производится в следующей последовательности:

1. тонким пучком СИ в нанесенном на проводящую подложку слое РР рисуется скрытое изображение шаблона, длина штрихов соответствует радиусам зон Френеля;
2. травление и облученных участков позитивного резиста или необлученных в негативном резисте до проводящей подложки;
3. гальваническое нанесение на открытые участки подложки рентгенопоглощающего материала (Re, Au);
4. удаление оставшегося позитивного резиста. Сшившийся негативный резист прозрачен для жесткого излучения и его можно оставить в каналах шаблона.

Полученный таким образом шаблон обладает контрастом (оценочно не хуже 30 для $\lambda=1.5-2$ А) достаточным для излучения используемого на канале №0 "LIGA" (максимум поглощения в ПММА – $\lambda=1.5-2$ А). Следующий этап - динамическое экспонирование^[3] резиста



синхротронным излучением через подготовленный рентгеношаблон.

Рис.2 Динамическое экспонирование через специальный рентгеношаблон.

Для этого подложка-заготовка со слоем РР устанавливается на вращающемся столике, рентгеношаблон устанавливается перед столиком на небольшом расстоянии. При этом необходимо совместить центр вращения заготовки и центр шаблона. Равномерное вращение заготовки под сформированным пучком обеспечивает образование в ПММА скрытого изображения зонной пластины Френеля. Отметим, что такой способ облучения создает градиент экспозиционной дозы, убывающей с увеличением радиуса зон. Это не следует считать недостатком метода, т.к. для ряда задач может представлять интерес переменная глубина зон, а при травлении тонких слоев насквозь – влияние этого эффекта несущественно. Для компенсации радиального градиента облучения можно модифицировать шаблон.

Используя описанный подход можно подготовить секторный шаблон - просветы которого есть сектора требуемой зонной пластины.



Рис.3. Секторный рентгеношаблон

Необходимость создания специальных шаблонов определяется практической невозможностью создания конечной структуры сразу прямым рисованием пучком СИ в связи с большой длительностью такой работы. Так, экспонирование ПММА для получения описанной зонной пластины с использованием динамического рентгеношаблона займет примерно 10 часов, рисование микропучком СИ динамического шаблона потребует экспозиции длительностью

5-10 часов, тогда как рисование точечным пучком СИ всей структуры потребует на порядки большего времени.

К достоинствам представленного метода стоит отнести:

- 1) простота изготовления по сравнению с классическими рентгеношаблонами;
- 2) возможность получать глубокие структуры (десятки – сотни мкм);
- 3) при оптимизации шаблона можно варьировать глубины различных зон;
- 4) возможность наносить структуру зонной пластинки не только на плоские, но и на рельефные образцы, например, искусственный хрусталик глаза;

Пробная работа проводилась с использованием в качестве шаблона массива эквидистантно расположенных отверстий диаметром 290 мкм в металлическом экране.

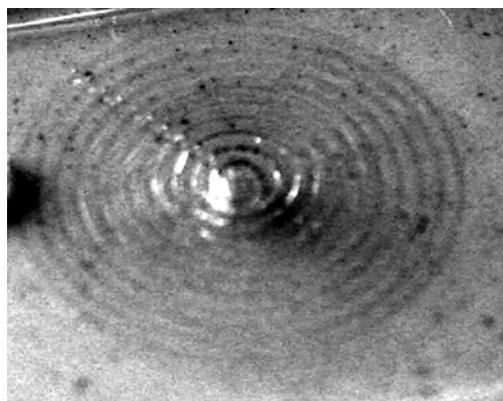


Рис.4 Тестовая структура концентрических каналов в ПММА, полученная методом динамической рентгеновской литографии, ширина каналов 290 мкм.

К настоящему времени на оборудовании станции выполнено пробное прямое рисование пучком СИ структуры ЗПФ для $\lambda=694$ нм в слое ПММА, отрабатываются остальные технологические этапы – подготовка слоев РР, травление и микрогальваника.

Работа выполняется при поддержке РФФИ, грант № 03-02-16718-а.

[1] J.Mohr, et al., Resist technology for deep-etch synchrotron radiation. Macromol. Chem., Macromol. Symp., vol.24, pp.231-251, 1989.

[2] А.Н.Генцелев и др., LIGA-станция на накопителе ВЭПП-3 // Поверхность, №9, 2002, с 30-35.

[3] O.Tabata, et al., Moving Mask Liga (M²LIGA) Process For Control Of Side Wall Inclination, The 12th IEEE International conference on Micro Electro Mechanical Systems 1999, Orlando, Florida, USA, January 17-21, 1999, pp. 252-256 .

Генерация рентгеновского характеристического излучения с помощью тераваттного фемтосекундного хром-форстерит лазера

М. Б. Агранат*, Н.Е. Андреев*, С. И. Ашитков*, А. В. Овчинников*, Д. С. Ситников*, В. Е. Фортов*, А. П. Шевелько**

*Институт теплофизики экстремальных состояний

Объединенного института высоких температур РАН, 125412, Москва, Ижорская 13/19

**Физический институт им. П. Н. Лебедева, 119991, Москва, Ленинский пр. 53
ashev@sci.lebedev.ru

Изучение процессов генерации быстрых электронов и характеристического рентгеновского излучения, возникающих при образовании лазерной плазмы с помощью воздействия мощных фемтосекундных лазерных импульсов на твердотельные мишени, имеет не только фундаментальное, но и прикладное значение. Образующиеся в результате такого воздействия импульсы рентгеновского излучения фемтосекундной длительности используются для диагностики экстремальных состояний и сверхбыстрых процессов, возникающих при взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом, кинетики химических реакций, а также в биологии и медицине (см., например, обзоры [1,2]).

Ранее в подобных исследованиях использовались обычно титан-сапфировые фемтосекундные лазерные системы с длиной волны излучения 800 нм. В настоящей работе впервые исследовано рентгеновское характеристическое K_α - излучение плазмы, создаваемой тераваттной фемтосекундной лазерной системой инфракрасного диапазона спектра излучения (1240 нм/100 мДж/ 80 фсек). Для регистрации рентгеновских спектров с высоким спектральным разрешением использовался фокусирующий кристаллический спектрометр. Высокая светосила спектрометра позволяла регистрировать спектры за 1 – 20 вспышек лазера.

Тераваттная фемтосекундная лазерная система на основе элементов хром-форстерит [3], входящая в состав Центра коллективного пользования «Лазерный фемтосекундный комплекс» ИТЭС ОИВТ РАН, обеспечивала генерацию импульсов длительностью 80 фс с энергией до 90 мДж с частотой повторения 10 Гц на длине волны 1240 нм с шириной спектра по полувысоте (FWHM) 26 нм. Контраст импульсов на длине волны 1240 нм на выходе компрессора составлял более 10^6 . Воздействие на мишени Cu и Fe проводилось на основной длине волны 1240 нм и длине волны 620 нм (вторая гармоника). Фокусировка на мишень для каждой длины волны осуществлялась безаберрационными трехлинзовыми просветленными объективами с фокусными расстояниями 10 см. Диаметр фокального пятна на

уровне половины интенсивности составлял ~ 10 мкм, что позволяло достигать интенсивности излучения в фокусе $\sim 10^{18}$ Вт/см². Использовалось как нормальное падение на мишень (Cu) на основной частоте и 2-ой гармонике, так и наклонное падение на Cu, Fe мишени на основной частоте (p -поляризация) и на 2-ой гармонике (s -поляризация).

Для регистрации рентгеновских спектров характеристического излучения использовался фокусирующий кристаллический спектрометр, выполненный по схеме Гамоша и обладающий очень высокой светосилой в широком диапазоне спектра. Ранее этот спектрометр активно использовался для рентгеновской спектроскопии наносекундной лазерной плазмы [4, 5]. В нашем случае использовался цилиндрический кристалл слюды ($2d=19,84$ Å), изогнутый по радиусу $R=20$ мм. В качестве детектора излучения использовалась ПЗС линейка Toshiba TCD 1304AP, имеющая 3724 элементов 8 мкм шириной и 200 мкм высотой каждый. Ось спектрометра устанавливалась перпендикулярно по отношению к оси лазерного пучка, а угол наблюдения излучения составлял 22° для Cu мишени и 16° для Fe мишени.

Спектры регистрировались за 1 – 20 вспышек лазера, что позволяло проводить мониторинг рентгеновского излучения лазерной плазмы в режиме реального времени. Абсолютная калибровка спектрометра позволила регистрировать спектры в абсолютной шкале интенсивности (см. рис.1, 2). Высокое спектральное разрешение спектрометра Гамоша позволяло наблюдать полную структуру рентгеновских спектров характеристического излучения: $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, K_β линии. Абсолютная калибровка спектрометра позволила определить (в предположении изотропного источника) выход излучения X (в единицах фот/стер-имп. и фот/стер) и коэффициент конверсии (преобразования) $\eta = E_{x-ray}/E_L$ лазерного излучения в K_α излучение (см. Табл.1). Как видно из Табл. 1 максимальный коэффициент конверсии составил величину 0,03 %, что превышает величины аналогичных измерений в работах [6-8].

ТАБЛИЦА 1.

Абсолютный выход K_{α} излучения X на один лазерный импульс в единицах (phot/ster pulse), $X \cdot 4\pi$ (phot/pulse), коэффициент конверсии $\eta = E(x\text{-ray}) / E_L$.

Условия фокусировки	E_L	X (phot/ ster pulse)	$X \cdot 4\pi$ (phot/ pulse)	$\eta = E(x\text{-ray}) / E_L$
Cu, ω_0 , 45° , p-пол.	5 mJ	$8.3 \cdot 10^7$	$1.0 \cdot 10^9$	$2.6 \cdot 10^{-4}$
	30 mJ	$3.3 \cdot 10^8$	$4.1 \cdot 10^9$	$1.8 \cdot 10^{-4}$
Cu, $2\omega_0$, 45° , s-пол.	5 mJ	$1.1 \cdot 10^7$	$1.4 \cdot 10^8$	$3.6 \cdot 10^{-5}$
Cu, $2\omega_0$, \perp , ps-пол.	5 mJ	$4.2 \cdot 10^7$	$5.3 \cdot 10^8$	$1.4 \cdot 10^{-4}$
Cu, ω_0 , \perp , ps-пол.	5 mJ	$8.6 \cdot 10^7$	$1.1 \cdot 10^9$	$2.9 \cdot 10^{-4}$
Cu, ω_0 , \perp , ps-пол.	30 mJ	$4.2 \cdot 10^8$	$5.3 \cdot 10^9$	$2.3 \cdot 10^{-4}$
Fe, ω_0 , 45° , p-пол.	5 mJ	$3.3 \cdot 10^7$	$4.1 \cdot 10^8$	$8.2 \cdot 10^{-5}$
	16 mJ	$2.1 \cdot 10^8$	$2.6 \cdot 10^9$	$1.6 \cdot 10^{-4}$
Fe, $2\omega_0$, 45° , s-пол.	5 mJ	$3.1 \cdot 10^6$	$3.9 \cdot 10^7$	$7.8 \cdot 10^{-6}$

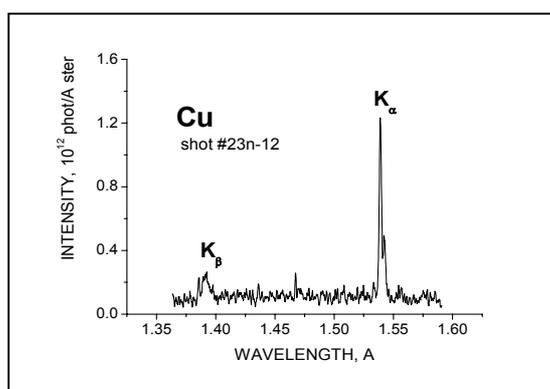


Рис. 1. Обзорный спектр Cu мишени (наклонное падение, основная частота, 20 вспышек лазера $E_L=30$ мДж).

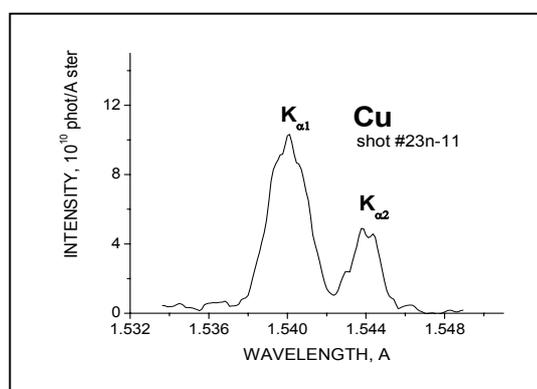


Рис. 2. Спектр Cu мишени (наклонное падение, основная частота, 1 вспышка лазера $E_L=30$ мДж, спектральное разрешение – $\lambda/\delta\lambda=1000$).

1. A. Rousse, C. Rischel, and J.-C. Gauthier. Rev. Modern Physics, 73, 17 (2001).
2. D. Umstadter, Physics of Plasmas 8, 1774 (2001).
3. М. Б. Агранат и др., Квантовая электроника 34 (6), 506 (2004).
4. A. P. Shevelko, Proc. SPIE 3406, 91(1998).
5. A. P. Shevelko, et al, Rev. Sci, Instrum. 73 (10), 3458 (2002).
6. N. Takeyasu, Y. Hirakawa, T. Imasaka, Appl. Phys. Lett. 78, 1195 (2001)
7. G. Korn, et al, Opt. Lett. 27, 866 (2002).
8. Y. Jiang, et al, J. Opt. Soc. Am. B 20, 229 (2003).

Абсолютно калиброванный измеритель EUV мощности для аттестации и оптимизации источников излучения на 13,5 нм

И.Г. Забродин¹, Б.А. Закалов¹, С.Ю. Зуев¹, И.А. Каськов¹, Е.Б. Ключенков¹,
А.Я. Лопатин¹, Н.Н. Салащенко¹, Л.А. Суслов¹, А.Е. Пестов¹, Н.И. Чхало¹,
Л.А. Шмаенок²

¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: phystex@knoware.nl

Мощность и пространственное распределение мощности источника EUV излучения, однородность засветки маски и рабочей пластины с фоторезистивным слоем являются одними из важнейших параметров, влияющих на качество больших интегральных схем, производимых с использованием EUV литографии на длине волны 13.5 нм. Учитывая, что эти характеристики во многом определяются юстировкой зеркал, число которых может превышать 10 штук, назрела необходимость создания малогабаритного измерителя мощности излучения со спектральной полосой пропускания, в точности совпадающей с полосой пропускания всей системы зеркал, предшествующей месту проведения измерений.

Для этого в ИФМ РАН, был предложен и изготовлен измеритель мощности, фотография которого приведена на рис.1. В состав измерителя входят: измерительный модуль, контроллер и блок питания. Оптическая схема измерителя приведена на рис.2.

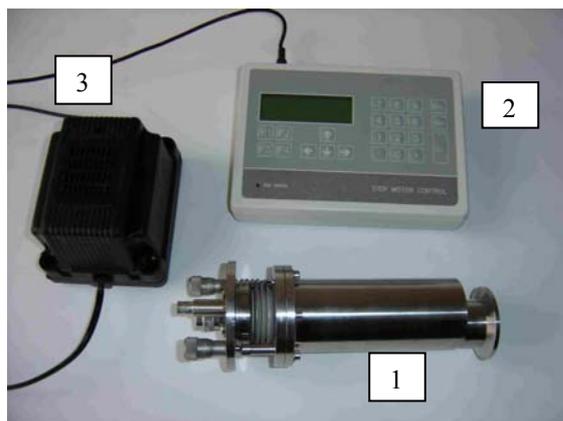


Рис.1. Внешний вид измерителя мощности. 1 – измерительный модуль, 2 – контроллер, 3 – блок питания.

Основу измерительного модуля составляет двухзеркальный монохроматор, который, в отличие от однозеркального, обеспечивает возможность изменения спектральной полосы пропускания в широких пределах при сохранении высоких, более 50% коэффициентах отра-

жения. На рис.3 приведены, в относительных единицах, спектральные зависимости коэффициентов отражения 9-ти и 11-ти зеркальных систем литографической установки, и данного измерителя мощности.



Рис.2. Оптическая схема измерителя мощности.

Как видно из рисунка двухзеркальный монохроматор имеет полосу пропускания несколько уже, чем у 11-ти зеркальной системы. Таким образом, можно сделать вывод, что подбором зеркал данный прибор позволяет исследовать энергетические характеристики излучения в спектральной полосе, равной спектральной полосе излучения после 1 ÷ 11 отражений при высокой, порядка 30%, эффективности регистрации.

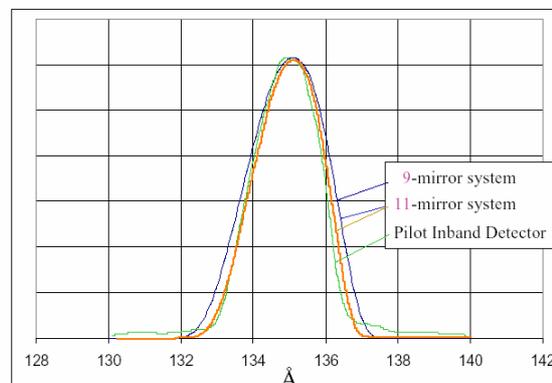


Рис.3. Сравнение спектральных зависимостей пропускания 9-ти и 11-ти зеркальных литографических систем и двухзеркального монохроматора измерителя мощности.

Кроме того, двухзеркальная схема монохроматора обеспечивает более чем на 2 порядка подавление фонов, вызванных длинноволновым излучением.

Для расширения динамического диапазона по регистрируемым интенсивностям излучения с $\lambda=13,5$ нм на входе прибора установлен диск с отверстиями различного диаметра. Вращение диска осуществляется с помощью шагового двигателя. Калибровка абсолютной чувствительности прибора производилась в 2 этапа. На первом этапе с помощью рефлектометра [1] калибровались коэффициенты отражения зеркал и пропускание фильтров. Точность калибровки была не хуже $\pm 1,5\%$. Чувствительность детектора (AXUV-100, IRD, США) бралась из паспорта производителя на данный детектор. На втором этапе данный прибор в сборе проверялся на синхротроне BESSY-2, Германия. Данные обеих калибровок совпали с точностью 4%.

Прибор был установлен на реальный газоразрядный источник, разрабатываемый для EUV литографии. На рис.4 приведены осциллограммы сигналов, полученные с двухзеркального (ID) и однозеркального (FC) измерителей мощности. Из анализа экспериментальных данных можно сделать следующие выводы. Во-первых, длительность импульса на полувысоте (ID) примерно на 9% меньше, чем (FC). Во-вторых, измеренная мощность также примерно на 10% оказалась меньше. Это расхождение объясняется лучшим подавлением фонового длинноволнового излучения в двухзеркальной схеме, по сравнению с однозеркальной.

Помимо определения абсолютной мощности излучения с $\lambda=13,5$ нм, данный прибор может применяться для измерения спектральной мощности излучения источника в широком, вплоть до инфракрасного излучения, спектральном диапазоне. Для этого монохроматор вынимается из прибора, а на диск устанавливаются калиброванные фильтры, пропускающие соответствующий диапазон длин волн. Устанавливая на оптическую ось с помощью шагового двигателя соответствующий фильтр, можно

снять спектральную мощность излучения. Количество измеряемых спектральных точек фактически ограничивается внешними размерами фильтров и размером диска, который составляет примерно 40 мм. Первые эксперименты с 6-ю фильтрами подтвердили возможность использования прибора в таком режиме.

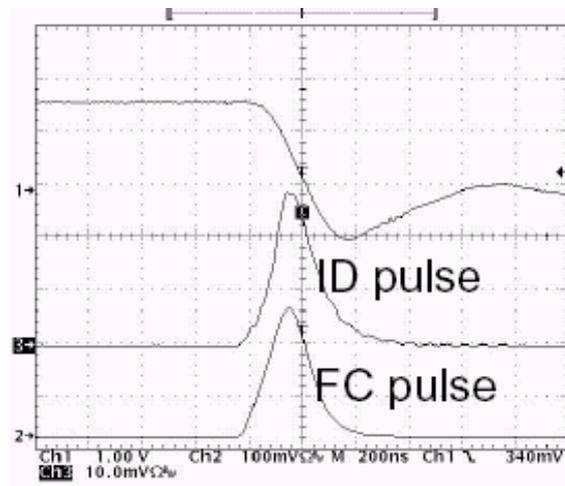


Рис.4. Сравнение осциллограмм сигналов с двухзеркального (ID) и однозеркального (FC) измерителей мощности. Верхняя осциллограмма соответствует току разряда.

Следует также отметить, что прибор может быть пристыкован к вакуумной камере через фланец KF-40, либо его измерительная часть может быть снята с фланца и установлена внутри установки.

Данная работа поддержана грантами РФФИ.

1. Andreev S.S., Akhsakhalyan A.D., Bibishkin M.S., et al., Central European Journal of Physics, **1**, 191 (2003).

Улучшение фотолюминесцентных характеристик квантовых ям GaInP/AlGaInP, полученных методом МОС-гидридной эпитаксии.

А.Ю. Андреев, Ю.Л. Рябоштан, А.А. Мармалюк

ООО «Сигм Плюс», 117342, г. Москва, ул. Введенского, 3

e-mail: aandreew@siplus.ru

Полупроводниковые лазеры, излучающие в диапазоне длин волн 620-670 нм, в настоящее время находят широкое применение в таких устройствах, как оптические системы хранения данных и целеуказатели [1]. Эти приборы изготавливаются на основе гетероструктур GaInP/AlGaInP/AlInP с одиночными и множественными квантовыми ямами, выращиваемых методом МОС-гидридной эпитаксии [2]. Важно отметить, что эффективность их работы во многом определяется качеством формирования квантовых ям в активной области указанных гетероструктур.

В связи с этим актуальным является исследование фотолюминесцентных характеристик активной области, как интегрального показателя качества выращиваемых гетероструктур. В работе изучалось влияние таких параметров эпитаксиального процесса, как температура, давление, особенности переключения газовых потоков на качество, как объемных эпитаксиальных слоев, так и квантоворазмерных гетероструктур.

Гетероструктуры на основе GaInP/AlGaInP выращивались на установке МОС-гидридной эпитаксии «СИГМОС-130» с горизонтальным кварцевым реактором и вращающимся графитовым подложкодержателем емкостью 3x2". Температура роста составляла 670°C, давление в реакторе поддерживалось на уровне 40 мм. рт. ст. В качестве источника элементов третьей группы использовались триэтилгаллий, триметилалюминий и триметилиндий. Источниками элементов пятой группы были 100% фосфин и арсин. Рост осуществлялся на подложках n-GaAs (100).

На первом этапе исследований производилась оптимизация условий процесса эпитаксии для роста объемных слоев GaInP и AlGaInP. Концентрация носителей заряда в эпитаксиальных слоях анализировалась с помощью CV-профилометра Polaron 4200, состав эпитаксиальных слоев – методом рентгеновской дифракции (параметр решетки ЭС) и измерения фотовольтаических зависимостей (ширина запрещенной зоны материала). Обнаружено, что повышение температуры роста в диапазоне 600-670°C заметно сказывается на снижении фоновой концентрации примесей в AlGaInP в 3-5 раз, при этом минимальное значение этого параметра

при 670°C составило $n=2-3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. С помощью измерений ЭДС Холла в геометрии Ван-дер-Пау произведена оценка качества Ga_{0,5}In_{0,5}P. Холловская подвижность и концентрация основных носителей заряда при оптимальных ростовых условиях достигали величин $\mu_{\text{нп}} = 3800 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $n_{\text{п}} = 5-6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при T=300K, и 13500 см²/В·с и $3-4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при 77K, соответственно.

Оптимизированные условия получения указанных эпитаксиальных слоев использовались при выращивании квантоворазмерных гетероструктур GaInP/AlGaInP/AlInP.

Толщина квантовых ям составляла 50 Å, барьеров – 120 Å, волноводных слоев – 0,1 мкм. Зонная диаграмма выращенной гетероструктуры схематически представлена на рис.1.

В ходе исследований анализировалась интенсивность, длина волны, соответствующая максимуму спектра фотолюминесценции, и полуширина спектра фотолюминесценции полученных гетероструктур при изменении условий проведения ростового процесса.

Было установлено сильное влияние соотношения V/III при слабом влиянии температуры и давления в реакторе. Для сравнения, увеличение отношения V/III в 2 раза позволило повысить интенсивность фотолюминесценции в 8-10 раз с одновременным сужением пика (полуширина уменьшилась на 4 мЭВ). При этом наблюдался сдвиг максимума спектра фотолюминесценции с 624 до 629 нм, что свидетельствует об увеличении эффективности встраивания атомов индия в растуший слой.

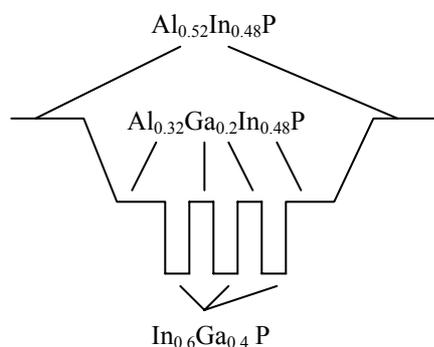


Рис. 1. Схема зонной диаграммы активной области лазерного диода на основе гетероструктуры GaInP/AlGaInP/AlInP с тремя квантовыми ямами (показано только дно зоны проводимости).

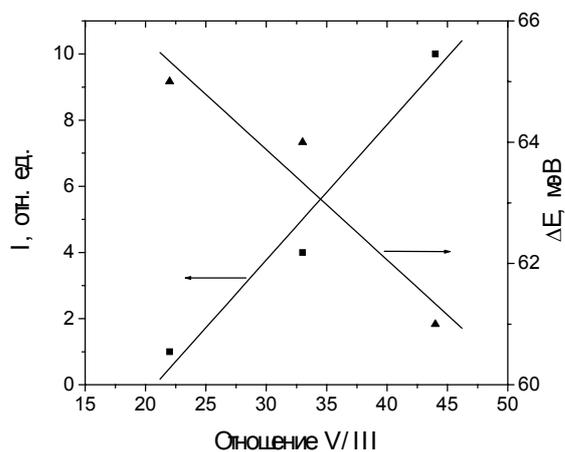


Рис.2. Изменение интенсивности (I) и полуширины (ΔE) пика фотолуминесценции для тестового образца в зависимости от соотношения V/III в исходной парогазовой смеси.

Полученные зависимости показаны на рис. 2. Стоит обратить внимание на то, что для повышения качества материала растущего эпитаксиального слоя необходимо максимальное уменьшение длительности переходных процессов, возникающих при переключениях потоков газа [3].

Оптимизация переключения газовых потоков при формировании квантовых ям позволила получить более резкие гетеропереходы и уменьшить полуширину пика фотолуминесценции дополнительно на 2 мЭВ. Длина волны при этом уменьшилась на 9 нм, что также подтверждает изменение формы квантовой ямы.

Проведенные оптимизации режимов получения квантовых ям GaInP/AlGaInP были успешно применены при изготовлении гетероструктур для красных лазерных диодов.

- [1] Елисеев П. Г., Квант. электроника, **32**, 1085 (2002).
- [2] Behet M., Hovel R., Kohl A., Microelectronics, **27**, 297 (1996)
- [3] Chelny A., Eliseev P., Konyaev V. et al., Proc. SPIE., **2379**, 69 (1995).

Возбуждение неоднородных радиационных поляритонов в двумерных экситонных системах импульсом света

Т.Ю. Багаева¹, В.В. Попов¹, N.J.M. Horing², Т.В. Пахомова¹

¹ Институт радиотехники и электроники Российской академии наук (Саратовское отделение),
ул. Зеленая 38, 410019, Саратов, Россия

² Department of Physics and Engineering Physics, Stevens Institute of Technology, NJ 07030, Hoboken, USA
e-mail: tb@ire.san.ru

Радиационные поляритоны в двумерных (2D) экситонных системах анализировались теоретически в ряде работ [1-4] и наблюдались экспериментально в структурах с квантовыми ямами на основе арсенида галлия [5]. В работах [1-3] квазинепрерывный спектр фотонов в окружающей среде (в барьере) представлялся в виде собственных волн в воображаемом резонаторе Фабри-Перо при увеличении размера резонатора до бесконечности. В этом случае, полное поле поляритонной моды в барьере представляется в виде суперпозиции уходящей и входящей плоских одномерных электромагнитных (ЭМ) волн. В рамках указанного подхода получается, что дисперсионные ветви радиационных поляритонов оканчиваются на поверхности светового конуса, соответствующего окружающей 2D экситонную систему среде. При этом частота радиационных поляритонов практически не зависит от их волнового вектора и, следовательно, частота света, излучаемого в результате радиационного распада поляритонной моды, не зависит от угла излучения.

В другом подходе [4], поле радиационной поляритонной моды в барьере представляется в виде одной уходящей плоской неоднородной ЭМ волны, удовлетворяющей условию излучения на бесконечном удалении от 2D экситонной системы. Данный подход приводит к существенно иному характеру дисперсии радиационных поляритонов вблизи поверхности светового конуса: дисперсионные ветви радиационных поляритонов пересекают световой конус, демонстрируя при этом сильную дисперсию, что должно приводить к сильной зависимости частоты испускаемого света от угла излучения при скользких углах излучения.

Для того, чтобы ответить на вопрос о том, какой из двух вышеуказанных теоретических подходов дает физически обоснованный результат, в данной работе с использованием метода функции Грина проведен анализ процесса импульсного возбуждения и последующего радиационного распада поляритонных мод в 2D экситонной системе.

Рассмотрим 2D экситонный слой, находящийся в плоскости $z = 0$ в однородной среде с диэлектрической постоянной ϵ_b . Диэлектрический отклик экситонного материала описывается локальной диэлектрической функцией вида, $\epsilon(\omega) = \epsilon_b \left[1 + \frac{\omega_{LT}}{\omega_{ex} - i\gamma_{ex} - \omega} \right]$, где ω_{ex} – час-

тота экситона, ω_{LT} – продольно-поперечное расщепление экситона, γ_{ex} – затухание экситона, вызванное всеми процессами релаксации, за исключением радиационного распада [4].

Тензорная функция Грина $\hat{\mathbf{G}}(\omega, \mathbf{r})$ по своему определению удовлетворяет уравнению

$$\left[\hat{\mathbf{I}} \left(\nabla^2 + \frac{\omega^2 \epsilon_b}{c^2} \right) - \nabla \nabla \right] \hat{\mathbf{G}}(\omega, \mathbf{r}) + \frac{4\pi i \omega}{c^2} \int d\mathbf{r}' \hat{\boldsymbol{\sigma}}_{2D}(\omega, \mathbf{r}, \mathbf{r}') \hat{\mathbf{G}}(\omega, \mathbf{r}') = \hat{\mathbf{I}} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}').$$

где $\hat{\boldsymbol{\sigma}}_{2D}$ – тензор проводимости 2D экситонного слоя, $\hat{\mathbf{I}}$ – единичный тензор, $\delta(\mathbf{r})$ – дельта-функция Дирака, c – скорость света в вакууме. Интегрирование этого уравнения с использованием фурье-преобразования $\mathbf{r}_{\parallel} \rightarrow \mathbf{k}_{\parallel}$ (знак \parallel обозначает проекцию вектора на плоскость экситонного слоя) дает тензорную функцию Грина всей структуры

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{G}}(\omega, k_{\parallel}; z, z') &= \hat{\mathbf{G}}_{3D}(\omega, k_{\parallel}; z, z') \\ &- \frac{4\pi i \omega}{c^2} \hat{\mathbf{G}}_{3D}(\omega, k_{\parallel}; z, 0) \hat{\boldsymbol{\sigma}}_{2D}(\omega, k_{\parallel}) \\ &\times \left[\hat{\mathbf{I}} + \frac{4\pi i \omega}{c^2} \hat{\mathbf{G}}_{3D}(\omega, k_{\parallel}; 0, 0) \hat{\boldsymbol{\sigma}}_{2D}(\omega, k_{\parallel}) \right]^{-1} \\ &\times \hat{\mathbf{G}}_{3D}(\omega, k_{\parallel}; 0, z'), \quad (1) \end{aligned}$$

выраженную через известную функцию Грина 3D однородной среды $\hat{\mathbf{G}}_{3D}$ [6]. В данной работе отклик 2D экситонного слоя описывается локальным тензором $\hat{\boldsymbol{\sigma}}_{2D} = \hat{\mathbf{I}} \sigma_{2D}(\omega) \delta(z) \delta(z')$, где $\sigma_{2D} = i\omega[\epsilon_b - \epsilon(\omega)]d/4\pi$, d – толщина экситонного слоя.

С использованием полученной тензорной функции Грина вычислим линейный ЭМ отклик системы при падении импульса света с магнитным полем $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \exp(i\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - i\omega_0 t)$ на 2D экситонную систему под углом θ_0 к плоскости 2D экситонного слоя. Плоскость падения света совпадает с плоскостью $x - z$. Падающий свет моделируется листом эффективного внешнего тока $J_{ext} \propto \exp(ik_{x0}x - i\omega_0 t)$ в плоскости 2D экситонного слоя, где $k_{x0} = \omega_0 \cos\theta_0/c$. Такой осциллирующий ток будет создавать такие же

магнитное и электрическое поля в 2D экситонном слое, как и наклонно падающий свет, если соответствующим образом связать амплитуду этого тока с амплитудой магнитного поля в импульсе падающего света.

Например, если p -поляризованный падающий свет мгновенно гаснет позади некоторого заданного плоского волнового фронта, то фурье-образ соответствующего импульса эффективного тока записывается в виде

$$\mathbf{J}_{ext}(\omega, k_x, k_y; z) = -\frac{c}{2\pi} H_0 \mathbf{e}_x \frac{i(2\pi)^2}{\omega - (\omega_0 + i0)} \times \delta\left(k_x - \frac{\omega}{c} \cos\theta_0\right) \delta(k_y) \delta(z), \quad (2)$$

где \mathbf{e}_x – единичный координатный вектор.

Электрическое поле, возбуждаемое током

\mathbf{J}_{ext} , дается выражением

$$\mathbf{E}(\omega, k_x, k_y; z) = \frac{4\pi i \omega}{c^2} \times \int dz' \hat{\mathbf{G}}(\omega, k_x, k_y; z, z') \mathbf{J}_{ext}(\omega, k_x, k_y; z'), \quad (3)$$

где $\hat{\mathbf{G}}(\omega, k_x, k_y; z, z')$ определяется уравнением (1). Элементы тензорной функции Грина, дающие вклад в интеграл (3), имеют полюсы на частотах

$$\tilde{\omega}^{(L)} = \frac{\omega_{ex} - i\gamma_{ex}}{1 + i\sqrt{\varepsilon_b} \omega_{LT} d \sin\theta_0 / 2c},$$

$$\tilde{\omega}^{(Z)} = \frac{\omega_{ex} + \omega_{LT} - i\gamma_{ex}}{1 + i\sqrt{\varepsilon_b} \omega_{LT} d \cos^2\theta_0 / 2c \sin\theta_0}.$$

Эти полюсы описывают L и Z радиационные поляритонные моды в соответствии с их дисперсионными соотношениями [4]. Кроме этого, имеется полюс на частоте падающей световой волны в фурье-образе тока (2). Интегрируя (3) по частоте с использованием метода теории вычетов, получаем полное электрическое поле

$$\mathbf{E}(x, z, t) = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_3$$

в виде

$$\mathbf{E}_1 = -H_0 \frac{1}{2\varepsilon_b} \left[\sin\theta_0 \mathbf{e}_x - \cos\theta_0 \operatorname{sign}(z) \mathbf{e}_z \right] \times \theta\left(-t + \frac{\sin\theta_0}{c} z + \frac{\cos\theta_0}{c} x\right) \exp(-i\omega_0 t'),$$

$$\mathbf{E}_2 = -H_0 \frac{id\omega_{LT} \sin\theta_0}{4\varepsilon_b c} (\sin\theta_0 \mathbf{e}_x + \cos\theta_0 \mathbf{e}_z) \times \theta(-t') \exp(-i\omega_0 t') (A^{(L)} - A^{(Z)}),$$

$$\mathbf{E}_3 = -H_0 \frac{id\omega_{LT} \sin\theta_0}{4\varepsilon_b c} (\sin\theta_0 \mathbf{e}_x + \cos\theta_0 \mathbf{e}_z) \times \theta(t') \left[A^{(L)} \exp(-i\tilde{\omega}^{(L)} t') - A^{(Z)} \exp(-i\tilde{\omega}^{(Z)} t') \right],$$

где

$$A^{(L)} = \frac{(\tilde{\omega}^{(L)})^2 \sin^2\theta_0}{(\omega_{ex} - i\gamma_{ex})(\omega_0 - \tilde{\omega}^{(L)})},$$

$$A^{(Z)} = \frac{(\tilde{\omega}^{(Z)})^2 \operatorname{sign}(z) \cos^2\theta_0}{(\omega_{ex} - i\gamma_{ex} + \omega_{LT})(\omega_0 - \tilde{\omega}^{(Z)})},$$

$$t' = t - (\sin\theta_0/c)|z| - (\cos\theta_0/c)x.$$

Поле \mathbf{E}_1 описывает внешнюю световую волну, проходящую сквозь 2D экситонный слой. Поле \mathbf{E}_2 представляет собой вынужденное отраженное (при $z > 0$) и прошедшее (при $z < 0$) поле, излучаемое из системы только во время действия импульса света на 2D экситонный слой. Амплитуда этого поля достигает максимума на собственных частотах поляритонных мод. Поле \mathbf{E}_3 представляет собой свободное поле, которое появляется после того, как импульс света прошел через экситонный слой. Это поле в свою очередь состоит из двух частей, которые описывают две различные (L и Z) поляритонные моды системы. Эти моды подвержены неоднородному радиационному распаду: поле каждой моды затухает во времени с декрементом затухания, соответствующим данной поляритонной моде, в то время, как оно возрастает в пространстве при удалении от экситонного слоя. Однако, это поле исчезает при $t' > 0$ в соответствии с принципом причинности. Амплитуды свободных радиационно-затухающих поляритонных мод также достигают максимума, когда частота падающего света совпадает с собственной частотой соответствующей поляритонной моды.

Таким образом, изучение переходных световых полей в структуре с 2D экситонным слоем показывает, что свободные радиационные поляритонные моды, возбуждаемые внешним световым импульсом, подвержены неоднородному радиационному распаду. При этом дисперсионные и радиационные свойства этих мод, определяются дисперсионными соотношениями, сформулированными в [4].

Работа поддержана РФФИ (грант 02-02-81031) и Программой Президиума РАН “Низко-размерные квантовые наноструктуры”.

- [1] F. Tassone et al., Phys. Rev. B, **45**, 6023 (1992).
- [2] S. Jorda et al., Phys. Rev. B, **48**, 1669 (1993).
- [3] R. Atanasov et al., Phys. Rev. B, **49**, 2658 (1994).
- [4] V.V. Popov et al., Solid State Commun., **127**, 589 (2003).
- [5] B. Deveaud et al., Phys. Rev. Lett., **67**, 2355 (1991).
- [6] Chen To Tai, *Dyadic Green Function in Electromagnetic Theory* (Index Educational Publishers), 1966.

Factors influencing thermal quenching of the emission from InAs/GaAs quantum dot heterostructures

N.V. Baidus^{1,2}, A. Chahboun^{2,3}, M.V. Dorokhin¹, M.I. Vasilevskiy²,
P.B. Demina¹, M.J.M. Gomes², E.A. Uskova¹ and B.N. Zvonkov¹

¹ Physico-Technical Research Institute, Nizhniy Novgorod State University, Nizhniy Novgorod, Russia

² Centro de Fisica, Universidade do Minho, Braga, Portugal

³ LPS, Dhar Mehraz Science Faculty, BP 1796, Fés, Morocco

E-mail: baidus@fisica.uminho.pt

Temperature effect on the luminescence of InAs/GaAs quantum dots (QDs), emitting in the telecommunication wavelength range (1.3 – 1.55 μm), is of great practical interest. InAs/GaAs QD heterostructures are essential for the development of semiconductor lasers and light emitting diodes operating above room temperature. It is well known that the emission intensity is subject to thermal quenching owing to the escape of the carriers from quantum levels in the dots to the energy continuum of the GaAs matrix, with subsequent non-radiative recombination [1].

In this work we studied the temperature dependence of the photoluminescence (PL) and electroluminescence (EL) of InAs/InGaAs/GaAs QD heterostructures produced under different growth conditions, in order to seek the ways of improving the radiative recombination efficiency at room temperature. Several types of QD heterostructures grown by AP-MOCVD [2] were studied. They differ by the thickness and the growth temperature of the GaAs capping layer, 30 nm at 520°C (type A) and 580°C (type B), and 300 nm at 580°C (C). The heterostructures of type B were treated with carbon tetrachloride at elevated temperatures after growth of the QD layer, in order to remove dislocated clusters formed in the GaAs capping layer during its subsequent growth. Some samples of group C were irradiated with protons (doses 10^{12}cm^{-2} and 10^{13}cm^{-2}), with the aim to create additional defects.

Three different types of the emission temperature dependence (TD) were observed. The first, well known in the literature [1], corresponds to the PL intensity quenching when the temperature increases (graph 1, Fig.1). The second, unusual and desirable, corresponds to an increase of the PL intensity with temperature (graph 2, Fig1). The third type is intermediate, and characterized by a slight increase followed by the quenching at higher temperatures (graph 3, Fig.1).

It has been shown earlier that the PL temperature dependence is related to the defect concentration in the heterostructures [3]. Two types of defects have been considered in InAs/GaAs QD heterostructures, (i) point defects and (ii) InAs dislocated clusters. Both of them increase the probability of the non-radiative recombination in the matrix and contribute to the thermal quenching of

PL, as observed in the graph 1. Lowering the defect concentration may eliminate the temperature quenching of the QD luminescence. In fact, graph 2 shows PL increasing even at 300 K after the treatment with CCl_4 (sample B), which has been reported to dissolve the InAs clusters [2] and to improve the quality of the GaAs capping layer. In the case of graph 3, we excited the sample B below the GaAs absorption edge ($\lambda_{\text{exc}} = 940\text{ nm}$). The photo-carriers, this time created in the quantum well (QW) formed by the wetting layer and the InGaAs layer covering the dots, again, escape from QDs as the temperature is rising, and recombine in the GaAs because the carrier concentration there is low under such excitation conditions.

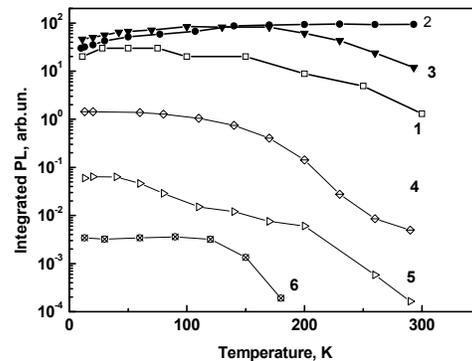


Fig.1 Temperature dependence of integrated PL intensity of the lowest energy QD emission peak from sample A (1) and sample B (2) excited with $\lambda_{\text{ex}} = 633\text{ nm}$ and sample B (3) excited with $\lambda_{\text{ex}} = 940\text{ nm}$. Graphs 4, 5 and 6 show the PL for samples C, as grown (4) and after irradiation with 10^{12} p/cm^2 (5) and 10^{13} p/cm^2 (6), respectively. The lines are guide for the eye.

A clear decrease in the PL intensity for sample C, as compared to A, is probably because of the different capping layer thickness. As the latter increases, one should expect a more intense non-radiative recombination in the GaAs, as we notice comparing graphs 4 and 1.

In order to verify the effect of the defects on the quenching temperature of the PL intensity, we irradiated some samples with protons. Graph 4

shows the reference sample (C) and one after irradiation with a dose of 10^{12} cm $^{-2}$ (graph 5) and 10^{13} cm $^{-2}$ (graph 6). With introducing additional defects, the emission intensity goes down and PL quenches at a lower temperature (compare curves 5 and 6).

A simple model calculation of the photoelectron concentration in QDs illustrates our explanation of the presence or absence of the quenching effect. Assuming dynamical equilibrium between QDs, QW and conduction band of the GaAs capping and buffer layers, the electron concentration in the dots is given by:

$$n(T) \approx g\tau \left[\frac{N_C}{N_{QD}} \exp\left(\frac{E_{QD} - E_C}{kT}\right) + \frac{N_{QW}}{N_{QD}} \exp\left(\frac{E_{QD} - E_{QW}}{kT}\right) + 1 \right]^{-1} \quad (1)$$

where g is the generation rate, τ the effective lifetime (determined mostly by recombination in the GaAs), F the quasi-Fermi level, E_C the energy at the bottom of GaAs conduction band, E_{QD} the QD electron level, E_{QW} the lower limit of the QW spectrum, N_{QD} the volume concentration of QDs, and N_C and N_{QW} are the effective densities of states in the conduction band of GaAs and in QW, respectively. Eq. (1) is valid when the quasi-Fermi level lies in the vicinity of E_{QD} and predicts an exponential decrease of n with temperature. However, if the quasi-Fermi level approaches E_C , the quasi-equilibrium statistics gives $n(T) \approx N_{QD} = const.$

We believe that the situation described by Eq.(1) applies to samples A and C because they contain more defects in the GaAs layers. Samples B are characterized by a lower concentration of defects and, accordingly, by a higher quasi-Fermi level. Thus, the electron and hole concentrations in QDs are practically independent of temperature. Kinetic effects can eventually explain the slight PL intensity growth with T for samples B. However, if these samples are excited below the GaAs absorption edge (curve 3 of Fig.1), F should lie in the vicinity of E_{QW} and thermal escape to the GaAs leads to the PL quenching with temperature.

Let us turn to the electroluminescence. Its principal features in Schottky diodes (SDs) based on QD heterostructures have been discussed earlier [4, 5]. It has been established that EL in forward-biased SDs is due to the tunneling of minor carriers (holes for n -type heterostructures) from the metal to the semiconductor through the thin oxide layer grown at the interface. Such a mechanism of minor carrier injection is not thermally activated. Nevertheless, the observed EL TD in forward-biased Schottky diodes based on QD heterostructures of type A is qualitatively similar to that of PL (graph 1, Fig. 2), although with a lower rate of decrease with T rising. While EL quenches with temperature for samples A it grows substantially for samples B (curve 2 in Fig. 2). The EL intensity shows more than one order of magnitude increase between 10K and room temperature. The difference between the temperature dependences of the PL and EL intensities for samples B can be attributed to the different space

distribution of holes under photo- or electrical excitation, which is practically uniform in the case of PL and exponentially decreasing with the distance from the interface in SDs. The diffusion length, which is the characteristic scale in the latter case, should increase with T leading to an exponentially larger number of holes available for radiative recombination in QDs of samples B. One can say that, owing to the absence of thermal quenching in EL spectra, we have been able to observe the temperature dependence of the minor carrier injection and (mostly) of their transport properties.

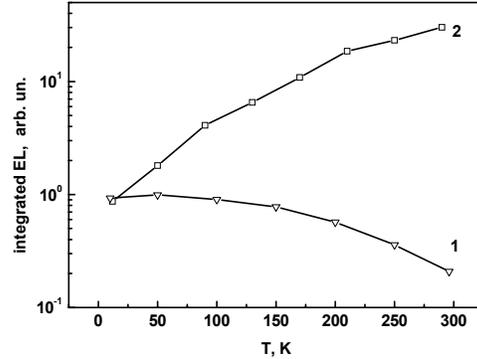


Fig. 2. Temperature dependence of the integrated EL intensity from Schottky diodes made on QD heterostructures of type A (1) and type B (2). The lines are guide for the eye.

In conclusion, we have shown that the concentration of defects, either caused by growth or introduced intentionally, is crucial for the behavior of the QDs emission with increasing temperature. The technological treatment with CCl_4 , eliminating the formation of dislocated clusters during the growth of the capping layer, permits to avoid the thermal quenching of EL and PL. Moreover, the EL intensity in SDs based on QD heterostructures grown with such a treatment increases with temperature owing to the improvement of the carriers transport properties.

This work was supported by RFBR (03-02-16777 and 03-02-17178) and FCT (Portugal, project POCTI/FIS/58524/2004). NVB and AC wish to acknowledge Post-Doctorate Fellowships from FCT (Portugal).

- [1] E.C. Le Ru, J. Fack, and R. Murray, Phys. Rev. B 67, 245318 (2003), and references therein.
- [2] I.A. Karpovich et.al. Trends in Nanotechnology Research, Ch. 8, (Nova Science Publishers, 2004).
- [3] M.V. Maksimov, D.S. Sizov, A.G. Makarov, et.al., Semiconductors 38, 1207 (2004).
- [4] N.V. Baidus, B.N. Zvonkov, P.B. Mokeeva et.al. Semicond. Sci. Technol. 19, 469 (2004).
- [5] N.V. Baidus, P.B. Demina, M.V. Dorokhin, et. al., Semiconductors 39, 17 (2005).

Двумерные hollow-pin фотонные кристаллы

М.Ю. Барabanенков, В.В. Старков, Л.Г. Шабельников

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Институтская 6, Московская обл., г. Черноголовка, Россия. e-mail: barab@ipmt-hpm.ac.ru

В докладе представлены результаты разработки замкнутого экспериментально-теоретического цикла исследования двумерных (2D) фотонных структур, образованных полыми стержнями (hollow pin) двуокиси кремния.

Периодическая система полых стержней формируется методом электрохимического травления кремния (*p-Si*, (100), 80–100 $\text{ом} \times \text{см}$) с последующим частичным термическим окислением макропористой матрицы.

На поверхности кремния формировался топологический рисунок затравок, которые при последующем глубоком анодном травлении [1] растравливались в поры. Затравки (инверсные пирамиды) создавались стандартной фотолитографией и щелочным травлением. Далее кремний подвергался частичному термическому окислению (1128°C) в режиме подачи кислорода по схеме “сухой-влажный-сухой” 15-180-15 минут, соответственно. Полученная толщина слоя SiO_2 составляла 1.2 $\mu\text{м}$ (критерием степени окисления служила толщина слоя окисла, при которой возникающие в месте расположения пористой структуры напряжения не приводили к короблению кремниевой пластины, не препят-

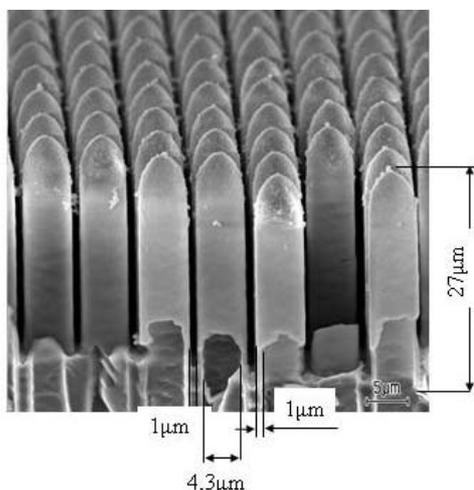


Рис.1. РЭМ изображение периодической структуры, состоящей из полых SiO_2 стержней, образующих квадратную решетку.

ствуя, тем самым, проведению двухсторонней фотолитографии). Вскрытие окон в маске SiO_2 под областями расположения пор проводилось в режиме стандартного процесса фотолитографии с обратной стороны пластины. Отметим, что кроме необходимости двухстороннего совмеще-

ния топологических рисунков с лицевой и тыльной стороны пластины, важен учет эффекта разбухания кремния при окислении. Разбухание преодолевается в проекционной литографии, или фотолитографии с “зазором”, величина которого зависит от степени разбухания пластины в области пористого слоя. В результате, метод микроструктурирования макропористого кремния, основанный на селективности процессов травления кремния и его окисла, позволил изготовить периодические структуры (см. рис.1).

В работе предложено применение эффекта Тальбота (эффект саморепродукции изображения периодических структур) [2] для исследования совершенства созданных систем. Возможность применения эффекта Тальбота для указанных целей продемонстрирована на примере исследования образцов 2D матриц короткофокусных линз на оптической станции VM05

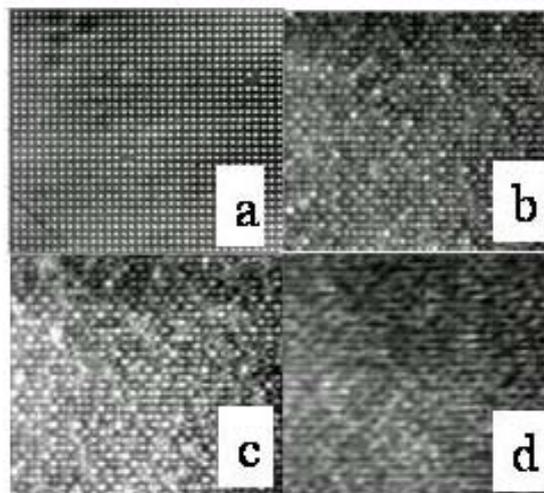


Рис.2. Изображения, полученные для матрицы кремниевых линз на расстояниях вдоль оптической оси: 3.2 см (a), 30 см (b), 68.5 см (c) и 80 см (d).

источника синхротронного излучения ESRF [3]. Регистрация изображений проводилась с использованием высокоразрешающей ПЗС-камеры (размер элемента изображения 0.6 $\mu\text{м}$, поле зрения камеры 600 $\mu\text{м}$ в диаметре). Наблюдения были проведены при энергии излучения 17 и 12 кэВ. Более четкие изображения получены при 12 кэВ. Рис.2 демонстрирует эффект саморепродукции изображения 2D периодического объекта, в данном случае - матрицы линз. Действительно, набор фокальных пятен зарегистрирован (рис.2a) в фокальной

плоскости матрицы линз на расстоянии от них вдоль оптической оси, равном 3.2 см. При дальнейшем удалении камеры изображение становится размытым вследствие дефокусировки (рис.2b). Однако, на расстоянии 68.5 см, соответствующем расстоянию наблюдения эффекта Тальбота, вновь появляется четкое изображение набора фокальных пятен (рис.2c). При дальнейшем удалении камеры (до 80 см) картина исчезает (рис.2d).

Полученные изображения матрицы линз в плоскости саморепродукции содержат локальные вариации интенсивности и контраста для отдельных линз. Наблюдаемые особенности связаны с локальными изменениями размеров

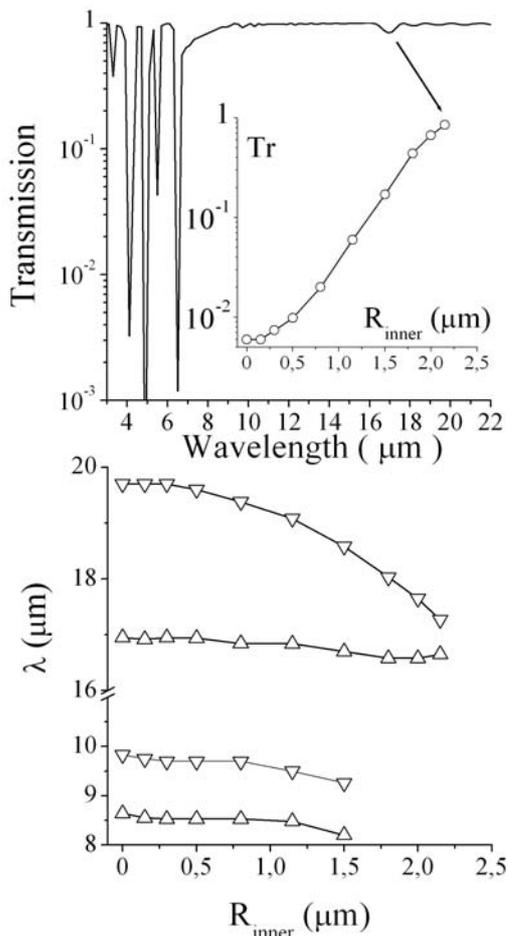


Рис.3. Теоретические частотные спектры прохождения по мощности TE поляризованной волны через 18 слоев трубок SiO_2 ($\epsilon = 1.96$, $R_{out} = 3.15$ мкм, $R_{in} = 2.15$ мкм). Вставка – зависимость глубины ФЗЗ от R_{in} . Нижний график – зависимость ширины двух ФЗЗ от R_{in} .

линз и взаимных расстояний между ними. Таким образом, Тальбот-изображения несут топографическую информацию о периодической структуре и ее несовершенствах.

Моделирование оптических свойств систем полых стержней, упакованных в квадратную решетку (рис.1), проведено на основе решения

уравнения Риккати [4], записанного для матричного коэффициента отражения TE -поляризованной плоской монохроматической электромагнитной волны периодической дискретной $2D$ системой рассеивателей. Уравнение Риккати является следствием точного подхода – метода "соотношений переноса" [5] – в теории многократного рассеяния волновых полей в двумерных неоднородных средах.

Полые стержни аппроксимировались в численных расчетах неограниченными круговыми цилиндрическими трубками с внешним радиусом $R_{out} = 3.15$ мкм (см.рис.1) и переменным внутренним радиусом R_{in} (от 0 до 2.15 мкм). Трубки располагались в узлах квадратной решетки с постоянной решетки $\Lambda = 7.3$ мкм.

Как видно из вставки к верхнему графику и из нижнего графика рис.3, основная фотонная запрещенная зона (ФЗЗ), присущая именно фотонному кристаллу [4], достигает 1% от падающей мощности при внутреннем радиусе трубок $R_{inner} = 0.5$ мкм. При более тонких стенках трубок существуют только дополнительные [4] (коротковолновые) спектрально узкие ФЗЗ, наблюдаемые в спектре уже одного слоя трубок, т.е. дифракционной решетки. Ожидается, что значительное углубление основных ФЗЗ произойдет при напылении металла на внутренние поверхности трубок.

Авторы выражают признательность Снигиреву А.А., Снигиревой И.А., Кузнецову С.М. и Григорьеву М.В. за помощь в проведении эксперимента на источнике синхротронного излучения ESRF. Работа поддержана грантами РФФИ 04-02-17365, РФФИ 04-02-16155; грантом научных программ РАН "Создание и исследование свойств новых типов фотонных кристаллов на базе полупроводниковых и магнитных материалов для развития оптоэлектронных элементов инфокоммуникационных сетей"; грантом Фонда содействия отечественной науке (Б.М.Ю.).

- [1] Старков В.В., Цейтлин В.М., Конли И., Престинг Х., Кениг У., Вяткин А.Ф., Микросистемная техника, **8**, 34 (2001).
- [2] Erko A.I., Aristov V.V., Vidal B., Diffraction X-ray Optics (IOP Publishing, Bristol, U.K. 1996)
- [3] В.В.Аристов, Л.Г.Шабельников, В.В.Старков, В.М.Цейтлин, С.М.Кузнецов, М.В.Григорьев Снигирев А., Снигирева И., Рау К., Микросистемная техника, **8**, 39 (2001).
- [4] Барабаненков Ю.Н., Барабаненков М.Ю., ЖЭТФ, **123**, 763 (2003).
- [5] Barabanenkov Yu.N., Kouznetsov V.L., Barabanenkov M.Yu., Electromagnetic waves, v.24, Progress in Electromagnetic Research, ed. J.A.Kong (EMW Publishing, Cambridge, Massachusetts USA) 1999, pp.39-75.

Иерархия излучательных переходов в кремниевых квантовых точках.

В.А. Беляков, В.А. Бурдов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

Расчёты электронных и дырочных спектров в кремниевых нанокристаллах (квантовых точках) с использованием различных методов велись довольно интенсивно в последние десять лет. Существенно меньше количество теоретических работ посвящено вероятности электронно-дырочной межзонной излучательной рекомбинации из кремниевых квантовых точек и интенсивности фотолюминесценции. В экспериментах тонкая структура экситонного спектра в условиях слабого импульсного возбуждения системы [1,2] объясняется качественно слабым расщеплением (в несколько мэВ) уровня основного состояния экситона в квантовой точке под действием электронно-дырочного взаимодействия. При этом представляется, что синглетное и триплетное состояния обладают сильно различным временем жизни [3,4] (так называемые «темный» и «яркий» экситоны), что проявляется в характерном «изломе» кривой зависимости скорости рекомбинации от обратной температуры.

Необходимо, однако, заметить, что расчёты энергетического спектра выполнялись ранее, как правило, для кремниевых нанокристаллов идеальной сферической формы. Сферическая форма квантовой точки, естественно, ни коим образом не нарушает симметрию объёмного полупроводника и, поэтому не может снять существующее в объёмном полупроводнике вырождение спектра, как в Γ -точке валентной зоны, так и в X -точках зоны проводимости. Вместе с тем, понятно, что отклонение формы нанокристаллов от сферической неизбежно и имеет место. При этом, появляющееся нарушение симметрии способно снимать вырождение в системе, образуя тонкую структуру энергетических уровней. В связи с этим, представляет непосредственный интерес вычисление спектра электронов и дырок, а также времени межзонной излучательной рекомбинации для несферических кремниевых нанокристаллов.

Предположим, что квантовая точка имеет форму эллипсоида, объём которого совпадает с объёмом сферы радиуса R . Полуоси эллипсоида положим равными $R-d$, R и $R+d$, причём $d \ll R$. Тогда с точностью до d^2 объём эллипсоида будет совпадать с объёмом сферы.

Для простоты расчётов оси эллипсоида расположим по основным кристаллографическим осям $(1,0,0)$, $(0,1,0)$ и $(0,0,1)$. Электронные и дырочные спектры рассчитаем в приближении огибающей, причём для валентной зоны используем гамильтониан 6×6 в латтинжеровском базисе спин-орбитального взаимодействия (см., например [5]), а для зоны проводимости, для каж-

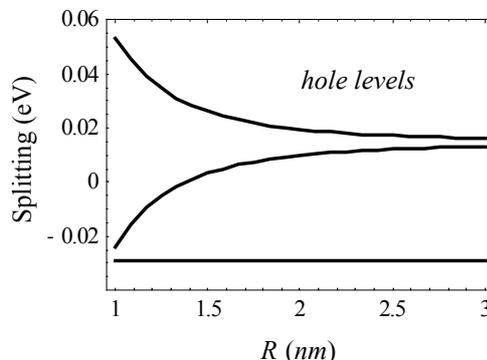


Рис. 1 Расщепление шестикратно вырожденного уровня на три двукратно вырожденных. Значения энергии отсчитываются от исходного шестикратно вырожденного энергетического уровня.

дой из X -точек, – гамильтониан размерности 2×2 , предложенный в [6]. Как показали вычисления, основные шестикратно-вырожденные дырочные состояния в валентной зоне под действием спин-орбитального взаимодействия и ввиду несферичности границы, в первом порядке по отношению $d/R \ll 1$, расщепляется на три двукратно вырожденных уровня, положения которых, в зависимости от R , приведено на рис. 1. При этом нижний уровень представляет собой уровень спин-отщеплённой зоны, который оказывается «не чувствительным» к малым изменениям формы квантовой точки. Напротив, верхние два уровня получаются именно в результате частичного снятия вырождения с четырёхкратно вырожденного уровня лёгких и тяжёлых дырок за счёт изменения формы квантовой точки. Значение d было выбрано равным половине расстояния между двумя ближайшими соседними атомами в решётке кремния.

Основное электронное состояние в зоне проводимости в сферической квантовой точке вырождено 12-тикратно. Изменение формы здесь также ведёт к частичному снятию вырождения. При этом значения энергии в каждой из трех X -точек становятся разными, оставаясь 4-хкратно вырожденными (с учётом спина). Один из вновь полученных уровней совпадает с исходным значением энергии сферической квантовой точки, а два других располагаются симметрично сверху и снизу от него, как показано на рис. 2.

Подчеркнём, что в обоих случаях – и в зоне проводимости, и в валентной – зависимость энергии расщепления δ от R имеет вид близ-

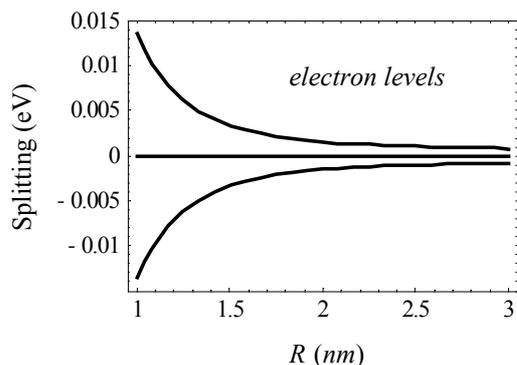


Рис. 2 Расщепление уровня энергии основного состояния в зоне проводимости, имеющего 12-кратное вырождение, на три четырёхкратно вырожденных. Отсчёт энергии ведётся от исходного уровня.

кий к R^{-3} . Подобная же зависимость наблюдалась и экспериментально [1].

Вычисления вероятности межзонной излучательной рекомбинации показали, что существенно большей вероятностью в области размеров квантовых точек более 3 нм обладают переходы, идущие с участием фононов. Бесфононные переходы начинают доминировать в области размеров порядка 2 нм и меньше (см. рис. 3).

Температурная зависимость характерного времени рекомбинации представлена на рис. 4. Интервал изменения температур – от 10°K до комнатной. В области низких температур время рекомбинации остаётся практически неизменным, а начиная с нескольких десятков градусов, резко уменьшается. Как уже упоминалось, похожее поведение наблюдалось экспериментально [1,2].

В условиях, когда возможен обмен между близкими энергетическими уровнями (внутри

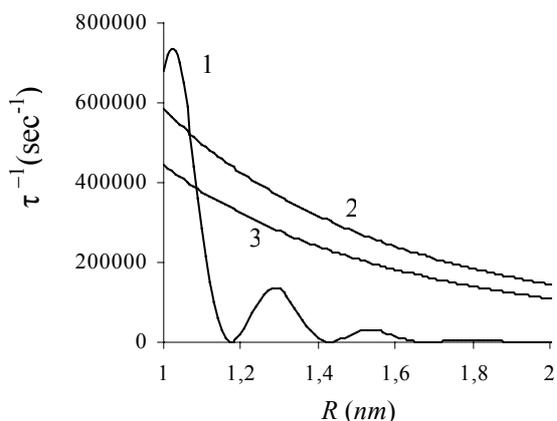


Рис.3. Вероятности излучательных переходов в зависимости от радиуса квантовой точки: 1 переход без участия фононов; 2 и 3 переходы с участием фононов при T=293K и 77K соответственно.

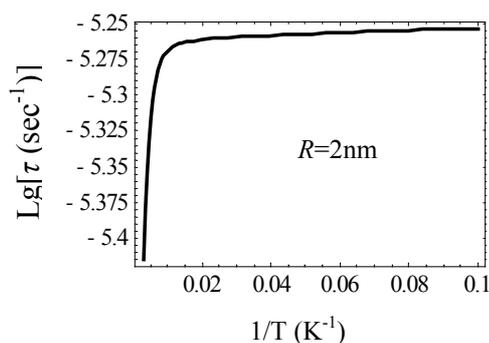


Рис. 4. Результаты расчета по формуле (1).

группы уровней, полученных из одного уровня основного состояния вследствие снятия вырождения), существенно превышающий по интенсивности межзонный обмен, система обладает единым временем рекомбинации, которое определяется выражением

$$\tau^{-1} = \frac{1}{8} \frac{\sum_{i=1}^3 \sum_{\mu=1}^3 W_{i \rightarrow \mu} \exp\left\{-\frac{e_i + h_{\mu}}{kT}\right\}}{\sum_{i=1}^3 \sum_{\mu=1}^3 \exp\left\{-\frac{e_i + h_{\mu}}{kT}\right\}}, \quad (1)$$

где $W_{i \rightarrow \mu}$ – вероятность перехода с i -го уровня зоны проводимости на μ -й уровень валентной зоны в единицу времени (при этом i отсчитывается в сторону возрастания энергии, а μ – наоборот), $e_i = E_i^{(e)} - E_1^{(e)}$ – разность энергий в зоне проводимости, а $h_{\mu} = -E_{\mu}^{(h)} + E_1^{(h)}$ – в валентной зоне. Коэффициент $1/8$ учитывает вырождение уровней. Показанное на рис. 4 резкое уменьшение времени рекомбинации обусловлено наличием экспоненциальных множителей, в которых характерные энергии как раз соответствуют нескольким десяткам градусов, а также температурной зависимостью вероятностей переходов $W_{i \rightarrow \mu}$, появляющейся вследствие участия в этих переходах фононов.

Работа была поддержана РФФИ и фондом «Династия».

1. P.D.J. Calcott, K.J. Nash, L.T. Canham et al., Journal of Luminescence **57**, 257 (1993).
2. M. Fujii, A. Mimura, S. Hayashi, K. Yamamoto, Appl. Phys. Lett. **75**, 184 (1999).
3. F.A. Reboredo, A. Franceschetti, A. Zunger, Appl. Phys. Lett. **75**, 2972 (1999).
4. F.A. Reboredo, A. Franceschetti, A. Zunger, Phys. Rev. B **61**, 13073 (2000).
5. А.И. Ансельм. Введение в физику полупроводников. Наука, М. (1978).
6. А.А. Копылов, ФТП. **16**, 2141 (1982).

Влияние электрического поля на фотолюминесценцию кремниевых нанокристаллов

А.М. Гилинский, Е.Н. Вандышев, А.В. Царев, К.С. Журавлев
Институт физики полупроводников, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090 Россия
e-mail: gilinsky@thermo.isp.nsc.ru

В настоящее время большое внимание обращено на низкоразмерные кремниевые структуры, в частности, нанокристаллы (НК) кремния в матрице SiO_2 , демонстрирующие видимую люминесценцию при комнатной температуре. Природа люминесценции этих структур, однако, все еще не ясна. В литературе имеется несколько моделей, претендующих на объяснения природы фотолюминесценции кремниевых НК: рекомбинация неравновесных носителей заряда, расположенных на уровнях размерного квантования в нанокристаллах [1], рекомбинация автолокализованных экситонов, образованных на Si-Si димерах, расположенных на границе нанокристалла с оксидом кремния [2]. Модель рекомбинации автолокализованных экситонов недавно получила экспериментальное подтверждение [3, 4]. В данной работе для экспериментальной проверки модели рекомбинации автолокализованных экситонов было проведено изучение влияния электрического поля, индуцируемого поверхностной акустической волной (ПАВ), на фотолюминесценцию (ФЛ) нанокристаллов Si.

В работе исследовались НК, сформированные имплантацией ионов кремния в полученный окислением кремниевой подложки слой SiO_2 толщиной 0,5 мкм и последующим отжигом. Имплантация проводилась последовательно с энергиями 200 и 100 кэВ и дозами соответственно $6,3 \times 10^{16}$ и $3,9 \times 10^{16}$ см⁻². Постимплантационный отжиг проводился при температуре 1130°C в течение 5 часов.

Для приложения электрического поля была использована бесконтактная методика, основанная на расположении исследуемого образца на малом расстоянии от поверхности пьезоэлектрического кристалла LiNbO_3 , в котором встречно-штыревыми преобразователями (ВШП) возбуждается поверхностная акустическая волна (ПАВ) [5]. Исследуемый образец при этом находится под действием переменного электрического поля ПАВ. Измерения проводились в парах гелия в диапазоне температур 5–60 К. Частота ПАВ составляла ≈ 71 МГц. Максимальная напряженность электрического поля, индуцированного в образце, составляла 12 кВ/см. Для возбуждения стационарной ФЛ использовался Ag^+ -лазер мощностью 20 мВт, работавший на длине волны 488 нм.

Было обнаружено, что при температуре 5 К приложение электрического поля приводит к уве-

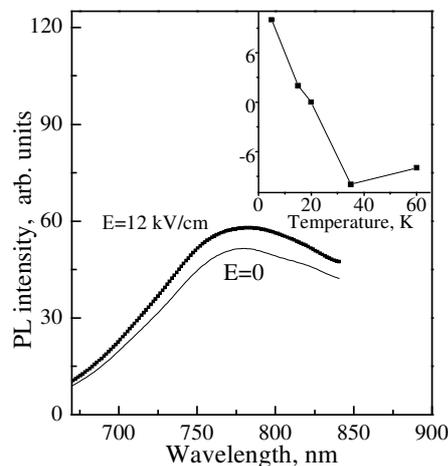


Рис. 1. Спектры стационарной ФЛ кремниевых НК, измеренные без (сплошная линия) и при приложении электрического поля (точки). На вставке показана зависимость изменения интенсивности ФЛ под влиянием электрического поля от температуры (в процентах относительной величины).

личению интенсивности стационарной ФЛ НК, достигающему 10% при напряженности поля 12 кВ/см (рис.1). При этом форма спектра ФЛ, представляющего собой широкую полосу с максимумом около 770 нм, не изменялась. На вставке к рис.1 показана зависимость величины изменения интенсивности ФЛ при приложении электрического поля ПАВ от температуры. Как видно из рисунка, при температурах ниже 20 К интенсивность ФЛ увеличивается под действием электрического поля, в то время как при температуре более 20 К наблюдается тушение ФЛ.

Поскольку, как ранее было обнаружено [3, 4], интенсивность ФЛ НК возрастает при повышении температуры, можно было бы предположить, что рост интенсивности при подаче ПАВ не связан с эффектом электрического поля, а вызван нагревом исследуемого образца из-за омических потерь во встречно-штыревых преобразователях, формируемых на пьезоэлектрическом кристалле. Для оценки влияния нагрева была измерена частотная зависимость величины изменения интенсивности ФЛ при подаче ПАВ в режиме стоячей волны (рис.2). В случае доминирующего влияния на ФЛ нагрева ВШП интенсивность ФЛ не должна зависеть от частоты подаваемого на ВШП напряжения. В эксперименте, однако, амплитуда

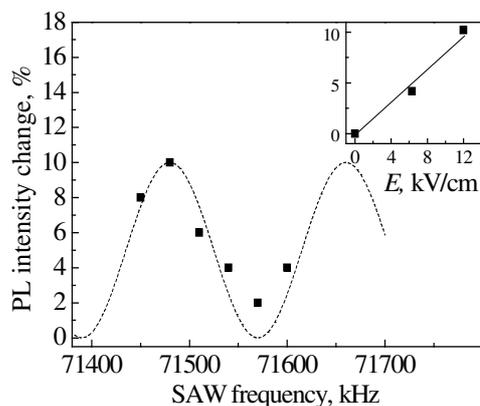


Рис. 2. Частотная зависимость величины изменения интенсивности ФЛ НК при подаче ПАВ в режиме стоячей волны (квадраты). Штрих-пунктирная линия – аппроксимация частотного отклика дифракции света в режиме стоячей волны ПАВ. Температура 5 К. На вставке показана зависимость величины изменения интенсивности ФЛ НК от напряженности электрического поля.

влияния стоячей ПАВ на интенсивность ФЛ изменяется с частотой возбуждающего радиочастотного напряжения синхронно с эффективностью дифракции света на ПАВ (см. рис.2), что позволяет исключить из рассмотрения влияние нагрева ВШП. Это заключение подтверждается также показанной на вставке к рис.2 почти линейной зависимостью изменения интенсивности ФЛ от напряженности электрического поля, которая следовала бы квадратичному закону в случае, если бы причиной роста интенсивности ФЛ был нагрев образца.

Наблюдаемое изменение интенсивности ФЛ НК с температурой под влиянием электрического поля можно объяснить, если предположить наличие потенциального барьера между исходным и конечным (рекомбинационным) состояниями носителей заряда в нанокристаллах. Предположение о существовании барьера согласуется с моделью рекомбинации автолокализованных экситонов на границе нанокристалл-матрица SiO_2 , рассмотренной в [2].

На рисунке 3 схематично показана конфигурационная диаграмма Si-Si димера на границе нанокристалл-аморфная матрица. Здесь Q – конфигурационная координата, характеризующая растяжение Si-Si связи, в основном G и возбужденном E_x состоянии экситон принадлежит нанокристаллу, а состояние STE, отделенное от возбужденного потенциальным барьером Δ , соответствует автолокализованному экситону, расположенному на Si-Si димере. Автолокализованный экситон образуется из экситона в возбужденном состоянии E_x в НК при преодолении им потенциального барьера. К увеличению вероятности преодоления барьера могут приводить повышение температуры либо понижение барьера при приложении электрического поля. Также нужно

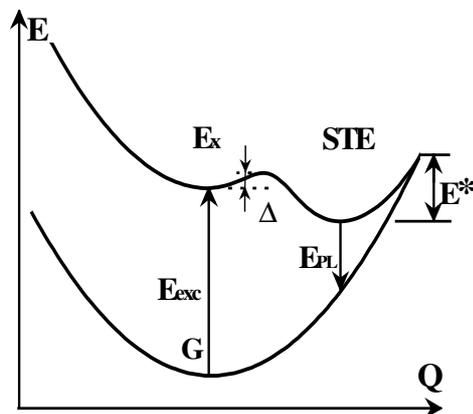


Рис. 3. Конфигурационная диаграмма нанокристалла с Si-Si димером на границе нанокристалл-матрица.

учесть возможность туннельного перехода экситона из E_x в STE-состояние. Отметим также, что изменение интенсивности ФЛ возможно только при учете конкурирующих каналов рекомбинации. В частности, следуя аналогии с глубокими уровнями в полупроводниках [6], необходимо учитывать возможность рекомбинации STE-экситона за счет безызлучательного туннельного перехода через барьер E^* , разделяющий состояние автолокализованного экситона и основное состояние. Падение интенсивности ФЛ под действием электрического поля при температурах свыше 25 К обусловлено увеличением эффективности этого канала рекомбинации.

Таким образом, в работе исследовано влияние переменного электрического поля на стационарную ФЛ нанокристаллов кремния, сформированных в матрице SiO_2 . Обнаружено, что приложение электрического поля приводит к возрастанию интенсивности низкотемпературной ФЛ нанокристаллов и тушению ФЛ при температуре свыше 20 К. Экспериментальные результаты поддерживают модель рекомбинации автолокализованных экситонов, формирующихся на границе НК-матрица.

- [1] Canham, L. T., Appl. Phys. Lett., **57**, 1046 (1990).
- [2] Allan, G., Delerue, C., and Lannoo, M., Phys. Rev. Lett., **76**, 2961 (1996).
- [3] Журавлев, К. С., Кобицкий, А. Ю., ФТП, **34**, 1254 (2000).
- [4] Kobitsky, A. Yu., Zhuravlev, K. S., Wagner, H. P., and Zahn, D. R. T., Phys. Rev. B, **63**, 115423 (2001).
- [5] Журавлев, К. С., Гилинский, А. М., Царев, А. В., Николаенко, А. Е., ФТП, **35**, 932 (2001).
- [6] Ганичев, С. Д., Ясиевич, И. Н., Преттл, В., ФТТ, **39**, 1905 (1997).

Исследование эффекта Штарка в гетеронаноструктурах с квантовыми точками и ямами In(Ga)As/GaAs методом фотоэлектрической спектроскопии

А.П. Горшков, И.А. Карпович, А.В. Кудрин

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

В работе исследован квантово-размерный эффект Штарка (КЭШ, quantum-confined Stark effect) в структурах с квантовыми точками (КТ) InAs и квантовыми ямами (КЯ) InGaAs в GaAs с тонким покровным слоем, при котором КТ (КЯ) находятся в электрическом поле поверхностного барьера. Структуры выращены газовой фазной МОС гидридной эпитаксией при атмосферном давлении водорода. Исследовалось влияние электрического поля на спектры фототока в барьерах полупроводник / металл (барьер Шоттки) и полупроводник / электролит (П/Э) [2]. Последний метод предоставляет уникальную возможность исследования КЭШ в структурах со сверхтонким покровным слоем.

Структуры с КТ. Энергия основного оптического перехода в КТ E_0 зависит от напряженности электрического поля F :

$$E_0(F) = E_0(0) - (\mathbf{p}\mathbf{F}) - \alpha F^2, \quad (1)$$

где $E_0(0)$ – энергия перехода в отсутствие поля, \mathbf{p} – постоянный дипольный момент электронно-дырочной пары в КТ, α – параметр, характеризующий индуцированный в электрическом поле дипольный момент.

Предыдущие исследования КЭШ методом фотоэлектрической спектроскопии на подобных структурах, встроенных в рпн-диод, (см., например, [1]), показали, что постоянный дипольный момент КТ \mathbf{p} , связанный с несовпадением центров электронного и дырочного зарядов, имеет аномальный по сравнению с предсказанием первых теорий знак. Предложены модели КТ [1, 3], из которых следует, что для возникновения аномального момента существенное значение имеет наличие в кластерах – КТ градиента химического состава в направлении от основания к вершине (в разных моделях разного). Поскольку распределение состава зависит от способа и условий выращивания структуры, исследование КЭШ на структурах, полученных другим способом, представляет определенный интерес.

Рис. 1. показывает влияние обратного смещения на барьере П/Э в n-GaAs на спектр фоточувствительности S_{ph} в области основного перехода в КТ при двух толщинах покровного слоя. Видно, что при толщинах 10 и 3 нм смещения спектра с ростом напряжения происходят в разные стороны, что свидетельствует о разном направлении дипольного момента КТ.

В структурах с относительно толстым покровным слоем (> 5 нм) наблюдается красное

смещение $E_0(F)$, которое соответствует так называемому аномальному дипольному моменту \mathbf{p} (момент направлен от основания КТ к вершине).

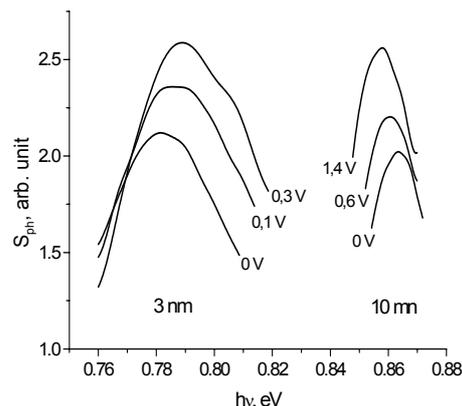


Рис. 1. Влияние обратного смещения в барьере П/Э на спектр фоточувствительности структур на n-GaAs при толщинах покровного слоя 10 и 3 нм.

Было установлено, что в подобных структурах на p-GaAs, в которых поле барьера имеет противоположное по отношению к КТ направление, с ростом поля происходит голубое смещение $E_0(F)$, также соответствующее аномальному дипольному моменту КТ.

Зависимости $E_0(F)$ в исследованном диапазоне полей были линейны (рис. 2).

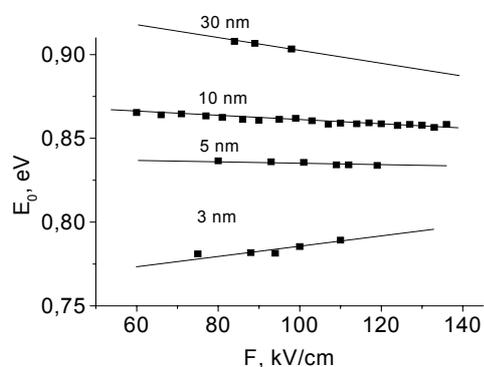


Рис. 2. Зависимости $E_0(F)$ при разной толщине покровного слоя.

Как видно из рисунка, с уменьшением толщины покровного слоя от 30 до 5 нм дипольный момент, который определяется

наклоном прямых, уменьшается и при толщине 3 нм меняет знак, т.е. становится нормальным. Зависимость дипольного момента от толщины покровного слоя мы связываем с изменением упругих напряжений в кластерах – КТ. В теории [1, 2] рассматривается влияние на величину и знак дипольного момента градиента состава в КТ. При изменении градиента состава меняется и поле упругих напряжений в КТ. Изменением толщины покровного слоя можно изменять практически только поле упругих напряжений без изменения состава КТ [4]. Полученные результаты показывают, что упругие напряжения сами по себе влияют на величину и знак дипольного момента КТ.

Структуры с КЯ. Обычно КЭШ на экситонах в КЯ исследуется методом спектроскопии оптического поглощения на многоямных (~100 ям) структурах, встроенных в рпн-диод [5]. Метод фотоэлектрической спектроскопии позволяет проводить исследования КЭШ на структурах с одной КЯ или несколькими разными КЯ. На вставке рис. 3 показан фотоэлектрический спектр барьера Шоттки на структуре с тремя КЯ $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ разной ширины (10, 7 и 5 нм) при 30 К. На нем видны экситонные пики fotocувствительности, связанные с распадом экситонов и эмиссией электронов и дырок из КЯ.

При температурах выше ≈ 100 К во всех трех КЯ наблюдалось обычное для свободных экситонов [5] красное смещение экситонного пика, его уширение и исчезновение при напряженности поля ≈ 100 кВ/см, обусловленное распадом экситона (рис.3, спектры КЯ QW3, 100 К). Величина красного смещения квадратично зависит от напряженности электрического поля.

Обнаружено, что при более низких температурах в наиболее узкой яме шириной 5 нм положение экситонного пика почти не зависит от поля, а с ростом напряженности поля уменьшается только его величина (рис 3, спектры КЯ QW1, 30 К). В более широких ямах QW2 и QW3 поведение экситонного пика в электрическом поле было обычным.

Более сложное поведение экситонного пика наблюдалось в квантовых ямах шириной 10 и 7 нм при 50 К (рис.3). Положение экситонного пика в слабых полях не зависело от поля, но в сильных полях от исходного пика отделялся другой пик, который вел себя при увеличении напряженности поля обычным образом. При этом исходный пик не исчезал, а лишь уменьшался по величине. Такое поведение можно трактовать таким образом: в сильном поле происходят два конкурирующих механизма оптической генерации слабо и сильно поляризующихся экситонов, причем с ростом поля второй механизм становится преобладающим.

Природа нечувствительного к полю пика не совсем ясна. Теория [6] предсказывает уменьшение поляризации свободных экситонов

в узких КЯ, но не объясняет эффект раздвоения

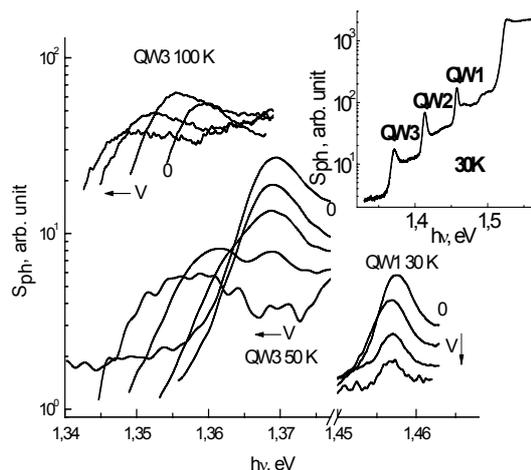


Рис. 3. Влияние обратного смещения (максимальное смещение 7 В) на спектры fotocувствительности от КЯ. На вставке показан полный спектр структуры с тремя КЯ: QW1 (3 нм), QW2 (5 нм) и QW3 (10 нм).

пика. Предположение, что нечувствительный к полю пик принадлежит экситонам, связанным на простых ионизованных донорах или акцепторах, не согласуется с теорией. Хотя энергия связи таких экситонов больше, чем у свободных экситонов, по способности поляризоваться они не сильно отличаются от свободных экситонов [6]. Мы полагаем, что нечувствительный к полю пик может принадлежать экситонам, связанным на донорно-акцепторных парах. В связи с этим следует отметить, что исследованная структура имела высокий уровень легирования донорами ($\sim 10^{17}$ см⁻³) и, возможно, была сильно компенсирована.

Работа выполнялась при поддержке РФФИ (№ 03-02-17178), и совместной программы Минобразования РФ и CRDF USA (BRHE Program, REC-001).

1. P.W. Fry, I.E. Itskevich, D.J. Mowbray et. al. Phys. Rev. Lett. 2000, **84**, 733.
2. И.А. Карпович, А.П. Горшков, Б.Н. Звонков и др. ФТП, 2001, **35**, 564.
3. W. Sheng, J.P. Leburton. Phys. Rev. B, 2001, **63**, 161301.
4. И.А. Карпович, Б.Н. Звонков, С.Б. Левичев и др. ФТП, 2004, **38**, 448.
5. D.A.B. Miller, D.S. Chemla, T.S. Damen et. al. Phys. Rev. B. 1985, **32**, 1043.
6. I. Essaoudi, B. Stebe, A. Ainane. Phys. Rev. B, 2001, **63**, 235311.

Электролюминесценция квантово-размерных гетероструктур с барьером Шоттки Ni(Co, Fe)/GaAs/InAs/GaAs

Е.А. Ускова², М.В. Дорохин^{1,2}, П.Б. Демина^{1,2}, Б.Н. Звонков²,
Е.И. Малышева^{1,2}, Ф.З. Гильмутдинов³, Е.А. Пителимова¹

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

²Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород, Россия

³ФТИ УрО РАН, г. Ижевск, Россия

e-mail: usk@nifti.unn.ru

Гетероструктуры, содержащие квантовые точки (КТ) In(Ga)As/GaAs, могут служить в качестве излучателей, работающих в диапазоне 1,3 – 1,5 мкм. Ранее [1] сообщалось о получении электролюминесценции (ЭЛ) структур с КТ, находящимися в области пространственного заряда барьера Шоттки Au/n-GaAs. В случае использования контактов из переходных металлов область применения излучающих диодов Шоттки значительно расширится. В частности, такие диоды могут найти применение в спинтронике.

В данной работе исследовались гетероструктуры с квантовыми точками InAs, выращенными методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении на подложках n⁺-GaAs (100), зарощенными квантовой ямой In_xGa_{1-x}As (x=0,2-0,3) (КТ/КЯ) и покрытыми слоем GaAs толщиной от 20 до 300 нм [1]. Контакт Шоттки изготовлен методом термического испарения металла (Au, Ni, Co, Fe) в вакууме. Пленка осаждалась через маску с отверстиями диаметром 500 мкм. Структуры с Au контактом изготавливались для сравнения результатов.

В работе проведено исследование электролюминесцентных и электрических свойств таких структур. О составе границы раздела Ni/GaAs и Co/GaAs судили по данным вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС). Исследования проведены на масс-спектрометре MS-7201M. Послойное травление осуществлялось ионами аргона с энергией 4,5 кэВ и плотностью тока 15 мкА/см². В работе исследовались также контрольные эпитаксиальные структуры, выращенные на нелегированных подложках и не содержащие квантово-размерного слоя. Для таких структур методом фотоэдс на барьере Шоттки (ФЭ) [2] был измерен энергетический спектр в приконтактной области GaAs. Кристаллическое совершенство контактов и поверхности под контактами изучалось методом электронографии на отражение.

Проведенные исследования показали, что интенсивность и вид спектра ЭЛ исследуемых структур зависят от вида контактного металла. При одинаковых рабочих токах интенсивность ЭЛ струк-

тур с Ni, Co или Fe значительно ниже, чем интенсивность ЭЛ этих же структур с контактом из Au.

Соотношение интегральной интенсивности ЭЛ структуры с контактом из переходного металла к интенсивности ЭЛ той же структуры с Au кон-

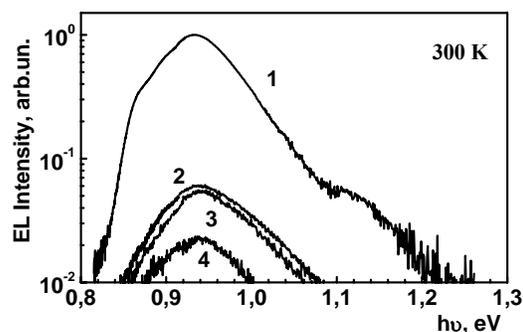


Рис.1. Спектры ЭЛ структуры с КТ/КЯ с покровным слоем 20 нм, с контактом из Au (1), Ni (2), Co (3) и Fe (4) при одинаковом рабочем токе (60 мА)

тактом составляет для никеля $I_{Ni}/I_{Au}=0,2$, для кобальта $I_{Co}/I_{Au}=0,14$, а для железа $I_{Fe}/I_{Au}=0,1$. В случае приповерхностных КТ (толщина покровного слоя над которыми не превышает 20 нм) для Ni и Co эти соотношения уменьшаются ещё примерно в два раза, а для Fe контакта – на порядок (Рис.1).

Согласно литературным данным [3], вследствие рассогласования решеток металла и полупроводника, в приповерхностной области последнего образуется тонкий аморфный слой. Остаточные упругие напряжения вызывают формирование напряженного слоя, который располагается под аморфным полупроводником. Формирование такого разупорядоченного переходного слоя GaAs способствует процессу низкотемпературной взаимной диффузии атомов металла и полупроводника. В случае переходных металлов эта диффузия носит реакционный характер и сопровождается образованием комплексов и интерметаллических соединений (ИМС) [3,4]. В отличие от контактов Au/GaAs их образование в системе Ni(Co, Fe)/GaAs может начинаться уже при комнатной температуре

[5]. Комплексы, по-видимому, создают дополнительные центры безызлучательной рекомбинации. Следствием является уменьшение интенсивности ЭЛ в исследуемых структурах.

Наличие процессов взаимной диффузии на границе раздела GaAs с Ni и Co хорошо подтвер-

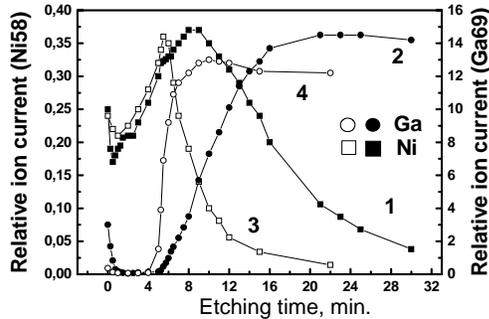


Рис.2.Профили концентрации Ni (1,3) и Ga (2,4), полученные методом ВИМС.

ждается исследованиями ВИМС (Рис.2). На рисунке приведены данные для структуры КТ/КЯ (кривые 1,2), а также для эпитаксиального слоя GaAs (кривые 3,4).

Видно, что в обоих случаях атомы переходного элемента проникают в приповерхностную область полупроводника. Более резкие профили концентрации наблюдаются в случае толстых эпитаксиальных слоёв. Наличие напряженного квантово-размерного слоя ускоряет диффузию Ni. Аналогичный вид имеют спектры ВИМС, измеренные для контактов Co/GaAs.

Уменьшение концентрации Ni вблизи поверхности, очевидно, обусловлено его окислением. Эти результаты хорошо согласуются с данными электронографии на отражение, которые свидетельствуют о наличии аморфного слоя на поверхности контактов из переходных металлов. Только для Au пленки наблюдалась мелкозернистая структура.

Вольтамперные характеристики (ВАХ) структур с контактом из Ni, Fe или Co существенно отличаются от ВАХ идеального диода Шоттки [6] и не могут быть описаны в рамках термоэмиссионной модели токопереноса. Как правило, на прямой ветви ВАХ присутствует несколько наклонов. Большое значение коэффициента неидеальности ($n > 2$) для этих структур свидетельствует о наличии в них нескольких механизмов протекания тока и о большом вкладе рекомбинационных токов.

На спектрах ФЭ (Рис.3), снятых для системы Ni (Au)/нелегированный GaAs наблюдается экспоненциальный рост поглощения с увеличением энергии. Такой вид спектра характерен для случая присутствия в полупроводнике состояний, связанных с разупорядочением длин и углов связей.

Таким образом, спектры ФЭ подтверждают

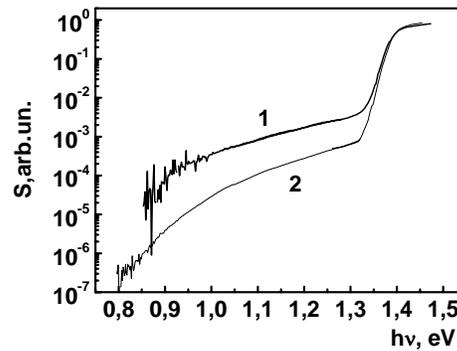


Рис.3. Спектры ФЭ в системе Ni/GaAs (1) и Au/GaAs (2).

наличие в полупроводнике аморфного слоя. Так как для Ni контакта величина поглощения выше, чем для Au, то предположительно приконтактная область в системе Ni/GaAs имеет большее разупорядочение. Возможно, вклад в поглощение на низких энергиях (1,3 – 0,8 эВ) дают комплексы и ИМС Ni с GaAs, однако достоверно определить их наличие и энергетическое положение по полученным спектрам затруднительно.

В результате, обнаружено уменьшение интенсивности ЭЛ в структурах с ферромагнитными контактами по сравнению с Au контактом. Предполагается, что это связано с диффузией атомов переходных элементов в полупроводник и образованием комплексов и ИМС с GaAs. Это согласуется с литературными данными о сложном составе приконтактной к данным металлам области.

Авторы работы выражают признательность Байдусю Н.В. и Здоровейщеву А.В. за полезные обсуждения результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 03-02-16777 и 05-02-16624)

- [1] Байдусь, Н.В., Демина, П.Б., Дорохин, М.В., Звонков, Б.Н., Малышева, Е.И., Ускова, Е.А., ФТП, **39**, 25 (2005).
- [2] Тихов, С.В., Шоболов, Е.Л., Подольский, В.В., Левичев, С.Б., ЖТФ, **73** (2003).
- [3] Ерофеева Е.А., Автореферат канд. дисс. на соиск. ст. к.ф.м.н., Горький, 1984.
- [4] Ruckman, M.W., Joyce, J.J., Weaver, J.H., Phys.Rev. B, **33**, 7029 (1986).
- [5] Красильникова, Л.М., Ивонин, И.В., Якубенья, М.П., Максимова, Н.К., Арбузова, Г.К., Изв.ВУЗов Физика, **3**, 60 (1989).
- [6] Родерик Э.Х., Контакты металл полупроводник. (пер. с англ. п/р Степанова Г.В.) М: Радио и связь, 1982.

Моделирование упругой деформации квантовых точек и анализ деформационных эффектов в их оптических свойствах

Ю.Н.Дроздов, В.М.Данильцев, Л.Д.Молдавская, А.В.Новиков, В.И.Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, Россия

e-mail: drozdyu@ipm.sci-nnov.ru

Упругая деформация - одно из важнейших свойств островков, сформированных по Странскому-Крастанову. Сам механизм образования когерентных островков связан с выигрышем в упругой энергии по сравнению с плоским слоем. Деформация влияет на структурные свойства островков, поведение носителей тока и оптические свойства. В последние годы выполнено большое число исследований в этом направлении, появились крупные обзорные работы. Однако из-за сложности системы расчеты громоздки, а результаты не наглядны. В настоящей работе показано, что многие результаты качественного характера можно получить и наглядно представить с помощью упрощенной двумерной модели. Эти результаты помогают при интерпретации экспериментальных данных по островкам Ge на Si, и InAs на GaAs.

Расчеты механически-равновесного состояния системы подложка - смачивающий слой - островок - покрывающий слой проводили методом численного моделирования. Задавали некоторые начальные координаты атомов в независимой части системы. Энергию упругой деформации кристалла рассчитывали по формуле для чисто ковалентных связей (поле валентных сил вблизи точки равновесия), [1]:

$$U = \sum_{i,j} \frac{1}{2} C_0 \left(\frac{d_{ij} - d_{ij}^0}{d_{ij}^0} \right)^2 + \sum_{i,j,k} \frac{1}{2} C_1 (\delta\theta_{ijk})^2,$$

где первый член связан с отклонением от идеального значения межатомных расстояний d_{ij} , а второй - валентных углов θ_{ijk} с учетом связей ближайшего окружения. Для каждого атома рассчитывали направление и величину сдвига, приводящие к минимуму энергии U при неподвижных остальных атомах системы. Поиск равновесного положения проводили многократным перебором всех атомов системы.

Благодаря двумерному характеру задачи удается легко показать векторное поле смещений атомов системы, в частности, при замене слоя островком; см. рис.1, при когерентном покрытии, зарастании островка; при замене зарастающего слоя на твердый раствор. Достаточно прозрачными становятся и результаты изменения компонент тензора упругих деформаций материала островка.

Такое понимание природы эффектов, а также сравнение с литературными данными позволяет

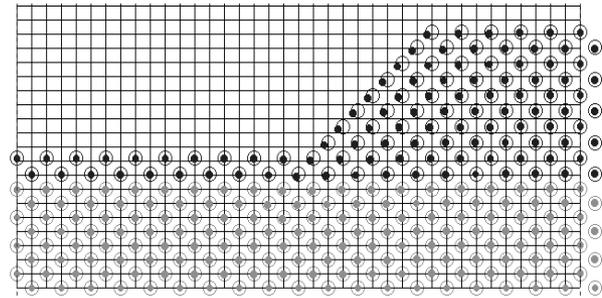


Рис. 1. Смещение атомов в 2D-системе с островком после перехода в состояние равновесия. Кружки - до-, точки - после перехода. Вертикальным пунктиром показаны две плоскости симметрии.

распространить многие результаты на 3-х мерные островки типа "квантовых точек".

Сильная деформация материала островка (несколько процентов) заметно влияет на все свойства системы. При когерентном рассеянии фотонов рентгеновского диапазона длин волн на неупорядоченном массиве островков дифракционный пик от островка связан с усредненной решеткой внутри островка и по всем островкам массива. В рамках кинематического приближения теории рассеяния распределение амплитуды рассеянной волны можно найти как фурье-образ набора атомов со своими функциями атомного рассеяния. Бреговские пики отвечают усредненной решетке, поэтому при моделировании достаточно приближения "виртуального кристалла", где атомы раствора заменяются одним усредненным. Для деформированной решетки смещение пика \mathbf{h} определяется тензором дисторсии решетки кристалла β_{ij} : $\Delta h_i = -\beta_{ij}^T h_j$. Если характер деформации задан, как например, в плосконапряженном слое, то по смещению пика в плоскости подложки и по нормали к ней можно определить и величину упругой деформации, и начальное рассогласование периодов слоя и подложки, что дает концентрацию твердого раствора. Двумерная модель позволяет продемонстрировать, почему для пирамиды можно использовать приближение слоя. Это связано с тем, что при решении задачи о слое использованы лишь условия $\sigma_{33}=0$ и однородность деформации. Первое остается справедливым для незаросших островков из-за малости коэффициента

поверхностного натяжения твердого тела. Второе оправдано приближением усредненного островка. В случае островков, зарощенных кристаллом с другой решеткой, появляется дополнительное объемное сжатие, которое действует так же, как изменение концентрации твердого раствора, но при зарощивании, пирамиды обычно преобразуются в широкие и низкие островки, где дополнительный эффект мал.

Комбинационное (рамановское) рассеяние света на оптических фононах в островках позволяет получить важную информацию. На рис.2 показан спектр КРС островков $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ [2]. Четко видны

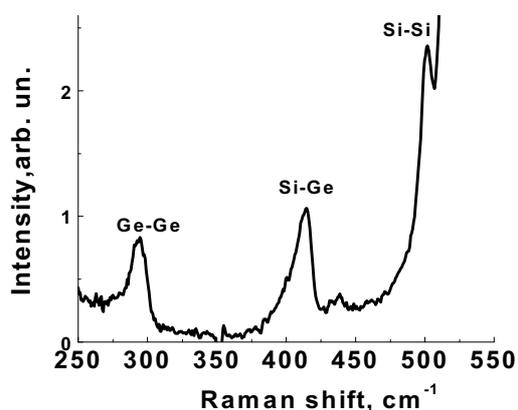


Рис.2. Спектр КРС для GeSi- островков [2].

обычные для этой системы пики Ge-Ge вблизи 300 cm^{-1} , Ge-Si ($\sim 400 \text{ cm}^{-1}$) и Si-Si ($\sim 500 \text{ cm}^{-1}$). В твердом растворе связи атомов деформированы, но не до полного выравнивания, а до равновесного состояния системы, поэтому приближение виртуального кристалла здесь не работает. Полный расчет спектра собственных колебаний атомов островка возможен, но чрезвычайно затруднен. В систему уравнений приходится включать все атомы, использовать более сложный потенциал, чем записан выше, и учитывать кулоновское взаимодействие всех атомов в случае гетерополярных веществ, например, InAs. Константы Маделунга здесь неприменимы, поскольку островок нельзя считать бесконечным кристаллом. Кроме того, для этих веществ возникает встроенное анизотропное пьезополе из-за сильных сдвиговых деформаций на краях островка. В этих условиях при анализе экспериментов обычно ограничиваются использованием эмпирических калибровочных кривых, полученных для отношений интенсивности и сдвига пиков в слоистых системах. Аргументы, оправдывающие эту процедуру, приведены выше, но здесь появляется возможность внутреннего контроля, поскольку концентрация твердого раствора может быть рассчитана и по интенсивности, и по сдвигу пиков. Наш опыт анализа систем с островками GeSi также подтверждает корректность такого подхода и

говорит о согласованности данных КРС и рентгеновской дифракции [2].

Фотолюминесценция (ФЛ) - одно из важнейших свойств структур с квантовыми точками, поскольку они ориентированы на применение в лазерной технике. На рис.3 показан спектр ФЛ с пиком в области 1,3 мкм для структуры с островками InAs на

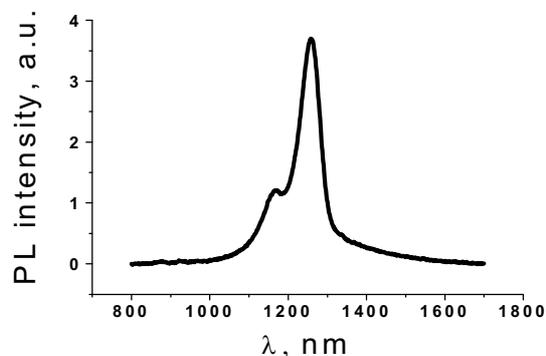


Рис.3. Спектр фотолюминесценции при комнатной температуре образца с КТ InAs на GaAs.

GaAs, выращенной в ИФМ РАН методом газофазной эпитаксии. Способы корректного вычисления энергии электронов и дырок в таких системах продолжают дискутироваться в литературе, см. [3]. Упругая деформация материала островков, которую обычно учитывают с помощью деформационных потенциалов объемного материала, существенно влияет на положение пика ФЛ. В частности, сдвинуть пик в область 1,3 мкм и дальше удается лишь за счет зарощивания островков твердым раствором InGaAs. Снижение упругой деформации указывается обычно как причина такого "красного" сдвига. Двумерная модель позволяет здесь показать векторное поле смещения атомов островка при зарощивании и характер изменения тензора упругих деформаций. Оказывается, что полная упругая энергия островка растет в ряду "открытый островок - зарощенный материалом подложки - зарощенный твердым раствором - зарощенный материалом островка". Последний случай - это однородный слой. Сдвиг линии ФЛ анализируется с позиций, что упругая деформация приводит к сдвигу зоны проводимости (объемная деформация) и сдвигу валентной зоны - объемная деформация и осевая компонента упругой деформации материала островка.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №04-02-17046.

- [1] Keating P.N., Phys. Rev., **145**, 637 (1966).
- [2] Krasil'nik Z.F., Dolgov I.V., Drozdov Yu.N. et al., Thin Solid Films, **367**, 171 (2000).
- [3] Bester G., Zunger A., Phys. Rev. B, **71**, 045318 (2005).

Спектры фотолюминесценции в кремнии после ионной бомбардировки и механической шлифовки поверхности.

Д.В. Гусейнов, М.Ю. Лебедев, С.В. Морозов*, А.А. Ежевский

Нижегородский Государственный Университет им. Н.И. Лобачевского
* Институт Физики Микроструктур РАН, Н.Новгород
e-mail: ezhevski@phys.unn.runnet.ru

Известно, что различные способы наноструктурирования кремния приводят к появлению в спектрах люминесценции полос от 400 до 700-900 нм, не характерных для монокристаллического кремния. Такие полосы наблюдаются в пористом кремнии [1], порошках кремния, состоящих из наногранул [2], а также от кремниевых нанокристаллических включений в различных матрицах, например, в SiO₂ [3,4]. При ионном облучении монокристаллов кремния как при дозах, близких к дозе аморфизации, так и при дозах, значительно превосходящих ее, наблюдаются спектры фотолюминесценции (ФЛ), характеризующиеся полосами – при 700 и 900 нм [5]. В настоящее время существует объяснение полос, базирующееся на представлении о существовании нанокристаллитов, окруженных аморфными или сильно разупорядоченными областями, близкими по структуре и составу к a-Si или SiO_x. Природа формирования кремниевых наноструктур в режиме больших доз облучения, и спектров ФЛ до конца не понятна. В отличие от режима малых доз, когда нанокристаллические кремниевые включения являются остаточными островками в аморфной матрице [5], в режиме больших доз наиболее интенсивная люминесценция наблюдается от области, расположенной за границей аморфизованного слоя [6].

Ранее в [5] было показано, что в результате обработки облученной поверхности кремния в HF проявляется рельеф реструктуризованного бомбардировкой ионами слоя. Так, на АСМ топограмме, снятой после травления в течение 12 мин наблюдался рельеф, характерный для случая, когда зонд огибает препятствия в виде холмиков-нанокристаллитов, имеющих латеральные размеры меньшие по сравнению с размером зонда. При более внимательном рассмотрении АСМ топограммы для образца, облученного дозой $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (рис. в работе [6]) можно обнаружить, что нанокристаллиты расположены вдоль линий дислокаций или дислокационных петель. При более длительном травлении (40 мин для образца, облученного дозой $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$) наблюдаются холмики с шестиугольными основаниями, расположенные в тетрагональном порядке. Поскольку облучалась поверхность монокристалла с индексами (111), то тетрагональное

упорядочение возможно только в результате действия упругих полей, созданных дислокационными границами. Такие структуры действительно удается наблюдать на поверхностях близких к (111) при очень высоких плотностях дислокаций в структурно несовершенных кристаллах, например, выращенных без затравки.

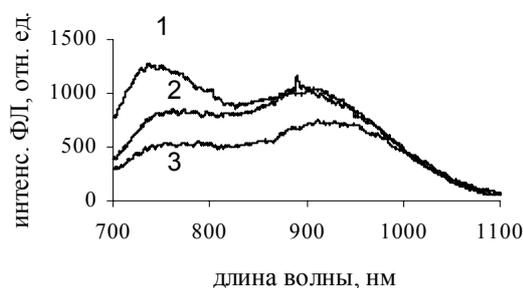


Рис. 1. Спектры ФЛ в кремнии, облученном неоном: 1 – природное содержание изотопов; 3 – моноизотопный кремний. Образцы выращены методом зонной плавки без затравки. 2 - КДБ-2000.

При исследовании оптических спектров люминесценции в кристаллах с высокой плотностью дислокаций после облучения ионами инертного газа наблюдается изменение характера полос 700 и 900 нм (рис.1). Из рисунка видно, что интенсивность полосы 700 нм становится выше, чем полосы 900 нм, чего никогда не наблюдалось при облучении в режиме больших доз структурно совершенных монокристаллов (КДБ-2000). Для сравнения, на этом рисунке приведены оба спектра.

В необлученных образцах с высокой плотностью дислокаций и малоугловых дислокационных границ наблюдаются полосы зона-зонной люминесценции, интенсивности которых зависят от плотности дефектов и возрастает при увеличении плотности дислокаций и появлении дислокационных границ. Такое поведение, как известно [7], связывается с уменьшением вероятности безызлучательных переходов вследствие уменьшения диффузионной длины носителей из-за рассеяния на дислокациях.

На скорости безызлучательных процессов существенно влияют также каскадные многофононные процессы. Рассеяние фононов на таких границах также может влиять на скорости безызлучательных процессов.

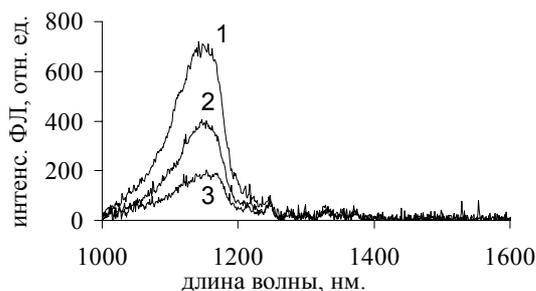


Рис. 2. Спектры ФЛ в монокристаллах кремния. 1 – образец с высокой плотностью дислокаций и дислокационных границ; 2 - образец с высокой плотностью дислокаций, дислокационные границы отсутствуют; 3 – моноизотопный кремний с высокой плотностью дислокаций и дислокационных границ.

Для проверки этого нами были измерены спектры фотолюминесценции в моноизотопных кристаллах кремния, как необлученных, так и облученных ионами неона. На рис. 1 и 2 (кривые 3) видно, что и зона-зонная люминесценция в необлученных кристаллах и полосы 700 и 900 нм в облученных ионами неона кристаллах моноизотопного кремния, содержащих высокую плотность дислокаций, имеют значительно меньшие интенсивности, чем в аналогичных кристаллах с природным содержанием изотопов. Рассеяние на дефектах, а также изотопическое рассеяние существенно сказывается и на процессах спин-решеточной релаксации. ЭПР исследования оборванных связей в кремнии показали, что спин-решеточная релаксация в кристаллах с большой плотностью дислокационных границ и природной композицией изотопов полностью подавляется [8]. Характерно, что скорость спин-решеточной релаксации в моноизотопных кристаллах при температурах выше азотных выше, чем в природных кристаллах и эффект подавления “спин-решетки” в моноизотопных кристаллах не наблюдается.

Важным для понимания механизмов образования наноструктур в кремнии при ионной бомбардировке и природы люминесценции является похожий характер люминесценции ионноимплантированных слоев и наногранул в порошке кремния. Следующие эксперименты также являются подтверждением этого. Механической шлифовкой обрабатывалась поверхность двух идентичных образцов кремния: один из них подвергался шлифовке только алмазным порошком, а другой дополнительно полировался мелкозернистой алмазной пастой. В результате на втором образце появился интенсивный сигнал фотолюминесценции в том же диапазоне, что и после облучения ионами инертных газов (рис. 3), в то время как на первом образце сигнала не наблюдалось.

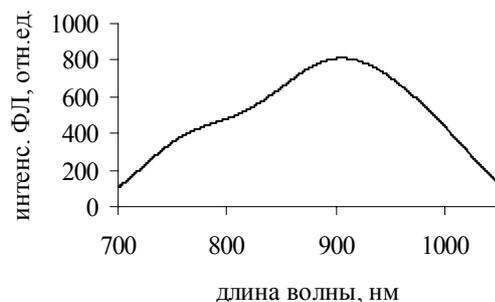


Рис. 3. Спектр ФЛ образца Si после механической шлифовки алмазным порошком и мелкозернистой алмазной пастой.

В результате последующей дошлифовки мелкозернистой пастой крупные дефекты убирались, поверхность образца становилась зеркальной. Возможно, что в результате такой обработки образовывались кремниевые наногранулы, которые заполняли микротрещины в приповерхностном нарушенном слое, образованные в результате шлифовки алмазным порошком. Образование наногранул с поверхностным слоем естественного окисла и явилось причиной появления достаточно интенсивного сигнала в спектре фотолюминесценции.

Работа выполнена в рамках программы BRHE при поддержке Фонда CRDF и Министерства образования РФ, грант № REC-001, а так же при поддержке РФФИ гранты № 04-02-16493) и № 05-02-16449.

- [1]. L.T.Canham, Appl.Phys.Lett, 57,1046 (1990).
- [2]. B.J.Pawlak, T. Gregorkiewicz, C.A.J.Ammerlaan, W. Takkenberg, F.D. Tichelaar, P.F.A. Alkemade, Phys.Rev. B 64, 115308 (2001).
- [3]. G.A. Kachurin, I.E. Tischenko, K.S. Zhuravlev, N.A. Pazdnikov, V.A. Volodin, A.K. Gutakovsky, A.F. Leiser, W. Skorupa, R.A. Yankov. Nucl. Instr. Meth. B122, 571 (1997).
- [4]. D.I. Tetelbaum, A.A. Ezhevskii, S.A. Trushin, A.N. Mikhaylov, A.Yu. Azov, A.K. Mukhamatullin, S.E. Akis, D.M. Gaponova. Material Science and Engineering B (2003).
- [5]. А.А. Ежевский, Д.И. Тетельбаум, А.Н. Михайлов, М.Ю. Лебедев, Ю.А. Менделева, С.В. Морозов, Д.В. Гусейнов. Известия академии инженерных наук им. А.М. Прохорова. 2004. Т.7. С.17-27.
- [6]. Ежевский А.А., Лебедев М.Ю., Морозов С.В. ФТТ, 2005, Т. 47, вып. 1, с. 22-25.
- [7]. Wai Lek Ng, M.A. Lourenco, R.M. Gwilliam, S. Ledain, G. Shao, K.P. Homewood. Nature, **410**, 192 (2001).
- [8]. Г.Г. Девятых, А.В. Гусев, А.Ф. Хохлов, Г.А. Максимов, А.А. Ежевский, Д.В. Гусейнов, Е.М. Дианов Изотопные эффекты в электронном парамагнитном резонансе кремния. Неорганические материалы, т. 38, № 4, с. 403-408, 2002г

Люминесцентные свойства наноструктур $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Si}$, полученных методами электроннолучевого осаждения и ионной имплантации с последующим отжигом

А.В. Ершов¹, Д.И. Тетельбаум¹, А.И. Машин¹, А.Н. Михайлов¹, А.И. Белов¹,
Д.М. Гапонова²

¹ Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ имени Н.И. Лобачевского,
пр. Гагарина 23/3, Н. Новгород, Россия

² Институт физики микроструктур РАН, ГСП-120, Н. Новгород, Россия
e-mail: ershov@phys.unn.ru

Обнаружение интенсивной люминесценции квантово-размерных структур на основе нанокристаллов (НК) Si в SiO_2 в видимой и ближней ИК областях спектра стимулирует исследования формирования и свойств НК Si в других диэлектрических матрицах. Среди них оксид алюминия (Al_2O_3) представляет особый интерес, поскольку в последнее время он рассматривается в качестве альтернативного материала для формирования ультратонких подзатворных диэлектрических слоев в КМОП-технологии [1]. Большая, по сравнению с SiO_2 , диэлектрическая проницаемость также может позволить синтезировать более плотные массивы электрически не взаимодействующих квантовых точек и тем самым создать дополнительный резерв для усиления люминесценции и повышения степени интеграции в структурах с НК, используемых в качестве элементов памяти. Несмотря на то, что формирование НК Si в аморфных слоях Al_2O_3 и сапфире недавно было экспериментально зафиксировано в ряде работ [2-4], до сих пор отсутствует цельное представление о люминесценции данных структур и ее механизмах.

В настоящей работе объектами исследования служили три вида структур на основе Al_2O_3 и Si: монокристаллы сапфира (*R*-ориентации), облученные ионами Si^+ и Ag^+ ; осажденные методом электроннолучевого испарения аморфные пленки Al_2O_3 , имплантированные Si^+ ; многослойные периодические структуры, полученные путем электроннолучевого испарения чередующихся тонких слоев Al_2O_3 и Si на кремниевые подложки. Во всех случаях часть образцов подвергалась отжигам в потоке осушенного азота при температурах 500-1100 °C (2 ч.). Энергия ионов составляла 100 кэВ. Дозы Si^+ варьировались в интервале $5 \cdot 10^{16}$ - $3 \cdot 10^{17}$ см⁻², а доза Ag^+ составляла $8 \cdot 10^{16}$ см⁻². Фотолюминесценция (ФЛ) измерялась при комнатной температуре с возбуждением на длинах волн $\lambda_{\text{ex}} = 337$ нм (N_2 -лазер) и $\lambda_{\text{ex}} = 488$ нм (Ag -лазер).

На рис.1 приведены типичные спектры ФЛ образцов сапфира, подвергнутых имплантации

ионов Si^+ , Ag^+ и последующему отжигу при 700 °C. Две полосы ФЛ при ~ 400 и ~ 735 нм имеют место в случае исходного сапфира и усиливаются при ионной имплантации. Максимальные интенсивности от образцов, имплантированных Si^+ достигаются после отжига при 500 и 900 °C, для полос при ~ 400 и ~ 735 нм, соответственно. Полоса ФЛ при ~ 500 нм проявляется только в случае имплантации кремния и последующего отжига (так же как и полоса катодолуминесценции при 564 нм в работе [4]). Интенсивность ее максимальна при температуре отжига 700 °C и спадает с ростом дозы в исследуемом диапазоне.

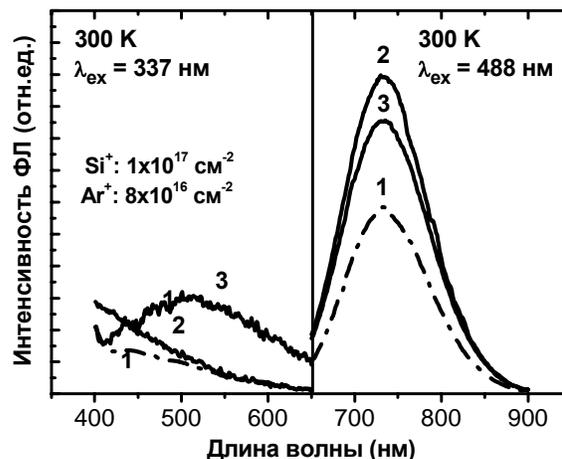


Рис.1. Спектры ФЛ исходного сапфира (1) и сапфира, облученного Ag^+ (2) и Si^+ (3), после отжига при 700 °C.

Спектр ФЛ исходной пленки Al_2O_3 (рис.2) характеризуется наличием двух пиков при ~ 400 и ~ 800 нм (причем второй пик – это не второй порядок дифракции от первого пика и наблюдается также при возбуждении Ag -лазером). Внедрение ионов Si^+ и последующий отжиг повышают интенсивность обоих пиков, а также в совокупности приводят к появлению новой полосы ФЛ при ~ 520 нм, которая наиболее выражена при больших дозах и температурах отжига.

Измерения ФЛ многослойных периодических структур $\text{Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$ (рис.3) выявили аналогичные

закономерности изменения интенсивности полос ФЛ при ~ 400 и ~ 800 нм с ростом температуры отжига. Полоса при ~ 500 нм наиболее отчетливо проявляется при температурах отжига 500-900 °C и толщинах слоев α -Si меньше 3 нм.

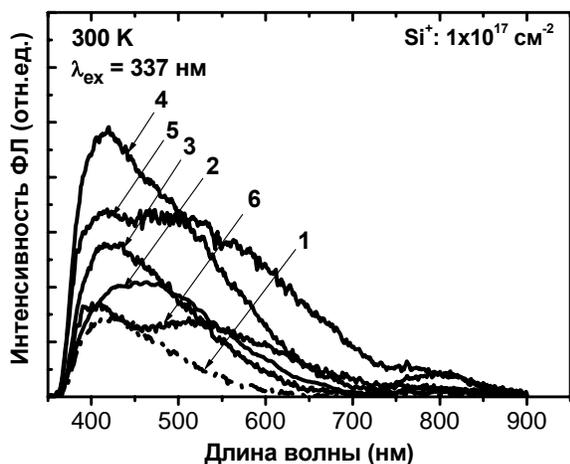


Рис.2. Спектры ФЛ исходной пленки Al_2O_3 (1), пленок после облучения кремнием (2) и пленок, облученных и отожженных при температурах 500 (3), 700 (4), 900 (5) и 1100 °C (6).

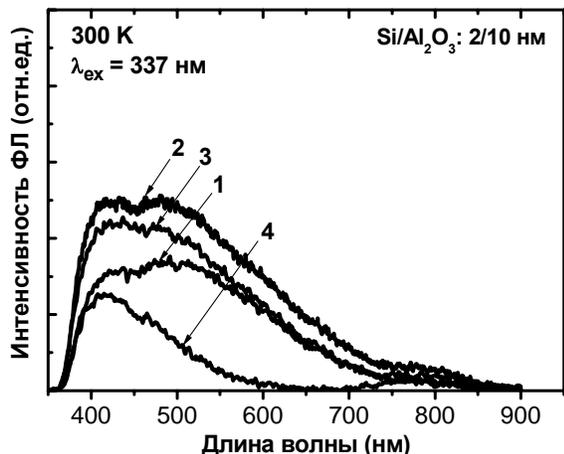


Рис.3. Спектры ФЛ многослойных структур $\text{Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$ после отжига при температурах 500 (1), 700 (2), 900 (3) и 1100 °C (4).

Итак, в общем случае наблюдается три полосы ФЛ. Наиболее коротковолновая полоса (при ~ 400 нм) имеет место для всех трех партий как без отжига, так и при наличии отжига. Поведение этой полосы позволяет однозначно отнести ее к дефектам (F -центрам [5]), имеющимся в исходных образцах и (или) вносимых облучением и отжигом [4]. Вторая полоса в районе 500-520 нм проявляется только в образцах, облученных Si^+ , и многослойных структурах (в обоих случаях после отжига). Учитывая, что отжиг смешанных слоев $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Si}$ при схожих режимах приводит к формированию НК Si, погруженных в матрицу Al_2O_3 [2-4], а отжиг подобных

многослойных структур Si/SiO_2 – к кристаллизации аморфных кремниевых слоев [6], появление полосы при ~ 500 нм можно связать с синтезом нановключений Si. Однако положение этой полосы ($\sim 2,4$ эВ) сложно сопоставить с результатами теоретических расчетов для НК Si в матрице SiO_2 [7], дающих значение эффективной ширины запрещенной зоны 1,6 эВ при размерах НК 4-5 нм. Возможно, мы имеем дело со свечением очень маленьких НК или «нефазовых» включений Si (см., например, [8]). Не исключено также, что иная, отличная от SiO_2 , матрица может существенно модифицировать энергетическую структуру погруженных в нее квантовых точек (в силу изменения условий размерного квантования) или обеспечить другой канал излучательной рекомбинации (например, через состояния на границе раздела НК/матрица). Третья полоса в районе 700-800 нм наблюдается для всех трех партий образцов, в том числе для исходных материалов и сапфира, облученного Ag^+ , в отсутствие и при наличии отжига. Данную полосу в принципе можно приписать как дефектам, так и НК Si, однако этот вопрос требует дальнейших исследований. В частности, необходимы тщательная характеристика исходного сапфира и изучение процессов взаимодействия подложки Si и осажденных слоев Al_2O_3 при отжиге.

Таким образом, установлено формирование люминесцирующих наноструктур на основе Al_2O_3 и Si, сформированных путем ионной имплантации и электроннолучевого осаждения. Изучены закономерности изменения люминесцентных свойств, что может позволить выбрать оптимальные режимы приготовления таких структур.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках программы «Развитие научного потенциала высшей школы» («Университеты России», ур.01.01.178) и совместной программы с фондом CRDF (BRHE), а также программы FP6 STREP No.505285.

[1] Wallace, R.M., Wilk, G.D., Semiconductor, **7**, 227 (2001).
 [2] Wan, Q., Wang, T.H., Zhu, M. et al., Appl. Phys. Lett., **81**(3), 538 (2002).
 [3] Yanagiya, S., Ishida, M., J. Electr. Mat., **28**(5), 496 (1999).
 [4] Park, C.J., Kwon, Y.H., Lee, Y.H. et al., Appl. Phys. Lett., **84**(14), 2667 (2004).
 [5] Jonnard, P., Bonnelle, C., Blaise, G. et al., J. Appl. Phys., **88**(11), 6413 (2000).
 [6] Zacharias, M., Blasing, J., Veit, P. et al., Appl. Phys. Lett., **74**(18), 2614 (1999).
 [7] Бурдов, В.А., ФТП, **36**(10), 1233 (2002).
 [8] Качурин, Г.А., Реболе, Л., Тыщенко, И.Е. и др., ФТП, **34**(1), 23 (2000).

Получение и люминесцентные свойства квантовых точек GaN в матрице AlN.

В.Г. Мансуров¹, Д.Д. РИ¹, А.Ю. Никитин¹, А.К. Гутаковский¹,
К.С. Журавлев¹, Р. Tronk²

¹Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, 630090 Россия

²Laboratoire d'Optique Physique, Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielles, 10 rue Vauquelin,
75005 Paris, France

e-mail: aj-nik@yandex.ru

Большой интерес к квантовым точкам (КТ) GaN в матрице AlN вызван необычными физическими свойствами, связанными со встроенным электрическим полем вдоль оси (0001), и возможностью изготовления на их основе светоизлучающих приборов и фотоприемников в видимой и ультрафиолетовой части спектра. Сильное электрическое поле возникает из-за спонтанной и пьезоэлектрической поляризации материалов квантовой точки и окружающей матрицы.

В данной работе исследовались возможности получения КТ GaN в матрице AlN различного размера, а так же стационарная и нестационарная фотолюминесценции (ФЛ) КТ для выяснения механизмов, определяющих спектр рекомбинационного излучения GaN КТ в матрице AlN при различных уровнях возбуждения.

Все эксперименты и рост КТ GaN/AlN осуществлялся на подложках (0001) сапфира методом молекулярно-лучевой эпитаксии с использованием аммиака в качестве источника активного азота; формирование КТ GaN на поверхности пленок AlN контролировался *in situ* с помощью дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Вначале на сапфире выращивался буферный слой AlN (200 нм); затем на поверхности AlN формировались 3D островки GaN (открытые КТ) при различных ростовых условиях.

Исследования эволюции дифракционной картины (ДК) ДБЭО показали, что мода роста GaN на поверхности AlN определяется скоростью осаждения GaN. Было обнаружено, что превращение двумерной ДК от гладкого AlN в трансмиссионную ДК от системы GaN/AlN островков происходит при существенно разных толщинах слоя GaN и зависит от скорости осаждения. При этом эффективный размер островков GaN, оцененный из полуширины трансмиссионных штрихов, зависит от температуры роста.

Как видно из рис.1, при малых скоростях роста GaN ~0.1 монослоя в секунду (мс/с) формирование КТ осуществляется по механизму Странского-Крастанова (с критической толщиной GaN слоя равной ~2 мс).

Напротив, при высоких скоростях роста ~1 мс/с происходит непосредственное трехмерное гетерогенное образование зародышей GaN на поверхности AlN, минуя двумерную стадию роста. Этот эффект показывает, что к изучению

зародышеобразования в системе GaN/AlN важно применять и кинетический подход, наряду с термодинамическим.

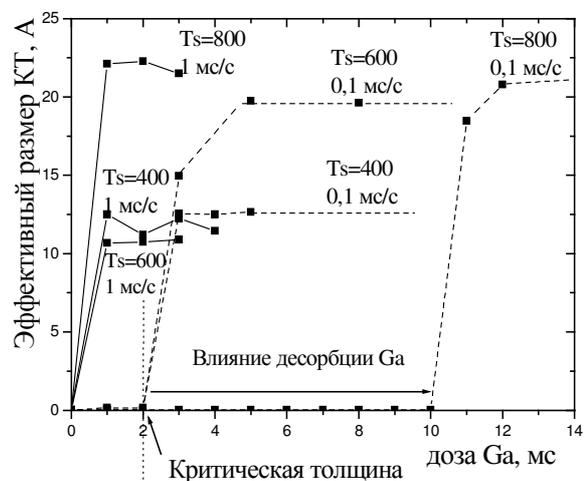


Рис.1. Зависимость эффективного размера КТ при разных модах зародышеобразования.

Образцы с закрытыми КТ содержали 10-15 пар слоев GaN(0.75 нм)/AlN(10 нм) на буфере AlN 200 нм. Они исследовались *ex situ* с помощью высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВПЭМ), стационарной и нестационарной фотолюминесценции (ФЛ).

Обнаружено, что линии стационарной низкотемпературной ФЛ располагается в диапазоне от 2.55 эВ до 3.25 эВ в зависимости от высоты КТ, которая определялась с помощью картин ВПЭМ (рис.2.)

Полученная зависимость максимума пика ФЛ от размера (высоты) точек связана с квантоворазмерным эффектом Штарка. Из сравнения полученных экспериментальных данных с расчетными зависимостями максимума ФЛ от высоты КТ GaN/AlN, приведенными в работе [1], была оценена величина встроенного электрического поля в КТ ~5.5 МВ/см. Было также обнаружено, что максимум спектра стационарной низкотемпературной ФЛ не сдвигается при изменении мощности лазерного возбуждения.

Исследования нестационарной ФЛ показали, что максимумы спектров сдвигаются со временем

после возбуждающего импульса на ~ 1 эВ в красную область (рис.3.)

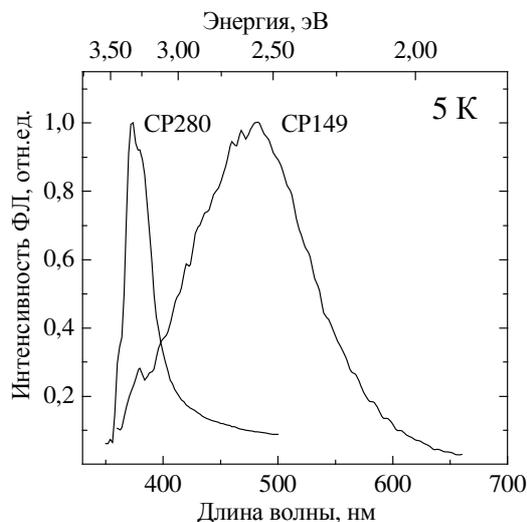


Рис.2 Стационарная ФЛ от GaN/AlN КТ различного размера.

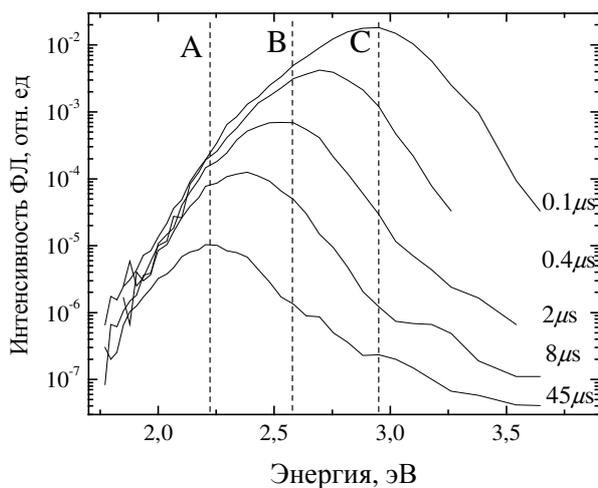


Рис.3 Спектры низкотемпературной нестационарной ФЛ GaN/AlN КТ образца CP-149 при различных временах задержки после лазерного импульса

Закон затухания ФЛ во всех спектральных точках носит неэкспоненциальный характер и сильно изменяется по спектру. Наиболее интересным экспериментальным наблюдением является неизменность интенсивности ФЛ в течение почти 10 мкс после импульса возбуждения на низкоэнергетическом (~ 2.25 эВ) крыле линии ФЛ (рис. 4).

Представленные выше экспериментальные данные свидетельствуют о том, что огромное смещение линии нестационарной ФЛ в красную сторону со временем после возбуждающего импульса

в первую очередь связано с зависимостью времени жизни неравновесных носителей заряда в КТ от высоты точек. Данная зависимость появляется вследствие наличия встроенного электрического поля в вюрцитных структурах с КТ. Этот вывод согласуется с данными теоретических расчетов [1], из которых следует, что при изменении высоты КТ на 1 нм время жизни неравновесных носителей заряда в КТ меняется более чем на порядок.

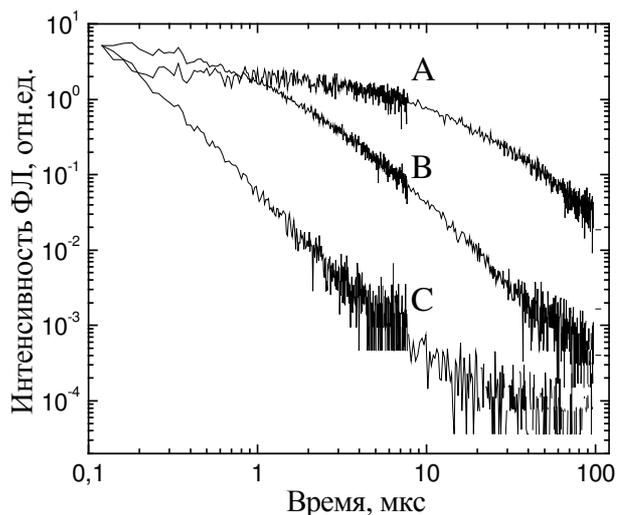


Рис.4 Кривые затухания нестационарной ФЛ в различных точках спектра

Необычный закон затухания ФЛ в «красной» области спектра, видимо, связан с переходом носителей заряда из КТ малого размера в более крупные КТ. Достаточно большая плотность КТ в наших структурах (по данным ВПЭМ) дает основание для такого предположения. В пользу этого предположения свидетельствует также корреляция между временем начала затухания ФЛ «больших» КТ со временем полного опустошения «малых» КТ. Неизменность закона затухания ФЛ при повышении температуры измерения свидетельствует о туннельном механизме перехода экситонов между КТ. С другой стороны приток носителей заряда с каких-либо локальных центров в матрице AlN привел бы к примерно одинаковому увеличению времени затухания ФЛ КТ с большими и малыми размерами. Следует отметить, что переход экситонов между КТ наблюдался ранее в других типах КТ, например, между InAs КТ в матрице AlAs [2].

Авторы благодарят РФФИ (грант № 05-02-16901-а) за поддержку данной работы.

[1] F. Widmann et al., Phys. Rev. B **58**, R15 989 (1998).
 [2] Т. С. Шамирзаев, А. М. Гишинский и др. Письма в ЖЭТФ, 2003, т.77, в.7, с.459-463

Переходные характеристики структур SiGe/Si в режиме генерации стимулированного ТГц излучения.

М.С. Каган¹, И.В. Алтухов¹, С.К. Папроцкий¹, В.П. Синис¹, И.Н. Ясиевич²,
Дж. Колодзей³

¹Институт радиотехники и электроники РАН, Моховая ул., 11-7, Москва, Россия

²Физико-технический институт РАН, Политехническая ул., 26, С.Петербург, Россия

³Университет штата Делавер, Ньюарк, США

e-mail: kagan@mail.cplire.ru

В структурах SiGe/Si с оптическим резонатором при напряжении U выше некоторого порогового (300–1500 В для разных образцов) может возникать стимулированное ТГц излучение [1]. Это излучение связывается с внутрицентровыми оптическими переходами между резонансным и локализованными состояниями акцепторов центров, аналогично наблюдавшемуся в одноосно сжатом p-Ge [1]. Ранее было обнаружено, что в одном и том же образце может существовать два режима возбуждения эмиссии [2]. Первый режим существует из-за термической ионизации доноров в подложке, вызванной джоулевым нагревом слоя SiGe. В результате, из-за компенсации акцепторов в слое SiGe меняется положение уровня Ферми за счет инжекции электронов из подложки. Это улучшает условия для внутрицентральной инверсии. Во втором случае эмиссия может возникать при малых полях ~ 100 В/см, когда ток через образец практически отсутствует. В этом случае возбуждение генерации зависит как от условий на поверхности, так и от условий на контактах. Целью настоящей работы являлось выяснение условий и причин возбуждения генерации в этом режиме.

Проблема, каким образом возбуждается стимулированное излучение в напряженных структурах SiGe/Si, возникла из-за того, что ситуация в этих структурах существенно отличается от деформированного p-Ge. В p-Ge инверсия заселенности акцепторных состояний возникает за счет ударной ионизации акцепторов, которые изначально были частично компенсированы. Поэтому при низких температурах и в слабых полях концентрация свободных носителей очень мала. Свободные дырки возникают именно из-за ударной ионизации, в результате которой основное состояние акцептора опустошается, а резонансное частично заполняется за счет обмена со свободной зоной. В наших структурах акцепторы не компенсированы и уровень Ферми, как показывает эксперимент и расчет [2], находится у края валентной зоны. В этом случае концентрация свободных электронов оказывается того же порядка, что и концентрация примесей [3, 4]. Поэтому получить

инверсную заселенность резонансных состояний практически невозможно. С другой стороны, в наших структурах в диапазоне использованных в эксперименте напряжений ударная ионизация вообще не наблюдается. Это связано с тем, что энергия связи мелких акцепторов в сплаве SiGe, в котором доля Ge составляет 7–15 %, значительно больше, чем в Ge; по расчету [5, 6] она составляет ~ 27 мэВ. Тем не менее, стимулированное излучение в структурах SiGe возникает, и имеются экспериментальные указания, что его причиной является внутрицентровая инверсия, то необходимо выяснить, как все же реализуется инверсия в этом случае.

Использовались структуры с одним слоем SiGe толщиной 13,5 нм, δ -легированным посередине бором, выращенным между буферными слоями p-Si, которые также были легированы δ -слоями бора, находившимися на расстоянии 19 нм от ближайших гетерограниц. В сплаве SiGe содержанием Ge составляло 0,07, 0,1 и 0,15. Концентрация бора в δ -слоях составляла $6 \cdot 10^{11}$ см⁻².

Исследовалась эволюция во времени интенсивности излучения и тока через структуру. Зависимость интенсивности излучения от времени показана на рис. 1. На переднем фронте импульса напряжения наблюдались следующие явления: возникновение затухающих осцилляций,

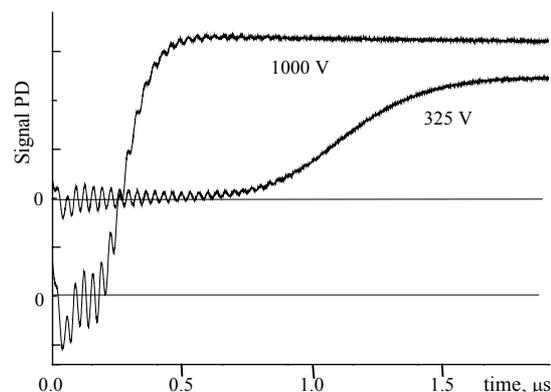


Рис 1. Зависимость интенсивности излучения от времени.

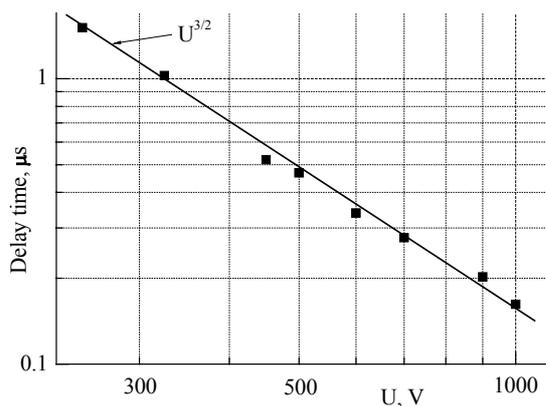


Рис. 2. Зависимость времени задержки генерации от напряжения.

появление отрицательного тока, задержка возбуждения ТГц излучения во времени, зависящая от величины приложенного напряжения (рис. 2), а также срыв генерации при увеличении длительности фронта импульса. Эти явления связываются с нестационарной инжекцией носителей из контакта и возбуждением волн пространственного заряда [7]. Прежде всего, это подтверждается видом вольтамперной характеристики $j \sim U^{3/2}$. Такая зависимость типична для инжекционных токов при наличии ловушек [8]. Происхождение отрицательного тока объясняется [9] выносом носителей заряда электрическим полем за пролетное время L/v (L – длина образца, v – скорость дрейфа), которое меньше времени релаксации объемного заряда, вследствие чего ток через образец определяется диффузионным током, направленным в сторону, противоположную приложенному напряжению. Затухающие осцилляции тока (и излучения) вызваны возбуждением дрейфовых волн объемного заряда, что подтверждается независимостью периода осцилляций от времени.

Полученные результаты показывают, что основной причиной возбуждения ТГц генерации в режиме малых токов является нестационарная инжекция неравновесных носителей заряда. В этом случае опустошение основного состояния примесей может достигаться либо за счет выноса основных носителей электрическим полем, либо за счет инжекции неосновных носителей.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 02-02-16373, 03-02-16419, 04-02-16891), Программой РАН “Низкоразмерные квантовые структуры”, Европейским Бюро Исследований воздушного пространства (грант МНТЦ 2205р) и Американским фондом гражданских исследований и развития (грант CRDF RP2-2552-MO-03).

- [1] Каган, М. С., Алтухов, И. В., Синис, В. П., Чиркова, Е. Г., Яссиевич, И. Н., Колодзей, Дж., Радиотехника и электроника, **48**, 1137 (2003).
- [2] Altukhov, I. V., Chirkova, E. G., Sinis, V. P., Kagan, M. S., Troeger, R. T., Ray, S. K., Kolodzey, J., Prokofiev, A. A., Odnoblyudov, M. A., and Yassievich, I. N., *Physica B*, **340-342** (2003).
- [3] Altukhov, I. V., Kagan, M. S., Sinis, V. P., Thomas, S. G., Wang, K. L., Blom, A., and Odnoblyudov, M. A., *Thin Solid Films*, **380**, 218 (2000).
- [4] Blom, A., Odnoblyudov, M. A., Cheng, H. H., Yassievich, I. N., and Chao, K. A., *Appl. Phys. Lett.* **79**, 713 (2001).
- [5] Odnoblyudov, M. A., V. M. Chistyakov, Yassievich, I. N., Chao, K. A., *Phys. Rev. B.*, **62**, 2486 (2000).
- [6] Aleshkin, V. Ya. Gavrilenko, V. I. Kozlov, D. V., *Phys. Stat. Sol. (c)*, **235**, 687 (2003).
- [7] Сурис, Р. А., Фукс, Б. И., *ФТП*, **14**, 1507 (1980).
- [8] M.A. Lampert, P. Mark, *Current Injection in Solids*, Academic Press, NY, 1970.
- [9] Жданова, Н. Г., Каган, М. С., Сурис, Р. А., Фукс, Б. И., *ФТП*, **14**, 1518 (1980).

Влияние толщины окисла Si на свойства наностроек Ge.

А.И. Никифоров¹, В.В. Ульянов¹, О.П. Пчеляков¹, С.А. Тийс¹,
А.К. Гутаковский¹, А. Fonseca², J.P. Leitão², N.A. Sobolev²

¹) ИФП СО РАН, 630090 Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева 13, Россия

²) Departamento de Física, Universidade de Aveiro, 3810-193 Aveiro, Portugal

E-mail: nikif@isp.nsc.ru

Гетеросистема Ge/Si, в которой островки Ge выступают в качестве квантовых точек, представляет интерес для создания перспективных устройств для опто- и наноэлектроники. Область применения кремниевых структур с квантовыми точками германия в оптоэлектронике простирается от ИК области [1], до длин волн, используемых в волоконно-оптической связи [2]. В работе [2] для уменьшения размеров островков германия и увеличения их плотности рост проводился на предварительно окисленной поверхности кремния, которая подготавливается непосредственно в установке МЛЭ. Условия окисления оказывают существенную роль не только на процесс образования островков германия, но и являются критическими для их дальнейшего зарастивания слоем кремния. Наличие достаточно толстого слоя окисла не позволяет получить приемлемый по дефектности эпитаксиальный слой Si. Наиболее информативным методом анализа *in situ* является дифракция быстрых электронов, которая позволяет осуществлять послойный контроль как окисления, так и последующего роста слоев германия и кремния.

В процесс окисления регистрировалась изменение интенсивности различных рефлексов картины ДБЭ. В работе [3] было показано, что регистрация изменение интенсивности зеркально рефлекса позволяет прецизионно контролировать толщину слоя окисла. Во время окисления поверхности Si(100) при температуре подложки 400°C и напуске кислорода в камеру до давления 2×10^{-5} Па наблюдается минимум интенсивности зеркального рефлекса, который соответствует

максимальной шероховатости поверхности. Это указывает на покрытие поверхности окислом в 0.5 монослоя при послойном окислении. В дальнейшем его интенсивность повышается, и стремится к стационарному значению. Образование второго и последующих слоев окисла не приводит к изменению интенсивности зеркального рефлекса, так как граница раздела окисел-кремний оказывается в глубине гетероструктуры и морфология поверхности не изменяется. Сверхструктурный рефлекс практически погасает при покрытии равном 0.5 монослоя. При толщинах окисла 2-3 монослоя наблюдается бимодальное распределение островков германия по размеру и плотности в зависимости от толщины напыленного слоя германия [3].

В работе исследовано влияние толщины окисла на плотность и размеры островков германия при различных эффективных толщинах напыления. Толщина окисла контролировалась методом ДБЭ и составляла 0.5, 0.75 и 1 монослой, эффективная толщина слоя германия изменялась до 1.5 нм. Размеры и плотность островков Ge определялись методом сканирующей туннельной микроскопии после переноса образцов из установки МЛЭ. Обнаружено, что размеры и плотность островков германия существенно не изменяются в зависимости от толщины окисного слоя. Размеры и плотность монотонно увеличиваются с увеличением толщины напыленного германия. На рис.1 приведена серия СТМ изображений островков германия на слое окисла толщиной 1 монослой, полученных при температуре осаждения 550°C.

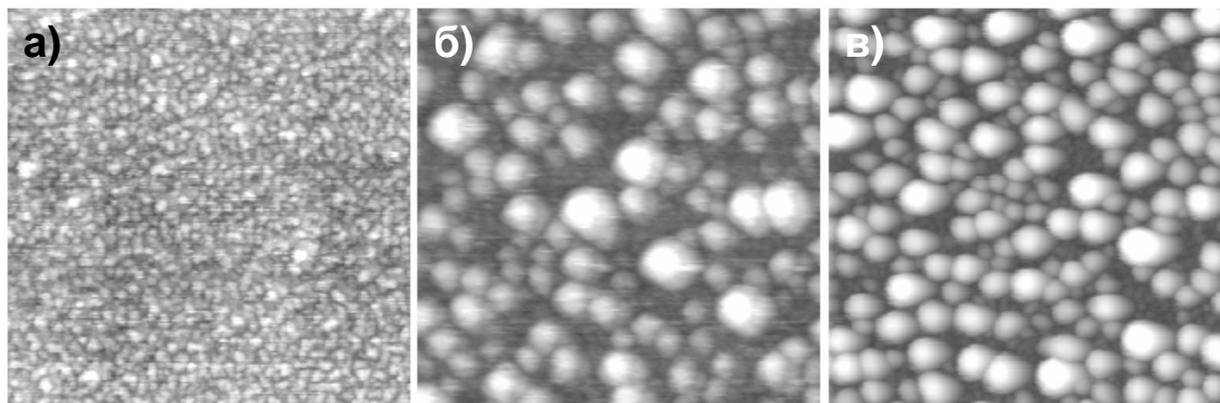


Рис.1. СТМ изображения (200x200 нм) островков Ge на SiO₂: а - 6A°Ge; б - 9A°Ge; в - 15A°Ge.

Статистическая обработка картин СТМ позволила получить зависимость плотности и размеров островков от эффективной толщины пленки германия (рис.2). Монотонное увеличение размера островков свидетельствует об их разрастании по мере напыления материала, а увеличение плотности свидетельствует об их зарождении в процессе напыления. Все островки разрастаются примерно с одинаковой скоростью и их размеры растут пропорционально с сохранением постоянного отношения высоты к

диаметру островка (рис.2в). Это отношение примерно равно 0.3 во всем интервале значений толщин и высот. Таким образом, поставляемый материал равномерно распределяется между островками и их форма не изменяется в процессе роста. Необходимо отметить, что в отличие от процесса роста пленки германия на толстом слое окисла [3] не наблюдается бимодального распределения островков по размерам и плотности.

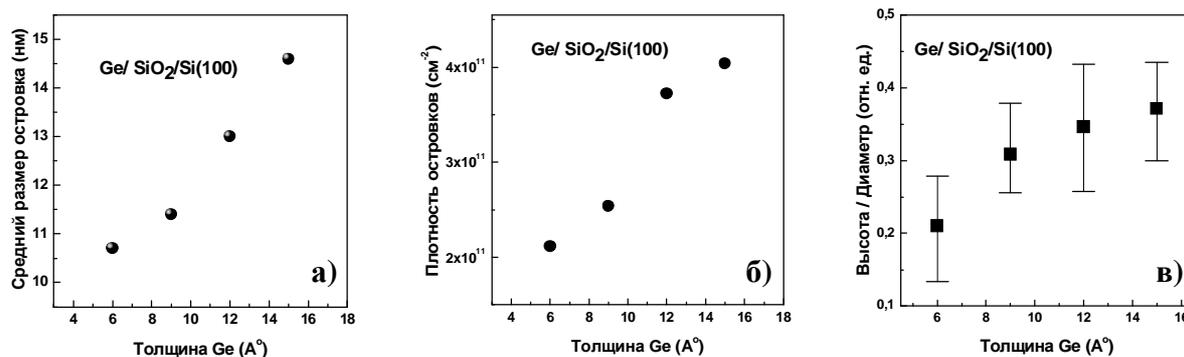


Рис.2. Зависимость размера (а), плотности (б) и отношения высоты к диаметру (в) островков Ge в зависимости от эффективной толщины пленки.

Оптические свойства гетероструктур исследовались методом низкотемпературной фотолюминесценции (рис.4). В спектрах ФЛ

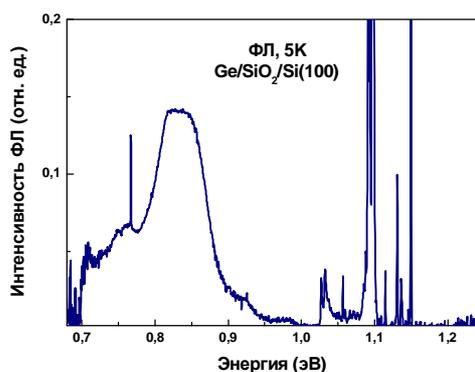


Рис.3. Спектр низкотемпературной ФЛ гетероструктуры с $d_{\text{Ge}}=0.9$ нм.

отсутствует линия рекомбинации экситонов, обусловленная наличием двумерного смачивающего слоя. Этот результат полностью согласуется с данными анализа изменения

картины ДБЭ и свидетельствует о росте островковой пленки германия на чистой поверхности окиси кремния по механизму Фольмера-Вебера. Фотолюминесценции от островков германия наблюдается в районе 0.8 эВ. Интенсивность этой линии наибольшая при толщине окисла 1 монослой и толщине германия 0.9 нм.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 03-02-16468 и № 03-02-16506) и INTAS (грант № 03-51-5051).

[1] A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, A.I. Nikiforov, and Yu.Yu. Proskuryakov. *J. of Appl.Phys.* **89**, 5676 (2001).

[2] А.И. Якимов, А.В. Двуреченский, А.И. Никифоров, С.В. Чайковский, С.А. Тийс. *ФТП*, **37**, 1383 (2003).

[3] А.И. Никифоров, В.В. Ульянов, О.П. Пчеляков, С.А. Тийс, А.К. Гутаковский. *ФТТ*, **47** 67 (2005).

[4] А.И. Никифоров, В.В. Ульянов, О.П. Пчеляков, С.А. Тийс, А.К. Гутаковский. *ФТТ*, **46** 82 (2005).

Элементный анализ нанокластеров GeSi методом растровой Оже-микроскопии

Г.А. Максимов, Д.Е. Николичев, Д.О.Филатов, А.В.Новиков¹

Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина 23, Н.Новгород, 603950 Россия

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Н.Новгород, 603950 Россия

e-mail: nikolitchev@phys.unn.ru

В настоящее время наноэлектроника интенсивно развивается, - уже созданы приборы, размеры элементов которых составляют единицы нанометров. Как известно, свойства твердотельных наноструктур (энергетический спектр носителей тока, электронные и оптические свойства) определяются в значительной мере размером, формой и химическим составом нанообъектов. Для характеристики морфологии поверхности наноструктур успешно применяются методы сканирующей зондовой микроскопии. Одним из способов оценки элементного состава объектов нанометрового масштаба может быть растровая Оже-микроскопия [1].

Цель данной работы - оценка аналитических возможностей метода растровой электронной/Оже микроскопии (РЭМ/РОМ) с нанометровым размером зонда для изучения морфологии и локального элементного состава нанообъектов на примере анализа нанокластеров GeSi, сформированных на кремниевой подложке.

Исследования методом РЭМ/РОМ проводились на базе сверхвысоковакуумной системы MultiProbe STM производства компании Omicron Nanotechnology GmbH (Германия). Для возбуждения вторичных электронов применяли электронную пушку FEI SEG-20 (ускоряющее напряжение до 25 кВ, ток пучка до 100 нА, диаметр электронного зонда 20 нм). Оже-спектры регистрировались полусферическим энергоанализатором EA-125. Система включала в себя также ионную пушку для очистки образцов ионным распылением (Ar⁺) и профилирования структур по глубине.

Для определения латерального разрешения РЭМ/РОМ и реального размера электронного зонда был изготовлен проводящий тестовый образец на основе Cr/Ni, размер элементов которого по данным атомно-силовой микроскопии (АСМ) менялся от 1000 до 10 нм. Разрешение прибора в режиме РЭМ и РОМ составило 20 нм и 25 нм соответственно.

Исследуемые наноструктуры GeSi/Si были получены путем самоорганизованного роста по механизму Странски-Крастанова с использованием 1) метода молекулярно лучевой эпитаксии и 2) сублимационной молекулярно лучевой эпитаксии с газофазным источником германия. Морфология поверхности исследовалась методом атомно-силовой микроскопии. В

первом случае на поверхности присутствовали массивы однородных островков с латеральными размерами 300 нм, высотой 40 нм и поверхностной плотностью $5 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$, во втором наблюдались массивы островков с латеральными размерами 100 - 900 нм, высотой 20 - 100 нм и поверхностной плотностью $2 \times 10^7 - 7 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$.

При исследовании полупроводниковых объектов методом РЭМ/РОМ проявляется эффект зарядки поверхности образца, в результате чего происходит смещение и дефокусировка электронного зонда. Как следствие наличия заряда на поверхности, пространственное разрешение в РЭМ/РОМ режимах на таких структурах в 2 - 3 раза хуже, нежели при анализе хорошо проводящих структур. При исследовании нанокластеров GeSi/Si разрешение в режиме РЭМ составило 50 нм, в режиме РОМ - 70 нм.

Смещение и дефокусировка электронного зонда являлись основной проблемой измерения Оже-спектров в определенной точке поверхности полупроводникового образца, выбранной на РЭМ-изображении и при получении карты распределения элементов по поверхности [2]. Подача положительного смещения на образец уменьшает отрицательный фактор зарядки, хотя и не полностью. Для решения этой проблемы была разработана методика быстрой записи спектра с последующей коррекцией положения зонда и накоплением данных. Полученные за несколько (10-20) циклов Оже-спектры усреднялись для увеличения отношения сигнал/шум.

Для определения концентрации Ge и Si в nanoостровках GeSi была построена градуировочная характеристика (Рис.1).

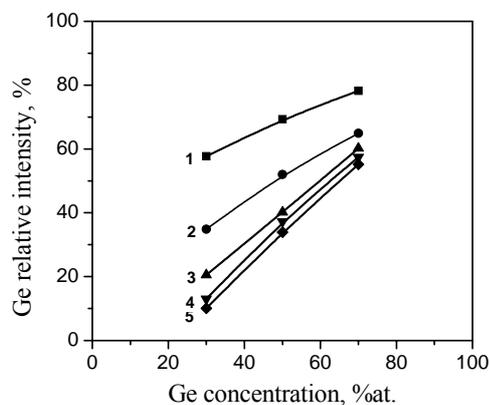


Рис.1. Градуировочные характеристики для различной глубины оксидного слоя. 1) - 0 нм, 2) - 0,25 нм, 3) - 0.5 нм, 4) - 0.75 нм, 5) - 1 нм

Для этого был проведен послойный элементный анализ специально изготовленных (тестовых) образцов твердых растворов GeSi с различным содержанием Ge. Образцы были выращены методом молекулярно лучевой эпитаксии германия и представляли собой поликристаллическую пленку GeSi германия толщиной 50 – 100 нм на высоколегированной подложке кремния. Средняя концентрация германия и кремния в пленке определялась независимо методом рентгеновской дифракции.

После изготовления тестовые образцы пленок GeSi выносили на воздух (также как исследуемые образцы кремния с наноструктурами GeSi), а затем размещали в вакуумной камере Оже-спектрометра. После пребывания на воздухе поверхностный слой образцов окислялся. Для определения концентрации германия с использованием тестовых образцов была построена градуировочная характеристика для нескольких значений глубины травления. Из полученных данных (Рис.1) можно сделать вывод о том, что соотношение содержания германия и кремния отличаются в оксидном слое и в глубине образца [3]. Для определения концентрации германия в оксидном слое нанокластеров GeSi производилось послойное травление оксидного слоя наноструктура и по градуировочной характеристике для соответствующей глубины травления определялась концентрация. При этом предполагалось что оксидный слой нанокластеров идентичен оксидному слою твердого раствора GeSi.

Распределение концентрации германия и кремния по глубине нанокластеров и между ними приведено на рис.2. Расчет концентрации Ge производился исходя из того, что остальная часть основного состава нанокластеров – кремний.

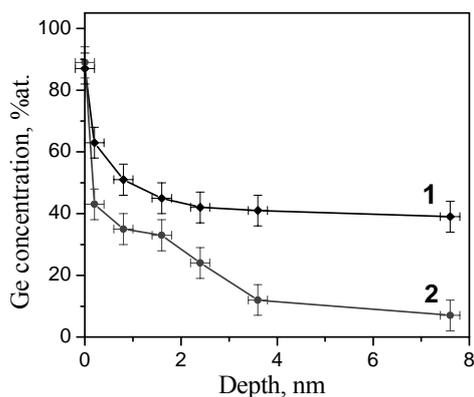


Рис.2. Распределение концентрации Ge по глубине в нанокластере (1) и между нанокластерами (2) для образцов, полученных сублимационной МЛЭ

Для оценки правильности (систематической погрешности) результатов измерения концентрации были также проведены

опыты по независимому определению состава островков GeSi методом спектроскопии фотоЭДС на барьере полупроводник/электролит (ФПЭ) в жидкостной электролитической ячейке на образцах-спутниках, в которых слой GeSi выращивался в тех же условиях, что и в образцах для РОМ-исследований (в случае сублимационной МЛЭ), но нанокластеры были зарощены сверху покровным слоем Si толщиной 40 нм. В структуре с номинальной толщиной слоя Ge 8 МС, выращенной при 700°C, энергия основного перехода из дырочных состояний в кластерах GeSi в зону проводимости материала, окружающего островки (Si), при 300К составила $(0,71 \pm 0,02)$ эВ. Из этого значения была произведена оценка состава твердого раствора в кластерах. Для оценки состава использовалась модель для расчёта спектра энергий псевдоморфной прослойки твердого раствора Ge_xSi_{1-x} в Si с учетом упругих напряжений. Поскольку островки GeSi имели достаточно большие размеры (много больше длины волны де-Бройля для электронов и дырок в Ge и Si), эффектом размерного квантования в них пренебрегали. Полученное значение x составило $0,52 \pm 0,10$. Это значение близко к значению средней концентрации германия ($x=0,53$) полученному из графика распределения концентрации Ge по глубине нанокластера в случае сублимационной МЛЭ (рис. 2).

В результате проделанной работы была показана возможность проведения локального (нанометрового масштаба) элементного анализа самоорганизованных структур GeSi/Si методом растровой Оже-микроскопии. Пространственное разрешение для проводящего тестового образца в режиме РЭМ составило 20 нм, в режиме РОМ – 25 нм. Пространственное разрешение для наноструктур GeSi/Si в режиме РЭМ составило 50 нм, в режиме РОМ – 70 нм. Было получено распределение концентрации германия по глубине наноструктур GeSi/Si. Концентрация Ge в наноструктурах, полученная методом РОМ соответствует концентрации, вычисленной с использованием результатов фотоэлектрических измерений.

Авторы благодарят В.Г.Шенгурова (НИФТИ ННГУ) за предоставленные структуры для исследования.

[1] G.A.Maximov et al, Proc. 13th MSM (Cambridge, UK, 2003), IoP, p.251, 2003.
 [2] M.P.Seah et al, Journ. Electron Spectroscopy, **109**, p.291 (2000).
 [3] F.K.LeGoues et al, Journ. Appl. Phys. **64**, 4, p.1724 (1989)

Growth of GaN/Al_xGa_{1-x}N-based Bragg reflectors on sapphire and bulk GaN substrates by metalorganic chemical vapor deposition: Towards group III-nitride microcavities

H.P.D. Schenk^{1,2}, R. Czernecki¹, K. Krowicki¹, G. Targowski¹, P. Wiśniewski¹, S. Grzanka¹, M. Krysko¹, O. Tottereau², P. Vennéguès², P. Perlin³, M. Leszczyński³, and T. Suski³

¹ High Pressure Research Center UNIPRESS, ul. Sokołowska 29/37, 01-142 Warsaw, Poland

² CRHEA-CNRS, Rue Bernard Grégory, Sophia Antipolis, 06560 Valbonne, France

³ TopGaN Ltd., al. Prymasa Tysiąclecia 98, 01-142 Warsaw, Poland

e-mail: david.schenk@crhea.cnrs.fr

Al_xGa_{1-x}N/GaN Bragg mirrors and microcavities are grown on GaN-on-sapphire template layer and bulk GaN substrates by metalorganic chemical vapor deposition. Reflectance spectra are discussed as function of the substrate used. Results of structural properties assessed by X-ray diffraction experiments (XRD) and transmission electron microscopy (TEM) are discussed in relation with appearance of cracks or successful suppression of their formation.

The principal structure of a threshold-less laser proposed in Ref. [1] is a gallium nitride microcavity placed between two highly reflective Al_xGa_{1-x}N/Al_yGa_{1-y}N Bragg mirrors. One of the keys to the realization of such device is mastering the mirror growth. The main obstacle to its *monolithic* growth is that lattice and thermal mismatch between GaN, AlN, and their alloy Al_xGa_{1-x}N become both considerable already for small aluminum concentrations (*x*) leading to immediate formation of cracks. This work addresses the suppression of crack formation and studies the use of lattice matched and mismatched substrate.

Al_xGa_{1-x}N/GaN Bragg mirrors, and quarter wave stacks containing λ-GaN cavities, both targeting 400 nm, have been grown on bulk GaN substrates [2], as well as on GaN-on-sapphire template layers by low-pressure metalorganic chemical vapor deposition. Reflectance is monitored *in-situ* using a 650 nm semiconductor laser diode. Nitrogen and hydrogen are used as carrier gas. Ammonia is used as group V, trimethylgallium, -aluminum, and -indium are used as group III precursors. Typical growth temperature is 1040°C. Preceding the Bragg mirror growth a 130 nm (Ga,In)N compliance layer is grown at 800°C substrate temperature. Standard *ex-situ* characterization techniques (reflectance, XRD, TEM) are used to assess optical and structural sample properties.

Figs. 1 (a) and (b), respectively, reproduce reflectance spectra of a 20-period Bragg structure grown on bulk substrate as well as on a GaN-on-sapphire template layer in the same growth run. In a second sample (Figs. 1 c, d) a lambda-GaN spacer containing three (Ga,In)N quantum wells (QWs) is introduced in a nominally symmetric Fabry Perot (FP) resonator formed between a 14-period bottom and a 6-period top Al_xGa_{1-x}N/GaN Bragg mirror.

While the width of the reflectance stop band of structures grown on template layers is found larger than that of identical structures grown on bulk GaN, the cavity related-mode (its width in parenthesis) is found to be narrower for structures grown on bulk substrate.

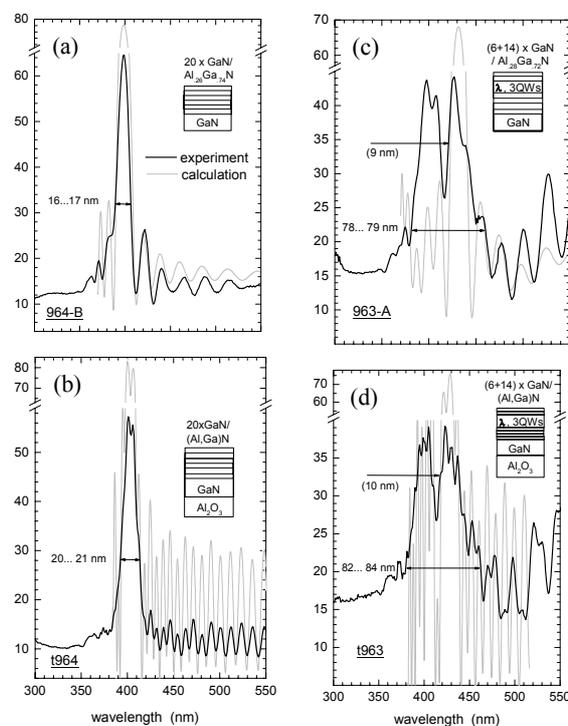


Fig.1 Reflectance spectra of a 20-period Al₂₆Ga₇₄N/GaN Bragg mirror (a,b) and of a periodic Al₂₈Ga₇₂N/GaN quarter wave stack (c,d) containing a nominally symmetric λ-GaN FP resonator. Samples (a) and (c) are grown on GaN single crystals, samples (b) and (d) are grown on GaN-on-sapphire template layers.

According to their appearance, samples can be divided into cracked and crack-free ones. Whereas cracked samples (Fig. 2 a) appear transparent, crack-free samples exhibit a spotty texture beneath the surface (Fig. 2 b). Between In_xGa_{1-x}N compliance layer compositions of *x* > 0.01 and *x* < 0.09 the density of crack-free segments varies between 10⁵ and some 10⁶ cm⁻¹ for samples grown on GaN template layers. The crack

density in structures grown on bulk GaN substrate (varying between 10^2 and 10^6 cm^{-1}) is always inferior to the value measured on its counterpart grown on template GaN. Nevertheless, within the surface of one single sample the crack density can vary by a factor of up to ten. Indubitable dependence of the crack density from the indium content in the underlying (Ga,In)N layer is not found in neither case.

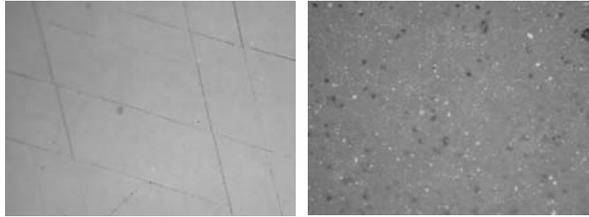


Fig.2 Interference contrast-enhanced $270 \times 180 \mu\text{m}^2$ surface image of a typical cracked (a) and of a crack-free sample (b). In (b) focus is below the surface.

X-ray diffraction spectra of cracked $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ quarter-wave structures grown on template layers are reproduced in Fig. 3 (a). For bulk GaN substrate see Fig. 3 (b). With exception of sample 1147, higher peak-to-valley intensity ratios between diffraction fringes are observed in the sample set of Fig. 3 (b), compared to the sample set of Fig. 3 (a). We explain this result by smoother interfaces between the GaN and the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ quarter wave layers, and by greater perfection of their periodicity, both achieved if identical structures are grown on bulk GaN substrate.

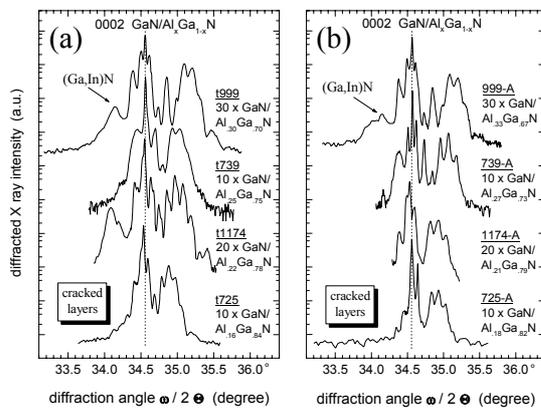


Fig.3 XRD spectra of (Al,Ga)N/GaN mirror and cavity structures grown either on GaN-on-sapphire template layer (a) or on bulk GaN substrate (b).

We note furthermore that $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ structures grown on bulk GaN substrates have in most cases an Al-content (x) that is by 0.01 to 0.03 higher than that of their counterparts grown on GaN template, despite of their identical growth conditions.

Although we do not see any substantial difference between the reflectance characteristics of cracked and crack-free samples, X ray diffraction spectra of crack-free samples show generally lesser-pronounced interference fringes (Fig. 4). Provided a signal originating from the underlying (Ga,In)N compliance

layer is recorded, it is either weak and/or immersed in the shoulder of the 0002 GaN diffraction peak.

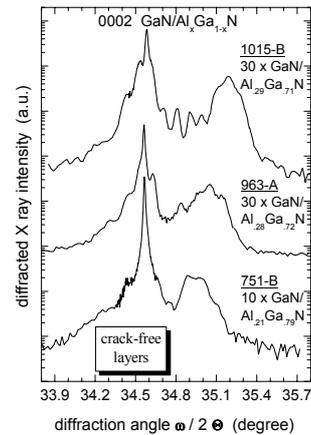


Fig.4 XRD spectra of the symmetric 0002 diffraction peak of periodic and crack-free (Al,Ga)N/GaN mirror and cavity structures grown on bulk GaN substrate.

TEM investigation unveils the presence of voids underneath the periodic $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ mirror structure within the (Ga,In)N compliance layer. We therefore suggest that the overgrowth of these voids (supposedly formed upon anneal of the compliance layer) plays a key part in the mechanism of stress relaxation [3] leading to the successful suppression of cracks.

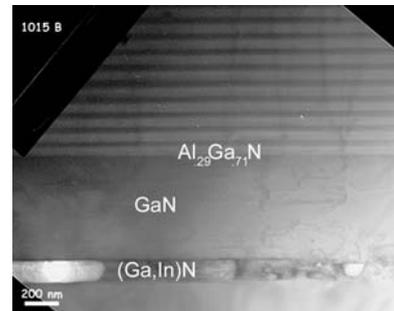


Fig.5 Cross-section TEM image of the (Ga,In)N compliance layer, of a subsequently grown GaN layer and of first ten $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ quarter wave layers.

In conclusion the use of bulk GaN substrates influences favorably optical and structural properties of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ -based Bragg mirrors and micro-cavities. X-ray diffraction experiments suggest higher mirror perfection in terms of lower interface roughness and better reproduction of the mirror periodicity if grown on bulk substrate. The crack density in identical structures grown on GaN template layers and on bulk GaN substrates is found lower on bulk. If void formation within an underlying (Ga,In)N layer is engendered, crack formation can be fully suppressed.

- [1] G. Malpuech, A. Kavokin, *et al.*, Appl. Phys. Lett. **81**, 412 (2002).
- [2] I. Grzegory, Mater. Sci. Eng. B **82**, 30 (2001).
- [3] J.M. Bethoux, P. Vennéguès, *et al.*, J. Appl. Phys. **94**, 6499 (2003).

Квантовые поправки к продольной и холловской проводимости 2D-электронного газа в двойных квантовых ямах GaAs/n-InGaAs/GaAs в области перехода от диффузионного к баллистическому режиму

Ю. Г. Арапов¹, С.В.Гудина¹, В. Н. Неверов^{1,2}, Г. И. Харус¹,
Н. Г. Шелушина¹, М.В.Якунин¹, С.М.Подгорных¹,
Б.Н.Звонков³, Е.А.Ускова³

¹Институт физики металлов, 620219, Екатеринбург, ул.С.Ковалевской, 18.

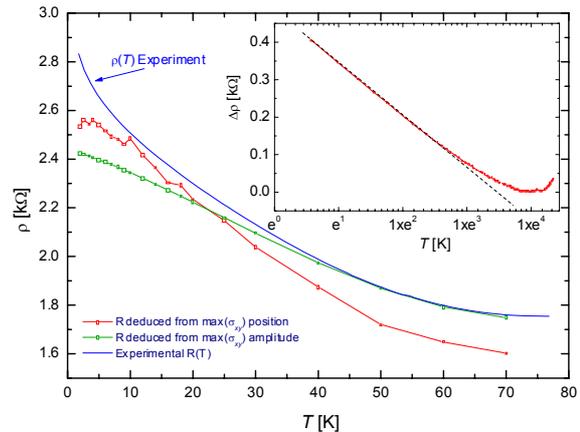
²Уральский госуниверситет 620083, Екатеринбург, пр. Ленина, 51.

³НИФТИ, НГУ, 603600, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, корп.3.

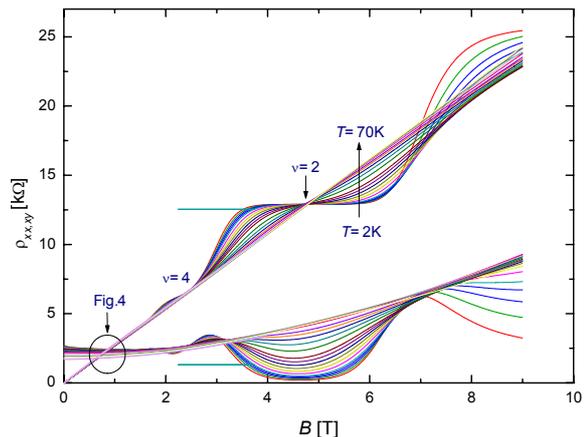
Введение. Согласно теории квантовых поправок (ТКП) [1] эффекты слабой локализации (СЛ) и ее-взаимодействия (ЭЭВ) в диффузионном режиме ($k_B T \tau / \hbar \ll 1$) приводят к логарифмически расходящимся при $T \rightarrow 0$ поправкам диэлектрического типа ($d\sigma/dT > 0$) к продольной проводимости σ_{xx} . К холловской проводимости σ_{xy} поправки $\Delta\sigma_{xy}^{ec} = 0$. Для 2D-систем с высокими τ уже при $T \approx 4.2$ К происходит переход в баллистический режим - $k_B T \tau / \hbar \gg 1$. Что произойдет при этом с требованием ТКП $\Delta\sigma_{xy}^{ec} = 0$? В последнее время интерес к теоретическому [3-5] и экспериментальному [6-8] исследованию баллистического режима сильно возрос. Однако основная часть работ посвящена исследованию σ_{xx} . Исследованию поправок в ρ_{xy} уделяется гораздо меньше внимания [6]. Только в одной работе [6] заостряется внимание на вопросе о судьбе утверждения $\Delta\sigma_{xy}^{ec} = 0$ в баллистическом режиме и определении температуры перехода из диффузионного режима в баллистический.

В этой работе мы сообщаем об исследовании КП от ЭЭВ как в σ_{xx} , так и в ρ_{xy} и R_H . Мы использовали образцы с ДКЯ n-InGaAs/GaAs с $n_s = 2.27 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu_n = 0.8 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{Вс}$ при $1.8 < T < 77 \text{ К}$ и $0 < B < 9.0 \text{ Т}$. Параметр $k_B T \tau / \hbar = 0.1 \div 3.0$ (баллистический режим). $n_s > n_c$ соответствует «металлической» стороне перехода М-Д [2]. При этом, однако, $\rho_{xx}(T)$ имеет «диэлектрический» характер (см. рис.1). Определено значение $k_B T \tau / \hbar$, при котором происходит переход от диффузионного режима к баллистическому. Теория дает значение 0.1.

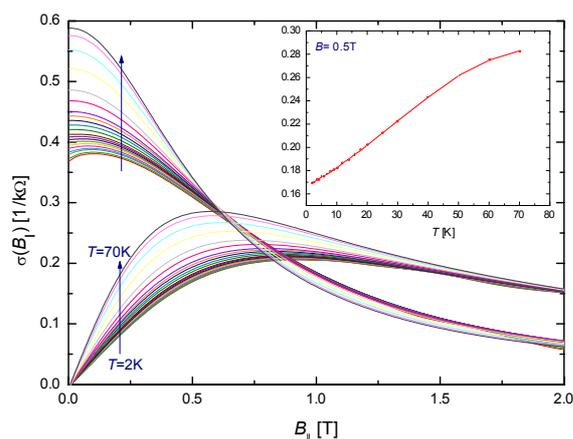
Экспериментальные результаты и их обсуждение. На рис.2 представлены $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ в перпендикулярном магнитном поле (B_{\perp}). Из анализа ШГ осцилляций и «плато» КЭХ определены n_s и ($m^* = 0.058 m_0$). Положение «плато» на $\rho_{xy}(T)$ и минимумов $\rho_{xx}(T)$ по B не зависит от T . Т.о., n_s также от T не зависит. В области слабых B_{\perp} ($\omega_c \tau < 1$) наблюдается ОМС. В поле $B_{кр}$ при $T < 4.0 \text{ К}$ все $\rho_{xx}(T)$ пересекаются в одной точке (T_{ind} . точка). При $T > 4.0 \text{ К}$ T_{ind} размы



вается. Причины этого эффекта обсуждаются ниже. На рис. 3 приведены $\sigma_{xx}(B, T)$ и $\sigma_{xy}(B, T)$ в полях $B_{\perp} = 2.0 \text{ Т}$. Видно, что $\sigma_{xy}(B)$ в при $\omega_c \tau \leq 1$ сильно зависит от T (см. вставку). На рис.4 представлены экспериментальные и теоретические $R_H(B, T)$, а на вставке рис.4 – $\Delta R_H(T) / R_H$.



1. Сопротивление в $B=0$. С чем связан «диэлектрический» ход $\rho_{xx}(T)$ в $B=0$ при $1.8 < T < 70 \text{ К}$ (рис.1)? Это неожиданный результат для «металлической» стороны перехода МД ($n > n_c$, $k_F l_e = 5.3$) [2]. Для $k_B T \tau / \hbar > 0.1$ наиболее известны две модели «диэлектрического» поведения проводимости: (i) модель T-зависимого экранирования далее модель GD и SH [3,4]; (ii) модель слабого взаимодействия при $|F_0^{\sigma}| < 0.25$ также предсказыва



ет локализацию, далее модель ZNA [5].

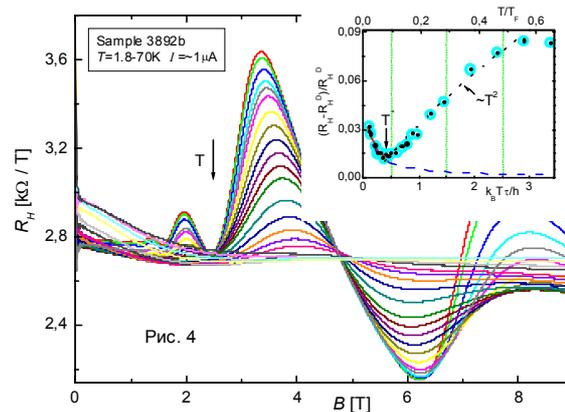
Мы считаем, что $\rho(T)$ для наших образцов описывается тремя вкладками, а именно:

$$\rho(T) = \rho_D(T) + \delta\rho_{WL}(T) + \delta\rho_{eei}(T), \quad (1)$$

где $\rho_D(T)$ – зависящее от T друдевское сопротивление, $\delta\rho_{WL}(T)$ и $\delta\rho_{eei}(T)$ – КП к $\rho(T)$ от СЛ и ЭЭВ, соответственно. Из анализа $\sigma_{xy}(B, T)$ (рис.3) найдена $\rho_D(T) = \sigma_D^{-1}(T)$ (см.п.2). Вычтя из $\rho_{\text{экс}}(T)$ найденную $\rho_D(T)$, мы определили из соотношения (1) $\Delta\rho(T) = \delta\rho_{WL}(T) + \delta\rho_{eei}(T)$ (см. вставку на рис. 1). Видно, что $\Delta\rho(T)$ до $T^* \approx 14\text{K}$ имеет $\ln T$ характер. Т.о., «диэлектрический» ход $\rho(T)$ в $B=0$, по-крайней мере до $\sim 14\text{K}$, частично связан с КП от эффектов СЛ и ЭЭВ. Коэффициент перед $\ln T$ равен $(\alpha + 1 + 3/4\lambda)$. Для данного образца наклон равен 1.73. Анализ $R_H(T)$ (см. п.3) позволил разделить вклады от СЛ и ЭЭВ и определить значения параметров α , ρ , λ и F_0^σ . «Диэлектрический» ход $\rho_D(T)$, на наш взгляд, можно объяснить в рамках модели GD и SH.

2. Магнитосопротивление. На рис. 3 видно, что $\sigma_{xy}(B, T)$ при $\omega_c\tau \leq 1$ сильно зависит от T – максимум σ_{xy} с ростом T сдвигается в более слабые поля, а значение $\sigma_{xy}(B, T)$ в максимуме растет (на вставке $\sigma_{xy}(B, T)$ в $B=0.5\text{T}$). Из соотношений Друде мы определили как $\sigma_D(T)$, так и $\mu_n(T)$ (см. рис.1). Само появление $\sigma_{xy}(T)$ в магнитном поле после $T > 4.2\text{K}$ свидетельствует о переходе в баллистический режим Аналогичное утверждение для 2D-структур GaAs/AlGaAs высказано и в работе [6].

3. Константа Холла. Экспериментальная зависимость $\Delta R_H(T)/R_H$ имеет немонотонный характер – при $T^* \approx 8\text{-}9\text{K}$ ($k_B T^* \tau / \hbar \approx 0.3$) наблюдается минимум. При $T < T^*$ $\Delta R_H(T)/R_H \sim \ln T$, а при $T > T^*$ $\sim T^2$. Согласно ТКП в диффузионном режиме только ЭЭВ дает вклад в $R_H(B, T)$. При этом $\Delta R(T)/R_H \sim \ln T$ [1]. В соответствии с моделью ZNA [5], характер $\Delta R_H(T)/R_H$ изменятся с $\sim \ln T$ для диффузионного режима на $\sim 1/T$ в баллистическом. При этом знак поправки зависит от значения F_0^σ . $R_H(T)$ будет либо уменьшаться, либо увеличиваться, стремясь к константе Холла R_H^D ($R_H(T=0)$). Известно, что из наклона зависимости $\ln T$ можно определить $(1 + 3/4\lambda)$ [8] и далее F_0^σ . Для образца



3982b F_0^σ получилась равной -0.28 . С этим значением F_0^σ мы построили зависимость $\Delta R_H(T)/R_H$ согласно теории ZNA [5] – на вставке рис.4 она представлена штрих-пунктирной линией. Видно, что теория ZNA хорошо описывает экспериментальные данные только при $T < T^*$, т.е. в диффузионном режиме, а при $T > T^*$, в баллистическом режиме, для которого она и создана, наблюдается не только количественное, но и существенное качественное отличие. Об аналогичном расхождении сообщается и в работе [7].

Недавно Дас Сармой и Хвангом [4], в рамках их модели предложено описывать $R_H(T)$ зависимостью от температуры Холл-фактора $r_H(T) = \langle \tau(T)^2 \rangle / \langle \tau(T) \rangle^2$, где $\tau(T)$ определяется зависимостью от T диэлектрической проницаемости [3,4]. Для описания наших экспериментальных данных в области высоких T , в баллистическом режиме, мы воспользовались теорией SH [4], которая пресказывает квадратичную зависимость Холл-фактора от температуры: $r_H \sim 1 + \pi^2/3 (T/T_F)^2$. Следует отметить, что на $\Delta R_H(T)/R_H$ граница перехода от диффузионного режима к баллистическому ($k_B T^* \tau / \hbar \approx 0.3$) наблюдается гораздо лучше, чем на зависимости $\rho(T)$ в $B=0$.

Значение параметра $T^*/T_F \approx 0.1$, однако, отличается от теоретического (модель SH) $T^*/T_F \approx 1.0$.

Выводы. Впервые наблюдаемый переход от диффузионного к баллистическому режиму для n-InGaAs/GaAs происходит при $k_B T \tau / \hbar = 0.3$.

Работа поддержана РФФИ: №04-02-16614, 05-02-16206, программа Президиума РАН “Низкоразмерные наноструктуры”, CRDF и МО РФ Y1-P-05-14 (Ek-005 [X1]), грант УрО РАН для молодых ученых.

- [1] Lee P.A. et al., Rev.Mod.Physics, **57**, 287 (1984).
- [2] Abrahams E., et al., Rev.Mod.Physics, **73**, 251 (2001).
- [3] Gold A., et al., Phys.Rev.B, **33**, 1076 (1986); Das Sarma S., et al., Phys. Rev.B, **61**, R7838 (2000).
- [4] Das Sarma S., et al., Cond-mat/0412670.
- [5] Zala G., et al., Phys.Rev.B, **64**, 214204 (2001). Phys.Rev. B, **65**, R02201 (2002).
- [6] Renard V.T., et al., Cond-mat/0412311.
- [7] Gao X.P.A., et al., Cond-mat/0411391.
- [8] Senz A., et al., Phys. Rev. Lett., **85**, 4357 (2000).

Электронный транспорт в гетероструктурах с квантовыми ямами, легированных мелкими донорами

В.Я. Алешкин, Л.В. Гавриленко, А.А. Дубинов.
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
e-mail: aritany@ipm.sci-nnov.ru

Состояния мелких примесей в полупроводниках многообещающий объект с точки зрения получения лазерной генерации в дальнем инфракрасном диапазоне. Стимулированное излучение наблюдалось в одноосно деформированном р-Ge для дырочных переходов между резонансным и основным состояниями [1]. Возможным механизмом возникновения инверсии населенностей является выбивание электронов из основного состояния примеси за счет ударной ионизации в электрическом поле.

В данной работе проведено моделирование примесного пробоя в квантовой яме GaAs/AlGaAs в электрическом поле, направленном вдоль слоя КЯ. Для этого методом Монте-Карло рассчитывалась функция распределения для электронов в подзонах размерного квантования. Для нахождения концентрации электронов на нижнем примесном уровне и в первой подзоне решались уравнения баланса, где учитывались процессы Оже рекомбинации, ударной ионизации и испускания оптических фононов. В результате моделирования была обнаружена возможность получения инверсии населенностей между 1s донорным уровнем и дном первой подзоны. Выявлены условия, необходимые для возникновения инверсии.

Превышение вероятности заполнения донорного состояния (1s) над вероятностью заполнения состояний в первой подзоне достигается при приложении электрического поля и рассеянии на РО-фононах, вследствие чего функция распределения имеет существенно неравновесный вид.

1. Моделирование примесного пробоя

Расчеты проводились для квантовой ямы $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ толщиной 200 Å, содержащей δ-легированный слой на расстоянии 50 Å от гетерограницы. Функция распределения $f(k)$ рассчитывалась с помощью метода Монте-Карло для одиночной квантовой ямы, в электрическом поле, направленном вдоль слоя квантовой ямы, при температуре жидкого гелия. Учитывались переходы носителей между тремя нижними подзонами, так как в электрических полях до 1000 В/см более высокие подзоны не заполнены. Мы принимали во внимание рассеяние на акустических (ДА и РА) и оптических (РО) фононах. Кроме того было учтено рассеяние на заряженных примесях.

При расчете функции распределения предполагалось, что темп и внутриподзонных и межподзонных переходов электронов намного боль-

ше, чем темп переходов с участием примесных уровней, и что существование примесных уровней почти не влияет на форму функции распределения электронов по энергии. Такое предположение справедливо при не слишком большой концентрации легирующей примеси. Обмен с примесными состояниями (ударная ионизация, оже-захват, фононные механизмы рассеяния) определяет лишь заселенность примесных состояний и полное число электронов в подзонах. Абсолютные значения функций распределения и концентрации электронов в подзонах и примесных состояниях можно найти из стационарного уравнения баланса частиц.

$$(N_D - N)(a v_{opt} + a^2 v_{Auger}) - a N v_{imp} = 0$$

$$N + \frac{a}{(2\pi)^2} \int f(\vec{k}) d^2 k = N_D, \quad (1)$$

где a нормировочный коэффициент для функции $f(k)$, N – концентрация электронов на 1s донорном уровне, N_D – концентрация доноров в δ-легированном слое, v_{opt} , v_{Auger} , v_{imp} – соответственно частоты рассеяния на РО-фононах, Оже-рекомбинации и ударной ионизации с участием 1s состояния примеси. При решении уравнений баланса находятся населенность 1s состояния N и $af(\varepsilon)$ – вероятность того, что состояние непрерывного спектра первой подзоны с энергией ε занято электроном. Инверсия населенностей существует при условии $\max(af(\varepsilon)) > N/N_D$.

2. Механизмы рассеяния с участием 1s состояния донора.

Электрон из первой подзоны может перейти на уровень донора с испусканием РО-, ДА- и РА-фононов, а также в результате Оже рекомбинации. Частоты рассеяния на акустических фононах пренебрежимо малы в сравнении с частотой испускания РО-фонона [2]. Мы вычисляли частоту рассеяния на РО-фононах, используя метод, описанный в работе [3].

При низких температурах ударная ионизация становится основным процессом, ионизирующим примесные состояния. Мы вычислили вероятность ударной ионизации и Оже-рекомбинации для 1s состояния донора и первой подзоны размерного квантования в борновском приближении. Матричные элементы для электрон-электронного взаимодействия имеют вид:

$$B_{i,j}^{l,m} = \int d^3 r \int d^3 r' \Psi_i(r) \Psi_j(r') \frac{e^2}{\kappa |\vec{r} - \vec{r}'|} \Psi_l^*(r) \Psi_m^*(r') \quad (2)$$

где $\Psi_i(r)$ и $\Psi_j(r')$ – волновые функции электронов в начальных состояниях, $\Psi_l(r)$ и $\Psi_m(r')$ – волновые функции электронов в конечных состояниях. Интегралы в (2) представляют собой двойное преобразование Фурье для кулоновского потенциала, оба тройных интеграла берутся аналитически.

В данной работе не принимались во внимание процессы каскадного Оже-захвата, т.е. захвата электрона в возбужденное состояние примеси с последующим рассеянием его на акустических фононах и переходом в основное состояние. Поскольку рассеяние на акустических фононах намного более медленный процесс, чем Оже-захват и ударная рекомбинация, почти все захваченные в возбужденное состояние электроны будут выбиты обратно в первую подзону при ударной ионизации. Более того, если возбужденное состояние донора все же будет занято, переходы электронов из подзоны в основное $1s$ состояние будут запрещены. Поэтому учет процессов каскадного Оже-захвата только смягчит условия для получения инверсии населенностей.

3. Функция распределения и инверсия населенностей.

Необходимым условием для существования инверсии населенности между дном первой подзоны и $1s$ уровнем является существенно неравновесная функции распределения. Такая функция формируется в присутствии электрического поля в результате процессов рассеяния на оптических фононах, возвращающих электроны, достигшие определенной энергии, на дно первой подзоны. На рис. 1 представлены рассчитанная нами функция распределения электронов по энергиям в сравнение с максвелловской функцией распределения. Средние энергии электронов для обеих функций совпадают.

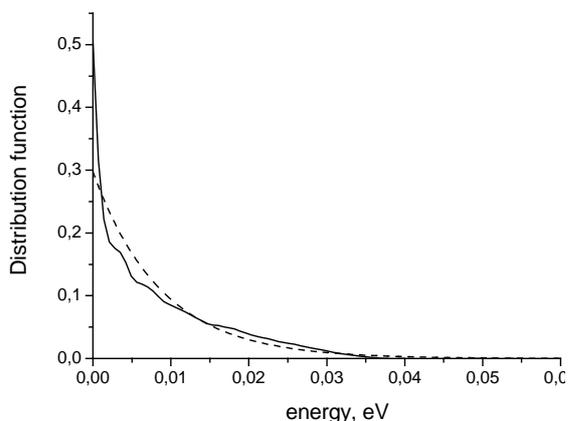


Рис. 1 Сравнение неравновесной функции распределения (сплошная линия), и максвелловской функции распределения (пунктир) построенных для одинаковых средних энергиях электронов (8,7 мэВ), $N_D=6 \cdot 10^{10}$, напряженность электриче-

4. Результаты расчетов и обсуждение.

Область существования инверсии населенностей между дном первой подзоны и $1s$ уровнем донора приведена на рис. 3.

Понятно, что в малых электрических полях функция распределения почти равновесная и инверсии населенностей нет. При увеличении электрического поля сначала происходит примесный пробой, а затем возникает инверсия. В сильных электрических полях функция распределения будет сглаживаться и расширяться, т.к. увеличится область энергий на дне подзоны, куда возвращаются электроны после испускания РО-фонона.

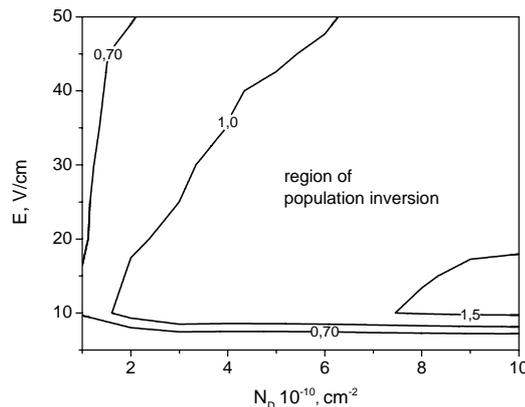


Рис. 2 Изолинии отношения вероятности заполнения $1s$ состояния донора к вероятности заполнения состояний на дне первой подзоны в зависимости от электрического поля и концентрации доноров.

Так как частота переходов электронов из первой подзоны в $1s$ состояние с испусканием оптических фононов достаточно велика и не зависит от концентрации, частота ударной ионизации пропорциональна концентрации примеси, а частота Оже-рекомбинации – квадрату концентрации, существует некоторый интервал концентраций при которых возникает инверсия населенности (см. Рис.2). Но следует отметить, что при больших концентрациях описанный выше метод расчета функции распределения не применим, поэтому наша модель не дает ограничения сверху на область инверсии по концентрации примеси.

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 04-02-17178), МНТЦ (22-93). А.А. Дубинов выражает благодарность Фонду содействия отечественной науке.

[1] I. V. Altukhov, M. S. Kagan et al, JETP **88**, 514 (1999).
 [2] V. Ya. Aleshkin, L. V. Gavrilenko Proc. 11th Phonons Scattering in Condensed Matter, St. Petersburg, Russia 2004.
 [3] V. Ya. Aleshkin, L. V. Gavrilenko, JETP **98**, 1340 (2004).

Исследование слоев GaAs на релаксированном буфере InGaAs методом комбинационного рассеяния

А.В. Антонов¹, Л.В. Гавриленко¹, Ю.Н. Дроздов¹, А.А. Дубинов¹,
Б.Н. Звонков².

¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

² НИФТИ, Нижегородский государственный университет, Нижний Новгород, Россия

e-mail: aritany@ipm.sci-nnov.ru

Одним из приемов в современной эпитаксиальной технологии является использование релаксированных буферных слоев в качестве новой подложки с измененным периодом решетки [1,2]. Этот прием позволяет снять ограничения на период решетки подложки, обусловленные малым числом технологически освоенных монокристаллических подложек. Свойства слоев при этом сильно зависят от буфера и в настоящее время слабо изучены. Это, в частности, относится и к упруго-напряженным слоям GaAs на подложке GaAs с буфером InGaAs.

В настоящей работе методами комбинационного рассеяния света (КРС) и рентгеновской дифрактометрии (РД) исследованы тонкие слои GaAs (0,05 мкм), выращенные методом металлоорганической газофазной эпитаксии на частично релаксированном буфере $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ толщиной 0,2 мкм при нескольких значениях x (0,05; 0,1 и 0,15) на подложках GaAs(001). По результатам наших исследований тонкие слои GaAs на релаксированном буферном слое InGaAs растут псевдоморфно.

1. Техника эксперимента

Образцы возбуждались лазером с длиной волны $\lambda=532$ нм при $T=300\text{K}$. Спектры рамановского рассеяния снимались в геометрии рассеяния назад, так как материал GaAs непрозрачен для света такой длины волны. Глубина проникновения излучения в материал составляла около 100 нм. Поэтому мы видели пики, соответствующие LO фононам только верхнего слоя – деформированного GaAs. Что касается TO-фононов, в такой геометрии рассеяния они запрещены. Спектры КРС снимались с помощью спектрометра ДФС-52. Следует отметить, что по полученным спектрам мы можем судить только о положении линий КРС, но не о ширине, так как уширение линий в нашем случае связано не столько с конечным временем жизни фононов и с неоднородными уширениями, сколько с довольно большой шириной линии возбуждающего лазера (3 см^{-1}).

Рентгеновские дифракционные спектры регистрировали на приборе ДРОН-4 с монохроматором Ge(400) на $\text{CuK}\alpha_1$ -излучении.

2. Результаты эксперимента.

На рис. 1 приведены пики, соответствующие рассеянию света на LO-фононах в слое деформированного GaAs для образцов, отличающихся содержанием In (x) в буферном слое $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Пики аппроксимированы функцией Лоренца. Видно, что при увеличении x частота LO-фонона уменьшается.

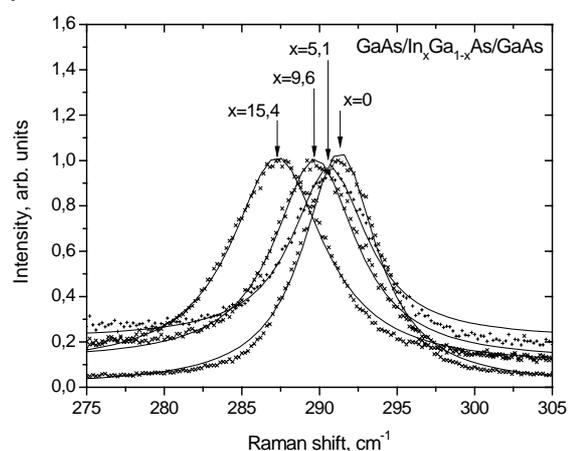


Рис. 1. Спектры КРС (крестики) в слое GaAs (0,05 мкм), выращенного на буферном слое $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при разных значениях x . Сплошные линии – аппроксимация лоренцевской функцией.

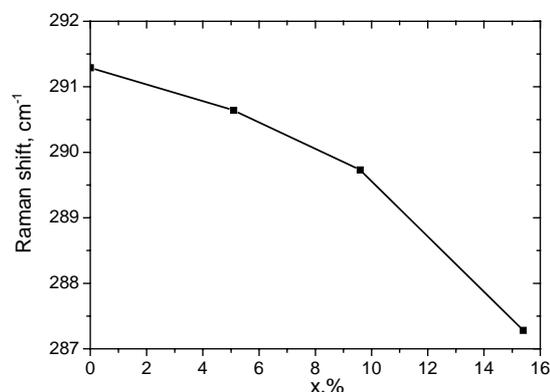


Рис. 2. Положение пика КРС как функция от концентрации In в буферном слое $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Экспериментальные точки соединены отрезками прямых для улучшения восприятия.

Таблица 1.

№	КРС - данные		РД
	ν , см ⁻¹	$\Delta V/V$	$\Delta V/V$
1	290,8 ± 0,2	0,0012 ± 0,0005	0,0005
2	289,9 ± 0,2	0,0035 ± 0,0005	0,003
3	287,5 ± 0,2	0,0097 ± 0,0007	0,007

На рис. 2 показано смещение пиков, соответствующих LO-фонону в GaAs, в зависимости от состава буфера. Точка $x=0$ получена для чистой подложки GaAs без слоев. В таблице 1 приведено положение пика КРС и оценки деформации объема $\Delta V/V$ элементарной ячейки GaAs-слоя.

Оценки деформации по спектрам КРС проведены в предположении того, что сдвиг частоты связан в основном с изменением объема элементарной ячейки [3]:

$$\frac{\nu_0}{\nu} = \left(\frac{V}{V_0} \right)^\gamma, \quad (1)$$

где ν_0 – частота LO-фонона в недеформированном GaAs, ν – частота LO-фонона в деформированном материале, V_0 и V – объемы недеформированной и деформированной элементарной ячейки соответственно. Использован параметр Грюнайзена $\gamma=1,34$ [4].

Так как объем деформированной элементарной ячейки $V = V_0 + \Delta V$, то $\Delta V/V = V/V_0 - 1$. Значения этой величины указаны в колонке $\Delta V/V$ (КРС).

В спектрах РД пик от тонкого слоя GaAs не регистрируется на фоне пика подложки, но удастся определить параметры буферного слоя, в частности, пластическую релаксацию в плоскости гетероперехода, ϵ_p относительно подложки GaAs. С этой целью регистрировали пики (004) и (404) подложки и буфера, как это описано в работе [5]. Метод расчета см. в [6].

Если слой GaAs растет когерентно (псевдоморфно) на буфере, то его упругая деформация и будет равна этой величине $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_p$, в приближении изотропной релаксации. Поскольку $\Delta V/V = \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}$, а z-компонента упругой деформации слоя $\epsilon_{zz} = -2\epsilon_{xx} C_{12}/C_{11}$, то $\Delta V/V \approx 1,1 \epsilon_{xx}$. Эта величина для исследованных слоев приведена в таблице в колонке РД.

Величина случайной погрешности составляет $5 \cdot 10^{-4}$. Видно, что оценки по данным КРС и РД достаточно хорошо согласуются, и в первых двух случаях не выходят за пределы случайных погрешностей, что может служить подтверждением псевдоморфного характера роста слоя GaAs на релаксированном буфере.

Таким образом, исследование подтвердило, что тонкие слои GaAs на релаксированном

буферном слое InGaAs растут псевдоморфно и упругие деформации слоев могут быть измерены по сдвигу пика комбинационного рассеяния.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №04-02-17046. А.А. Дубинов выражает благодарность Фонду содействия отечественной науке.

- [1] Ю.Б.Болховитянов, О.П.Пчеляков, Л.В.Соколов и др. ФТП, т.37, вып. 5, с.513 (2003).
- [2] А.Е.Жуков, А.Р.Ковш, С.С.Михрин и др. ФТП, т.37, вып. 9, с 1143 (2003).
- [3] В.А. Гайслер, О.А. Кузнецов, И.Г. Неизвестный и др. ФТТ, т.31, вып. 11, с.292 (1989).
- [4] S.S Mitra, O.Brafman, W.B. Daniels, and R.K. Crawford, Phys.Rev. **186**, 942 (1970).
- [5] В.М. Данильцев, З.Ф. Красильник, Л.Д. Молдавская и др. Поверхность, РСНИ, №5, с.22 (2003).
- [6] Ю.Н. Дроздов. Изв. РАН. Сер. физ., т.69, №2, с.266.

Правила отбора для переходов между магнитными подзонами в сильном магнитном поле

М.И. Гареев, В.Я. Демиховский

ННГУ им.Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина 23, Н.Новгород, Россия
e-mail: demi@phys.unn.ru, maxgareev@rambler.ru

Задача о квантовых состояниях блоховских электронов в кристалле, помещенном в сильное магнитное поле, обычно рассматривается в модели простой решетки, содержащей один атом в элементарной ячейке. В настоящей работе мы рассматриваем магнитные блоховские состояния в кристалле со сложной решеткой, содержащей два не симметрично расположенных атома. Эта проблема актуальна, поскольку в будущих экспериментах в сверхсильных магнитных полях предполагается использовать кристаллы, имеющие большой период решетки. Получена система уравнений Харпера для сложной решетки, исследуется симметрия энергетического спектра и волновых функций относящихся к различным магнитным подзонам. В дипольном приближении найдены также правила отбора для переходов между магнитными подзонами.

Рассматривается модель кристалла с элементарной ячейкой, содержащей два атома различного сорта (см. рис.1). Считается, что атомные волновые функции относятся к S -типу. В таком кристалле из-за отсутствия пространственного центра инверсии, а также из-за нарушения симметрии к замене знака времени энергия в магнитных подзонах не симметрична

относительно замены знака квазиимпульса $E(\mathbf{k}) \neq E(-\mathbf{k})$ [1,2].

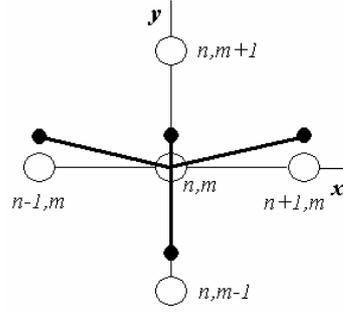


Рис.1. Две подрешетки и связи между атомами различного сорта

Для системы изображенной на рис.1 получено уравнение Харпера описывающее квантовые состояния блоховских электронов в сложной решетке в сильном магнитном поле, которое представляет из себя систему двух линейных уравнений (1а, 1б). В работе [3] изучались квантовые состояния в кристалле, состоящем из двух одинаковых подрешеток. Эти уравнения решались при различных значениях магнитного потока через элементарную ячейку.

$$t_x^{(1)} (e^{ik_x a} e^{\frac{2\pi p m}{q}} g_{n+1} + e^{-ik_x a} e^{-\frac{2\pi p m}{q}} g_{n-1}) + (\varepsilon_0^{(1)} - \varepsilon + 2t_y^{(1)} \cos(2\pi \frac{p}{q} n + k_y a)) g_n =$$

$$= f_{n-1} t_L e^{i(k_y d_y - k_x a)} + f_{n+1} t_R \cdot e^{i(k_y d_y + k_x a)} + f_n e^{ik_y d_y} (t_D e^{-ik_y a} e^{\frac{2\pi i p n}{q}} + t_U) \quad (1a)$$

$$t_x^{(2)} (e^{ik_x a - 2\pi \frac{p d_y}{q a}} e^{\frac{2\pi p m}{q}} f_{n+1} + e^{-ik_x a + 2\pi \frac{p d_y}{q a}} e^{-\frac{2\pi p m}{q}} f_{n-1}) + (\varepsilon_0^{(2)} - \varepsilon + 2t_y^{(2)} \cos(2\pi \frac{p}{q} n + k_y a + 2\pi \frac{p d_x}{q a})) f_n =$$

$$= g_{n+1} t_L^* e^{-i(k_y d_y - k_x a)} + g_{n-1} t_R^* \cdot e^{-i(k_y d_y + k_x a)} + g_n e^{-ik_y d_y} (t_D^* e^{ik_y a} e^{\frac{2\pi i p n}{q}} + t_U^*) \quad (1б)$$

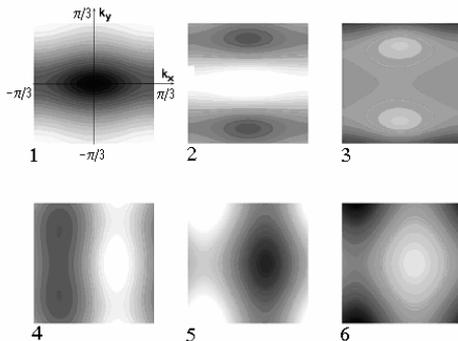


Рис.2. Изоэнергетические поверхности в магнитных подзонах.

Так на рис.2 показаны сечения энергии в шести различных подзонах при $p/q = 1/3$. Видно, что энергетический спектр не имеет центра инверсии в магнитной зоне Бриллюэна имеющей размеры $-\frac{\pi}{q} < k_x, k_y < \frac{\pi}{q}$.

На рис.3 приведен спектр («бабочка» Хофштадтера) для рассматриваемой модели при $d_y/a = 1/3$. Видно, что характерная структура спектра сохраняется и в сложной решетке, однако, период по магнитному полю (p/q) теперь зависит от положения второй подрешетки. В данном случае он равен трем.

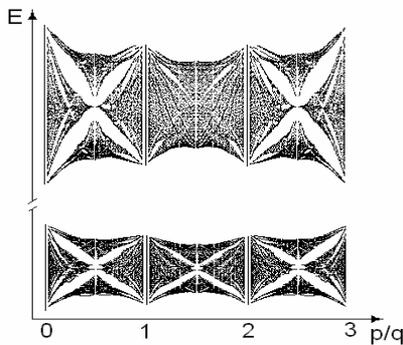


Рис.3. «Бабочка» Хофштадтера для решетки состоящей из двух атомов разного сорта.

С помощью (1а) и (1б) были найдены также коэффициенты разложения волновых функций f_n, g_n и в дипольном приближении исследованы правила отбора между магнитными подзонами.

Как известно, в кристаллах в присутствии статического магнитного поля разрешены внутризонные дипольные переходы с $\Delta n = \pm 1$ и прямые межзонные оптические переходы между состояниями с одинаковыми номерами Ландау, т.е. $\Delta n = 0$. В сильном магнитном поле уровни Ландау размываются в магнитные подзоны. При этом каждое электронное состояние характеризуется волновым вектором, изменяющемся в магнитной зоне Бриллюэна и номером подзоны. В отсутствие центра инверсии огибающие волновых функций двух сортов атомов асимметричны и сдвинуты друг относительно друга в магнитной элементарной ячейке. В результате правила отбора по четности нарушаются и становятся разрешенными переходы между всеми магнитными подзонами. Матричные элементы дипольных внутризонных переходов $W^{f,i}$ пропорциональны

$$\sum_n g_n^{*(f)} \cdot g_n^{(i)} + \sum_n f_n^{*(f)} \cdot f_n^{(i)}, \quad (2)$$

где g_n, f_n – огибающие волновых функций на разных решетках.

На рис.4 представлены результаты расчета $|W^{f,i}|^2$, пропорциональных вероятностям внутризонных переходов между магнитными подзонами при $d_y = 0.2a$, где a – период решетки и $p/q = 1/50$. В таком магнитном поле ширина магнитных подзон экспоненциально

мала. Пунктирной линией показаны переходы из магнитной подзоны с номером $n = 0$ в соседние подзоны в отсутствие второй подрешетки. Видно, что наибольшую вероятность имеют переходы в магнитные подзоны с другой четностью огибающей волновой функции, нежели с $n = 0$.

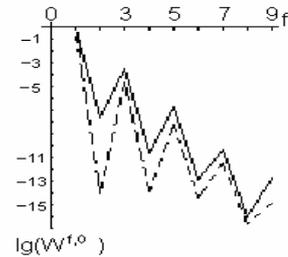


Рис. 4 Вероятности квантовых переходов между магнитными подзонами $p/q = 1/50$.

Сплошной линией показаны те же переходы, но в присутствии второй подрешетки. Различия значительны в основном для ранее неразрешенных переходов, $|W^{f,i}|^2$ которых увеличиваются на несколько порядков.

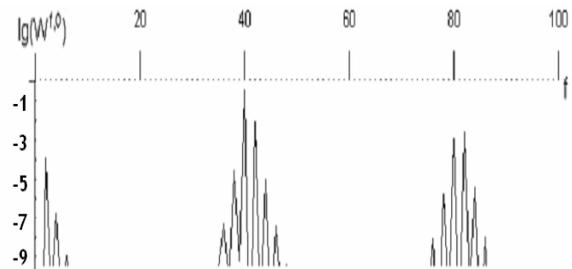


Рис. 5 Вероятности квантовых переходов между магнитными подзонами при $p/q = 21/100$.

На рис.5 показаны переходы $|W^{f,i}|^2$ из магнитной подзоны с номером $n = 0$ в соседние подзоны для $p/q = 21/100$. Заметим, что $p/q \approx 1/5$ и весь спектр состоит из пяти групп подзон по двадцать в каждой. Интересной особенностью является то, что максимумы вероятностей переходов попадают на те энергии, где располагались бы максимумы для $p/q = 1/5$.

В докладе будут рассмотрены также вероятности перехода между магнитными подзонами, лежащими в различных энергетических зонах кристалла.

- [1] V.Ya. Demikhovskii, A.A. Perov, M.I. Gareev, Proc. Int. Conf. “Megagauss X”, Berlin, 2004.
- [2] В.Я. Демиховский, Письма в ЖЭТФ, том 78, вып. 10, с. 1177-1189, 2003
- [3] G.A.Vugalter, A.S. Pastukhov, Journ. Phys. A, 37, 5763, 2004

Антилокализация и спин-орбитальное взаимодействие в напряженных квантовых ямах InAs/InGaAs/GaAs p-типа

А.В.Германенко¹, О.Э.Рут¹, В.А.Ларионова¹, Г.М. Миньков^{1,2},
А.А.Шерстобитов^{1,2}, Б.Н.Звонков³

¹НИИ ФПМ Уральского государственного университета им. А.М.Горького, Екатеринбург, Россия

²Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

³НИФТИ, НГУ им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

e-mail: Alexander.Germanenko@usu.ru

В настоящей работе представлены результаты исследования слабополевого поперечного магнитосопротивления, вызванного влиянием спиновой релаксации на интерференционную квантовую поправку к проводимости, в одиночных квантовых ямах дырочного типа проводимости. Исследования проводились на полевых транзисторах, изготовленных в форме холловских мостиков на основе гетероструктур GaAs/In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs. Толщина слоя In_{0.2}Ga_{0.8}As, формирующего квантовую яму, составляла 10 нм, два легирующих δ-слоя углерода располагались симметрично в барьерах по обеим сторонам квантовой ямы на расстоянии 7 нм для первого типа структур (образцы, изготовленные на основе структур 3855, 3856 и 3857) и 15 нм для второго (образцы, изготовленные из структуры 3951). В структурах первого типа подвижность была равна 5000-7000 см²/В·сек, второго типа - 12000-17000 см²/В·сек. Концентрация дырок при нулевом напряжении на полевом электроде составляла величину равную примерно $p=7 \cdot 10^{11}$ см⁻². Изменением напряжения на полевом электроде в диапазоне -1...+2.5 В удавалось изменять концентрацию дырок в диапазоне $(2-8) \cdot 10^{11}$ см⁻².

Анализ результатов показал, что форма кривой магнитопроводимости (Рис.1) хорошо описывается формулой Иорданского и соавторов [1] только в том случае, если положить, что величина спин-орбитального расщепления спектра пропорциональна третьей степени квазиимпульса, то есть линейный член является пренебрежимо малым. Если проводить аналогию с электронными двумерными системами, в которых кубическое расщепление может быть вызвано только отсутствием центра инверсии в родительских материалах (эффект Дрессельхауза), в то время как асимметрия структуры в направлении роста приводит лишь к линейному расщеплению (эффект Бычкова-Рашбы), то результаты нашего эксперимента казалось бы свидетельствуют о том, что основным механизмом спин-орбитального расщепления спектра является механизм Дрессельхауза. Однако этому противоречит тот факт, что экспериментально найденная из формы магнитопроводимости величина расщепления в структурах близкого дизайна оказывается существенно различной (Рис. 2).

Проведенный нами теоретический анализ спектра размерно квантованной валентной зоны в напряженных слоях InGaAs показал, что основным механизмом расщепления в исследованных структурах является не механизм Дрессельхауза, а механизм Бычкова-Рашбы. Анализ дырочного спектра в рамках модели Латтинжера-Кона показывает, что асимметрия гетероструктуры в направлении роста приводит к спин-орбитальному расщеплению спектра дырок, которое действительно пропорционально третьей степени квазиимпульса, а не первой, как в электронных системах. В рамках этой модели нам удалось хорошо описать концентрационные зависимости величины спин-орбитального расщепления для всех исследованных образцов (см. сплошные кривые на Рис. 2). При этом величина

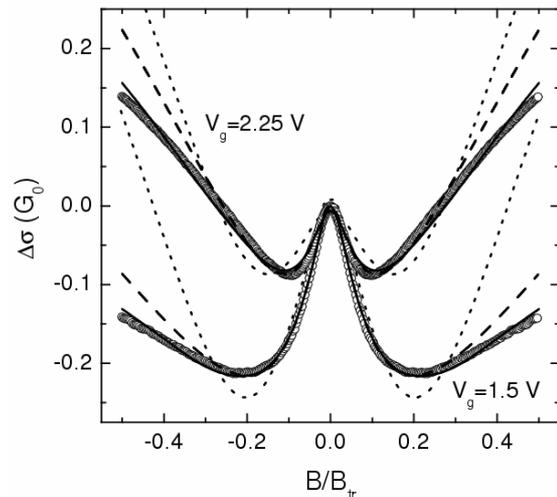


Рис. 1. Магнитопроводимость, как функция магнитного поля, измеренная на структуре 3857 при T=0.44 К для двух напряжений на полевом электроде: $V_g=1.5$ В ($p=8 \cdot 10^{11}$ см⁻²) и $V_g=2.25$ В ($p=5.8 \cdot 10^{11}$ см⁻²). Символы - экспериментальные результаты. Пунктирные и штриховая линии - результаты диффузионного расчета [1], учитывающего соответственно только линейное или только кубическое расщепление спектра по спину. Сплошная линия - расчет [2], учитывающий кубическое расщепление и справедливый за пределами диффузионного режима.

деформационного расщепления спектра валентной зоны, использованная в качестве подгоночного параметра, оказалась равной примерно $2|S| \approx 75-90$ мэВ для разных структур. Такая величина расщепления представляется весьма разумной. Она соответствует рассогласованию постоянных решетки материалов квантовой ямы и барьера на величину (1.2-1.4)%. Это, в свою очередь, соответствует концентрации индия в $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ равной примерно (17-20)%, что практически совпадает с номинальной величиной $x=0.2$.

Следует обратить внимание на интересную деталь. Зависимость расщепления на Рис. 2 близка к $\sim p^{3/2}$, что соответствует k^3 , только при малых значениях концентрации дырок: $p=2 \cdot 10^{11}$ см^{-2} . При больших концентрациях эта зависимость имеет максимум и даже меняет знак (на рисунке не показано). Такое поведение связано со способом изменения концентрации дырок в квантовой яме. Прикладывая напряжение между полевым электродом и двумерным каналом, мы изменяем не только величину квазиимпульса на уровне Ферми, но и потенциальный профиль структуры. Это дает дополнительную концентрационную зависимость величины расщепления, которая, как видно из Рис. 2, может являться весьма существенной. В частности, исчезновение расщепления при некотором значении p означает, что квантовая яма в этом случае эффективно является симметричной.

Использованная нами модель является довольно грубой, поскольку мы использовали Гамильтониан, соответствующий предельно большому деформационному расщеплению. Кроме того, мы не учитывали зависимость величины параметров Латтинжера и деформационного расщепления от координаты в направлении роста структуры. Далее, мы предполагали, что обе границы квантовой ямы являются резкими и абсолютно одинаковыми, что конечно же не соответствует реальности. Учет этих факторов должен повлиять на величину S , которая является в данной ситуации подгоночным параметром, однако, на наш взгляд, не изменит интерпретацию экспериментальных результатов в целом.

Таким образом, мы показали, что механизм Бычкова-Рашбы приводит в напряженных

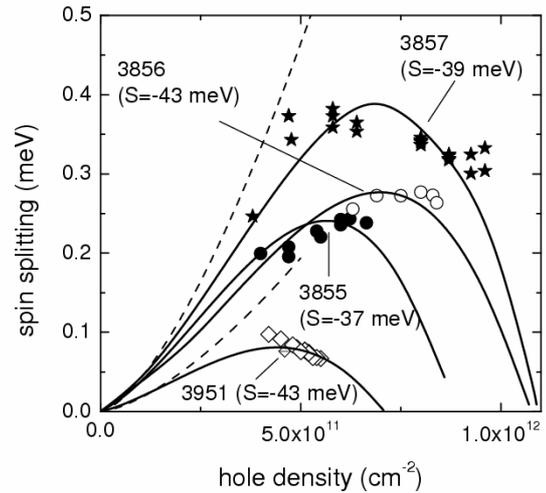


Рис. 2. Зависимость спин-орбитального расщепления спектра от концентрации дырок для различных образцов. Символы - экспериментальные данные, сплошные линии - результат теоретического расчета, описанного в тексте, штриховые линии - закон $p^{3/2}$ для структур 3856 и 3951. В скобках указана величина деформационного расщепления спектра S для каждой из структур.

квантовых ямах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ к кубическому по квазиимпульсу расщеплению спектра дырок. Величина этого расщепления немонотонно зависит от концентрации двумерных дырок, что связано с чувствительностью потенциального профиля квантовой ямы к напряжению на полевым электроде.

Работа поддержана грантами РФФИ 03-02-16150 и 04-02-16626, CRDF (ЕК-005-X1 и Y1-P-05-11) и программой *Физика твердотельных наноструктур*.

[1] Iordanskii, S.V., Lyanda-Geller, Yu.B. and Pikus, G.E. Письма ЖЭТФ, **60**, 199 (1994).

[2] Minkov, G.M., Sherstobitov, A.A., Germanenko, A.V., Rut, O.E., Larionova, V.A. and Zvonkov, B.N. to be published in Phys. Rev. B, **71** (2005).

Свойства силиката эрбия с примесью хрома в пористом кремнии

Е.С.Демидов, В.В.Карзанов, Н.Е.Демидова, И.С.Белорунова, О.Н.Горшков,
М.О.Марычев

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Н. Новгород,
Россия
e-mail: demidov@phys.unn.ru

Силикат иттрия с примесью четырёхвалентного хрома $Y_2SiO_5:Cr$ известен как один из возможных лазерных материалов со сравнительно высокой эффективностью фотолюминесценции (ФЛ) с максимумом 1230 нм [1] в районе наиболее высокой прозрачности систем кварцевой волоконной оптики около 1300 нм. В настоящей работе предпринята попытка синтеза и исследования подобной фазы $Er_2SiO_5:Cr$ с заменой иттрия на изовалентный эрбий в тонких слоях пористого кремния (ПК). Такой вариант привлекателен возможностью трёхканальной излучательной рекомбинации в актуальном для волоконной оптики районе длин волн. Один канал рекомбинации электронов и дырок, как и в обычном ПК, между квантованными уровнями наночастиц кремния в диэлектрическом оксиде кремния. Два других – внутрицентровые переходы в d^2 -оболочке иона Cr^{4+} [1] и $4f^{11}$ – оболочке иона Er^{3+} [1,2]. Ранее [3] сообщалось о результатах формирования фазы форстерита с примесью хрома $Mg_2SiO_4:Cr$ путем пропитки ПК водными растворами солей магния и хрома с последующим отжигом. Такая же простая технология применена и для формирования силиката эрбия с примесью хрома с использованием водных растворов солей Er и Cr. Приводятся данные исследования ФЛ, ЭПР, поперечного транспорта тока в слоях ПК с разным содержанием хрома и эрбия, выращенных на сильно легированных мелкими примесями до уровня $\approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ монокристаллах кремния n- и p – типа, чтобы проследить влияние примесей III и V групп на уровень Ферми в ПК и его свойства. Такие структуры интересны и для изучения дискретного туннелирования сквозь атомы переходных элементов [4].

Слои ПК приготавливались так же, как и в [3]. ПК насыщался хромом или хромом и эрбием пропиткой водными растворами $Er(NO_3)_3$ и CrO_3 с последующими сушкой и окислительным отжигом в печи на воздухе при температурах 700°C и 1000°C в течении 10 мин. Азотнокислый эрбий получался растворением оксида Er_2O_3 в азотной кислоте с её избытком для лучшего растворения оксида. В случае совместного легирования ПК эрбием и хромом эти примеси брались в атомном соотношении 100:1. При легировании только хромом

пропитка происходила в 10% водном растворе CrO_3 .

Спектры ФЛ как на кристаллах со слоем ПК, так и без него регистрировались при комнатной температуре с помощью монохроматора SP-150 (Acton Research Company) и детектора: ФЭУ-62 в "красном", пограничном видимому диапазоне 650-1000 нм или InGaAs в более дальнем ИК диапазоне 1000-1650 нм. Для регистрации сигнала использовался усилитель SR-810 (Stanford Research Systems). Оптическая накачка проводилась аргоновым лазером с длиной волны 488 нм и мощностью излучения 700 мВт или полупроводниковым лазером - 800 нм, 500 мВт. Спектры ЭПР снимались на 3-см спектрометре при 293 К и 77 К. Поперечный транспорт тока изучался при 293 К по статическим ВАХ диодных структур с прослойкой ПК и металлическими индиевыми контактами к кремниевой подложке и ПК как и в [2].

В отличие от [3] результаты с эрбием и хромом в ПК по части формирования диэлектрической фазы, активированной ионами переходных элементов, пока не были столь же успешными. Не было заметной ФЛ с максимумом около 1200-1300 нм, характерной для ионов Cr^{4+} в тетраэдрическом окружении [1], или излучения от переходов в $4f$ -оболочке ионов Er^{3+} [1,2]. Однако, обнаружилось интересное влияние этих примесей на красную ФЛ наночастиц кремния в ПК и известное [5] стимулированное излучение дислокаций с максимумом 1120-1150 нм. Интенсивная красная ФЛ со спектрами на рис. 1, возбуждённая излучением Ar лазера, имела место для ПК как на p^+ , так и на n^+ кремнии.

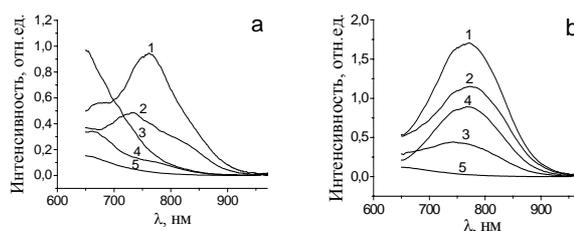


Рис.1. Спектры ФЛ при комнатной температуре слоёв ПК а - на КДБ 0.005, б - на КЭС 0.01; 1 - ПК с Er, отжиг 700°C, 2 - ПК с Er

и Cr, отжиг 700⁰C, 3 - ПК с Er и Cr, отжиг 1000⁰C, 4- ПК, отжиг 700⁰C, 5 - подложка.

Причём, как видно на рис.1, присутствие эрбия и отжиг при 700⁰C приводит к двукратному увеличению интенсивности в ПК на КЭС 0.01 и почти на порядок в ПК на КДБ 0.005. Существенным и сравнимым оказалось влияние в сто крат меньшего количества хрома. Согласно рис.1 хром в 1.5-2 раза подавляет красную ФЛ. Отжиг образцов с ПК при 1000⁰C также подавляет эту люминесценцию, видимо, вызывая исчезновение или уменьшение наночастиц кремния вследствие окисления и, по крайней мере для ПК на кристаллах КДБ с Er и Cr, к сдвигу ФЛ в область более коротких длин волн.

В ИК области ФЛ с максимумом 1120-1150 нм наблюдалась на кристаллах n+ и p+ кремния со слоем ПК и без него. Интенсивность её была в 40 раз больше при возбуждении полупроводниковым лазером с $\lambda=800$ нм по сравнению с аргоновым лазером, $\lambda=488$ нм. Наиболее ярким оно было на кристаллах КЭС 0.01. Как видно на рис.2, введение примесей эрбия и хрома и отжиг при 700⁰C слабо сказывается на высоте пика излучения. Отжиг при 1000⁰C приблизительно в 2 раза ослаблял ФЛ. В случае кристаллов КДБ 0.005 ИК ФЛ была на порядок слабее. Как и в случае красной люминесценции введение в ПК эрбия и отжиг при 700⁰C слегка увеличивал высоту пика, а добавление хрома уменьшало.

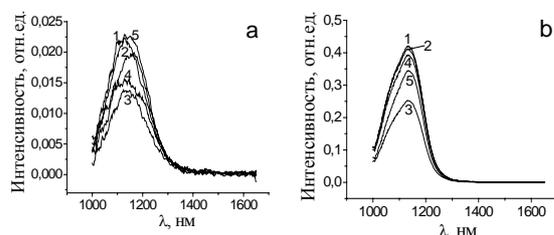


Рис.2. Спектры ФЛ при комнатной температуре слоёв ПК а - на КДБ 0.005, b - на КЭС 0.01; 1 - ПК с Er, отжиг 700⁰C, 2 - ПК с Er и Cr, отжиг 700⁰C, 3 - ПК с Er и Cr, отжиг 1000⁰C, 4- ПК, отжиг 700⁰C, 5 - подложка.

Как и в [3] в отожжённых при 700⁰C образцах ПК на КЭС 0.01 регистрировался анизотропный спектр ЭПР от P_b – центров при комнатной температуре и 77 К. К такому же эффекту приводила пропитка ПК водным раствором азотнокислого эрбия и сушка, но без отжига. Причём спектр P_b – центров появился, как показано на рис.3, даже в ПК на p+ кристаллах КДБ 0.005, чего раньше не наблюдалось. По-видимому, это было вызвано окислительным действием избытка азотной кислоты. В [6] приводятся свидетельства, что этот спектр принадлежит дислокациям в

наноразмерных гранулах кремния в ПК при окислении кремния из-за сильных механических напряжений на границе Si-SiO₂. Большая амплитуда ЭПР P_b – центров в n+ кремнии коррелирует с отмеченной выше более интенсивной ФЛ от дислокаций.

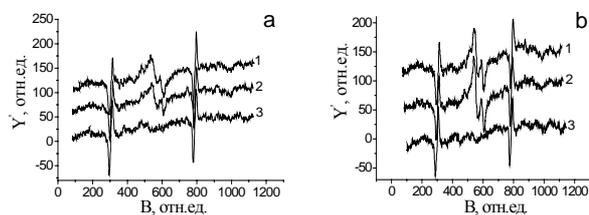


Рис.3. Спектры ЭПР при 77К ПК до отжига; а – на КДБ 0.005, b - на КЭС 0.01; 1 - ПК с Er, 2 - ПК с Er и Cr, 3 - ПК. Две крайние линии с обратной полярностью на всех развёртках – спектр эталона MgO:Mn.

Не заметным было на фоне окислительных процессов и образования большого количества P_b – центров, возникших из-за избытка азотной кислоты, влияние примесей эрбия и хрома на ЭПР ПК. Вероятно, чтобы уменьшить вклад этих центров безизлучательной рекомбинации необходимо применять менее окисляющие растворы.

Результаты поперечного транспорта тока в слоях ПК были подобны таковым в [3]. Введение эрбия привело к снижению электропроводности, что свидетельствует о протекании реакции образования силиката этого элемента. Наблюдались существенно нелинейные вольтамперные характеристики с экспоненциальной зависимостью тока от напряжения, что может свидетельствовать о дискретном туннелировании электронов.

Работа выполнена при поддержке программы "Развитие потенциала высшей научной школы" 2005 г. (проект №4619).

- [1] S. Kück, Appl. Phys, B72, 515 (2001).
- [2] M. Stepikhova, L. Palmesthofer, W. Jantsch, H.J. von Bardeleben, N.V.Gaponenko, Appl. Phys. Letters, 74, N.4, 537 (1999).
- [3] Е.С.Демидов, В.В.Карзанов, Н.Е.Демидова, И.С.Белорунова, О.Н.Горшков, М.В. Степихова, А.М. Шаронов. Матер. совещ. «Нанофотоника 2004», ИФМ РАН, Н.Новгород, 2004, С. 267; ФТТ, 47, №1, 136 (2005)
- [4] Е.С. Демидов, Письма в ЖЭТФ, 71, 513 (2000).
- [5] К.Р.Homewood, M.A.Lourenco, Materialstoday, January, P.34-39 (2005).
- [6] Е. С. Демидов, В. В. Карзанов, Н. Е. Демидова, Матер. совещ. «Нанофотоника 2003», ИФМ РАН, Н. Новгород, Т.1, С. 38 (2003).

Параметрическая генерация разностной моды в полупроводниковом волноводе с металлической решеткой

В. Я. Алешкин, А. А. Афоненко*, А. А. Дубинов

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105

*Белорусский государственный университет, Минск, 220050, Политехническая 29

Несмотря на то, что компактные источники излучения в терагерцовом диапазоне частот очень востребованы в настоящее время для различных применений, количество таких источников мало. На сегодняшний день наиболее значительные результаты достигнуты в области создания квантовых каскадных полупроводниковых лазеров. Однако чрезвычайно сложная зонная схема каскадных структур и высокие требования по контролю параметров сдерживают их распространение и использование. Имеется возможность нелинейной генерации излучения этого диапазона в полупроводниковых волноводах, в которых распространяются одновременно две моды в ближнем ИК диапазоне. Ранее показано, что условие фазового синхронизма можно выполнить, если увеличить скорость нелинейной поляризации путем использования для накачки поперечных мод разного порядка [1] или замедлить разностную моду с помощью плазменного волновода [2] или внедренной в волновод металлической решетки [3].

В настоящей работе исследуется возможность выполнения условия фазового синхронизма в том случае, когда волна на разностной частоте выводится из волновода с помощью специально нанесенной на его поверхность дифракционной металлической решетки. Эффективная генерация достигается вследствие фазового синхронизма между пространственными гармониками, локализованными около решетки, и волной поляризации на разностной частоте. Фазовые скорости пространственных гармоник определяются периодом решетки. Как показали расчеты, наибольшая мощность получается, когда частота генерируемого излучения попадает в область фонованного поглощения материала волновода. В этом случае значительно увеличивается нелинейная восприимчивость полупроводника. При мощности каждой из высокочастотных мод (вблизи длины волны $\lambda = 1$ мкм) 10 Вт в волноводе с шириной 100 мкм и длиной 1 мм мощность генерации разностной волны может быть порядка милливатта в окрестности частоты оптического фона в GaAs ($\lambda \sim 36$ мкм).

Рассмотрим распространение волны в структуре вакуум – дифракционная решетка – планарная полупроводниковая структура. Дифракционная решетка образована металлическими полосками при любом соотношении между шириной полосок и щелей между ними. В случае, когда полупроводниковая структура выра-

жена на плоскости (001), а высокочастотные моды имеют ТЕ-поляризацию и распространяются вдоль направления [110], нелинейная поляризация в GaAs перпендикулярна плоскости слоев и возбуждает на разностной частоте ТМ-моду [1]. Обозначим период дифракционной решетки L , ширину и высоту металлической полосы d и h . Пусть ось z направлена вдоль кристаллографического направления [001], а полосы решетки – вдоль оси y (рис. 1). Для расчета будем использовать метод разложения собственных мод периодической структуры по пространственным гармоникам.

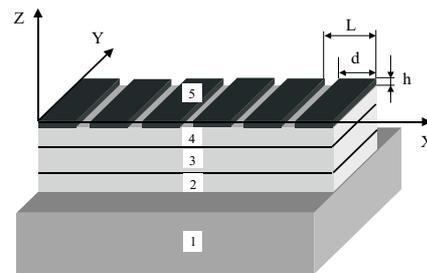


Рис. 1. Схема структуры, предлагаемой для генерации разностной частоты, (указаны номера слоев согласно таблице).

Рассмотрим в отдельности области независимой и зависящей от координаты x диэлектрической проницаемости. Зависимость напряженности магнитного поля генерируемой волны $H_y(z)$ в однородных слоях, в том числе и в свободном пространстве перед дифракционной решеткой, можно представить в виде ряда, аналогичного Фурье. Для численных расчетов ограничим общее количество слагаемых числом M . В области металлической решетки решение представляется аналогично, но гармонические множители заменены собственными функциями периодической металлической структуры, сохраняющими исходную трансляционную симметрию. В каждом слое структуры зависимости $H_{ym}(z)$ представляются в виде частного решения неоднородного уравнения Гельмгольца и суммы парциальных волн с 2-мя неизвестными коэффициентами. При наличии N различных слоев с учетом непрерывности $H_y(z)$ и $(dH_y(z)/dz)/\epsilon(z)$ имеется $2(N-1)$ уравнений, связывающих наборы коэффициентов соседних слоев. Раскладывая уравнения по пространственным гармоникам, получаем $2(N-1)M$ уравнений. Необходимые

для однозначного решения остальные $2M$ уравнений получаются приравнением к нулю коэффициентов перед парциальными волнами, которые неограниченно возрастают при $z \rightarrow \pm\infty$, или описывают входящее извне излучение.

Параметры гетероструктуры, предлагаемой для генерации разностной частоты, в системе GaAs/InGaP приведены в таблице. Волновод для коротковолнового излучения формируется путем заключения узкозонного GaAs в широкозонные эмиттерные слои InGaP с меньшим показателем преломления.

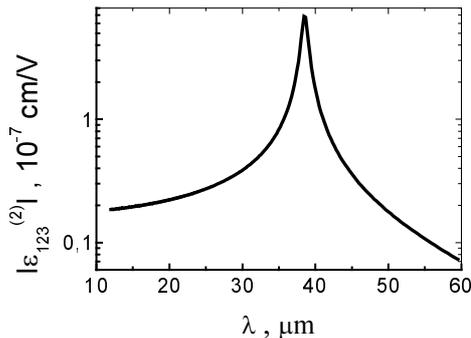


Рис. 2. Зависимость модуля $\varepsilon_{123}^{(2)}$ от длины волны для GaAs.

Природа нелинейной восприимчивости GaAs второго порядка – ангармоничность оптических колебаний, поэтому имеет резонанс восприимчивости при воздействии двух высокочастотных волн большой амплитуды и разницей частот, лежащей в окрестности частоты поперечного оптического фонона. Зависимость нелинейной восприимчивости от частот волн, воздействующих на среду, в полупроводниках A_3B_5 была рассмотрена в работе [4]. На рис. 2 представлен график этой зависимости от частоты разностной волны. Из рисунка видно, что зависимость имеет максимум вблизи частоты оптического фонона, а при увеличении частоты выходит на константу. В максимуме величина нелинейной восприимчивости в 40 раз больше величины восприимчивости на больших частотах, что приведет к значительному увеличению выходной мощности волны на разностной частоте в окрестности частоты оптического фонона, несмотря на большее поглощение этой волны вблизи фононного пика.

Результаты расчетов зависимости мощности от длины волны разностной моды представлены на рис. 3. В расчетах наибольшая длина волны для высокочастотных мод фиксировалась (1 мкм), при этом изменение длины волны разностной моды достигалось за счет изменения длины волны другой высокочастотной моды. Абсолютный максимум, соответствующий –1 порядку дифракции, имеет локальные минимумы вблизи длин волн 28, 32 и 38 мкм из-за фононного поглощения InGaP и GaAs. Кроме нелинейной вос-

приимчивости, увеличенной вблизи фотонного резонанса, росту излучаемой мощности способствует локализация разностной моды в области нелинейного взаимодействия. Плазменный волновод формируется на границе слабо и сильнолегированных полупроводниковых слоев.

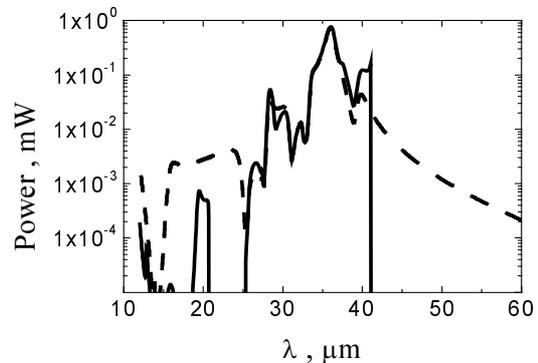


Рис. 3. Зависимость мощности разностной моды от ее длины волны для структуры со следующими размерами: $L_x = 1$ мм, $L_y = 100$ мкм, $d = 0.525L$, $h = 0.2$ мкм. Сплошная кривая соответствует излучению разностной волны при фиксированном периоде решетки $L = 8$ мкм, штриховая – при периоде, равном длине волны нелинейной поляризации.

№ слоя	Материал	Толщина слоя, мкм	Легирование, см ⁻³	Подвижность, см ² /В·с
1.	GaAs	–	$n \cdot 8 \cdot 10^{18}$	2573
2.	InGaP	0.6	$n \cdot 4 \cdot 10^{16}$	1947
3.	GaAs	0.5	$n \cdot 4 \cdot 10^{16}$	5796
4.	InGaP	0.6	$p \cdot 1 \cdot 10^{17}$	40
5.	Au	0.2	–	–

Таким образом, предложенная конструкция полупроводникового диэлектрического волновода с металлической решеткой позволяет получить мощности порядка 1 милливатта в окрестности частот, соответствующих частоте оптического фонона при комнатной температуре. Для получения нелинейной поляризации используются только фундаментальные коротковолновые моды в диапазоне 1 мкм.

Работа выполнена в рамках проектов РФФИ № 04-02-17432, Программы Президиума РАН "Низкоразмерные квантовые структуры", Программы ОФН РАН "Полупроводниковые лазеры" и МНТЦ (№ 2293).

А.А.Дубинов выражает благодарность Фонду содействия отечественной науке.

- [1] Алешкин В.Я. и др. *ФТП*. **35**, 1256, (2001)
- [2] Афоненко А.А. и др. *ФТП*. **38**, 244, (2004)
- [3] Алешкин В.Я. и др. *ЖТФ*. **74**, 92, (2004)
- [4] Flytzanis C. *Phys. Rev. B* **6**, 1264, (1972)

Влияние кинетики МПЭ роста на свойства ансамблей квантовых точек в системах InAs/GaAs и Ge/Si

В.Г.Дубровский^{1,2}, Г.Э.Цырлин^{1,4}, Ю.Г.Мусихин¹, А.А.Тонких^{1,3,4},

Ю.Б.Самсоненко^{1,3}, Н.К.Поляков^{1,3}, В.М.Устинов^{1,2}, Р.Вerner⁴

¹Физико-Технический Институт им. А.Ф.Иоффе РАН, ул.Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия

²Научно-образовательный комплекс «Санкт-Петербургский физико-технический научно образовательный центр РАН», ул.Хлопина д.5/2, Санкт-Петербург, Россия

³Институт Аналитического приборостроения РАН, Рижский пр. 26, Санкт-Петербург, Россия

⁴Max-Planck Institut für Mikrostrukturphysik, Weinberg 2, D-06120 Halle, Germany

Одной из важнейших задач в технологии прямого формирования ансамблей квантовых точек (КТ) в рассогласованных гетероэпитаксиальных системах методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) является управление структурными параметрами ансамблей КТ путем контролируемого изменения условий их выращивания. Эта задача весьма актуальна для практического использования ансамблей КТ в качестве активной области полупроводниковых светоизлучающих приборов [1]. При МПЭ условия выращивания определяются, в основном, температурой поверхности T , скоростью осаждения материала V , эффективной толщиной осажденного материала H_0 и временем экспозиции структуры после остановки роста слоя с КТ. Главными структурными параметрами ансамблей КТ являются их средний латеральный размер L и поверхностная плотность N . Кроме того, структуру КТ можно изменять, осаждавая на поверхность небольшое количество примесей. В настоящей работе излагаются результаты, посвященные исследованию зависимости L и N от V и T при фиксированной толщине осаждения и нулевой экспозиции в системах InAs/GaAs(100) и Ge/Si(100). Рассматривается вопрос о влиянии потока Sb на структурные свойства КТ в системе Ge/Si(100). Для теоретического описания процесса формирования КТ используется кинетическая модель, построенная в [2,3].

Теоретическая модель формирования КТ позволяет рассчитать эволюцию функции распределения во времени при данных энергетических параметрах системы и условиях роста. Модель основана на теории фазовых переходов первого рода, примененной для случая роста по механизму Странского-Крастанова. Метастабильной средой является смачивающий слой (СС) с толщиной $h > h_{eq}$ (h_{eq} – равновесная толщина СС, определяемая балансом упругих и смачивающих сил), а островками новой фазы – КТ. Термодинамической движущей силой фазового перехода является разность упругих энергий в СС и в когерентных островках. Рост островков происходит за счет диффузии атомов из СС в островки, стимулированной разностью упругих

напряжений. На начальном, кинетическом этапе ростового процесса для поверхностной плотности N и среднего латерального размера закритических КТ L_R по окончании стадии релаксации по размерам получены следующие выражения:

$$N = \frac{4}{l_0^2} h_{eq} \frac{T}{T_e} \left(\frac{\ln Q}{Q} \right)^{3/2} \quad (1)$$

$$L_R = \left[\frac{3}{2} l_0^2 d_0 \frac{(H_0 - h_{eq}) T_e}{h_{eq} T} \cot \alpha \theta \right]^{1/3} \left(\frac{Q}{\ln Q} \right)^{1/2} \quad (2)$$

Эволюция во времени среднего размера КТ на стадии релаксации по размерам подчиняется уравнению

$$\frac{t - t_c}{t_R} = \ln \left[\frac{(1+l+l^2)^{1/2}}{1-l} \right] - \sqrt{3} \arctan \left(\frac{2l+1}{\sqrt{3}} \right) + \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \quad (3)$$

В приведенных формулах l_0 есть среднее расстояние между атомами на поверхности, d_0 – высота монослоя (МС), θ – контактный угол островка, $l \equiv L/L_R$. Время $t_c = h_0/V$ есть время выращивания СС критической толщины. Квазиравновесная температура T_e определяется энергетическими параметрами системы и величиной рассогласования решеток [3]. Кинетический параметр

$$Q \propto \frac{1}{VT} \exp \left(-\frac{T_D}{T} \right) \quad (4)$$

убывает с увеличением скорости осаждения V и увеличивается с увеличением температуры поверхности T . Диффузионная температура T_D определяет температурную зависимость диффузии из СС в островки. Время релаксации по размерам

$$t_R = \frac{0.47}{\ln^{1/3} Q} (t_c - t_{eq}) \quad (5)$$

Выражения (1)-(4) показывают, что плотность закритических КТ увеличивается, а их размер уменьшается при увеличении скорости осаждения материала и понижении температуры.

Ростовые эксперименты МПЭ в системе InAs/GaAs(100) проводились при фиксированной эффективной толщине $H_0=2$ МС с нулевой экспозицией. Скорость осаждения InAs варьировалась от 0.01 до 0.1 МС/сек, температура поверхности для двух серий образцов была равна 440⁰С и 485⁰С,

соответственно. Диагностика выращенных образцов проводилась методом просвечивающей электронной микроскопии. На Рис. 1 и 2 показаны экспериментальные зависимости плотности и размера 2 МС ансамблей InAs КТ от скорости осаждения при двух различных температурах. Там же приведены результаты теоретических расчетов на основе (1)-(5). Видно, что экспериментальные и теоретические результаты находятся в хорошем количественном согласии друг с другом.

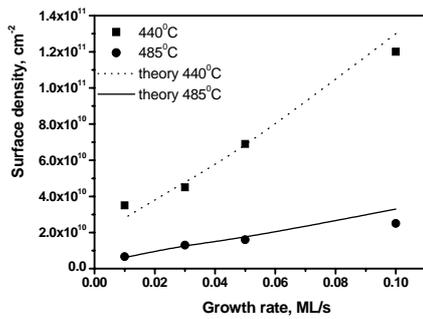


Рис.1. Зависимости поверхностной плотности 2 МС InAs/GaAs КТ от скорости осаждения InAs при $T=440^{\circ}\text{C}$ и $T=485^{\circ}\text{C}$.

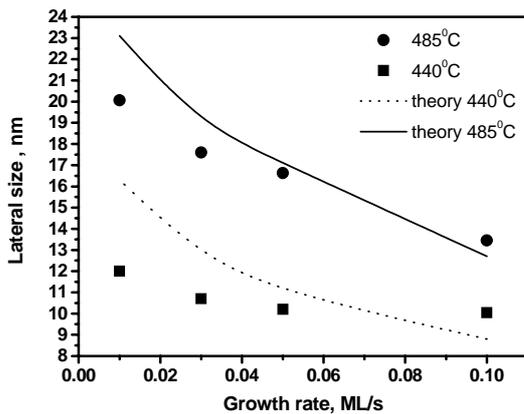


Рис.2. Зависимости среднего размера 2 МС InAs/GaAs КТ от скорости осаждения InAs при $T=440^{\circ}\text{C}$ и $T=485^{\circ}\text{C}$.

Ростовые эксперименты МПЭ в системе Ge/Si(100) проводились при фиксированной эффективной толщине осажденного Ge $H_0=6.2$ МС и скорости осаждения $V=0.035$ МС/сек. Температура поверхности изменялась в пределах $420-500^{\circ}\text{C}$. На Рис.3 представлены экспериментальные и теоретические температурные зависимости среднего размера Ge/Si КТ, подтверждающие тенденцию возрастания среднего размера КТ при увеличении температуры. Были также проведены экспериментальные исследования влияния потока Sb на структурные свойства Ge/Si КТ. Было обнаружено, что эта зависимость имеет ярко выраженный пороговый характер [4]. В частности, плотность Ge/Si КТ сначала возрастает с увеличением потока Sb, а по

достижении некоторого порогового значения – резко убывает (Рис.4). Качественное объяснение этого эффекта на основе изложенной выше теоретической модели заключается в следующем. Вначале, поток Sb тормозит диффузионное поступление атомов в растущие островки. Активационный барьер нуклеации островков также уменьшается, следовательно – их интенсивность зарождения и поверхностная плотность увеличиваются, а размер – уменьшается. Однако дальнейшее подавление диффузии приводит к срыву нуклеации островков в системе, и их плотность по достижении некоторого максимального значения падает.

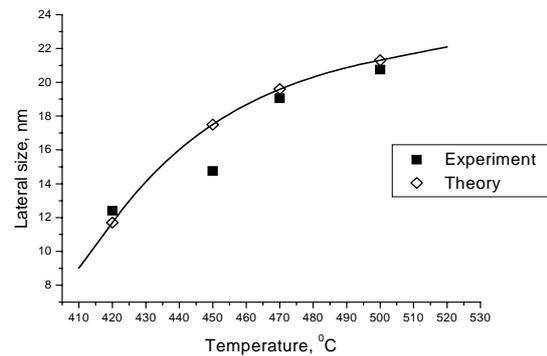


Рис.3. Температурные зависимости латерального размера 6.2 МС Ge/Si КТ.

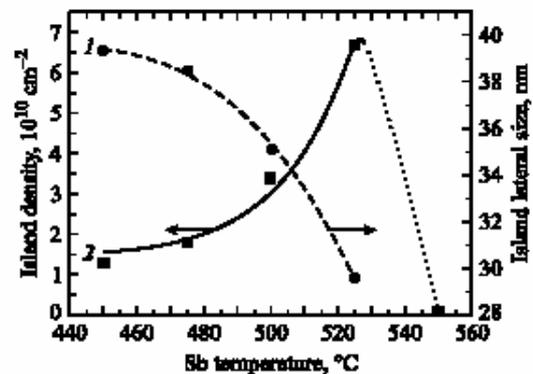


Рис.4. Экспериментальные зависимости латерального размера (1) и плотности (2) Ge/Si КТ от температуры источника Sb.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № № 05-0216568.

Литература

1. V.M.Ustinov, A.E.Zhukov, A.Yu.Egorov, N.A.Maleev. *Quantum dot lasers*. New York: Oxford University Press, 2003.
2. V.G.Dubrovskii, G.E.Cirlin, V.M.Ustinov. *Phys.Rev.B* **68**, 075409 (2003).
3. V.G.Dubrovskii, G.E.Cirlin, Yu.G.Musikhin *et al.* *J.Cryst.Growth*, **267**, 47 (2004).
4. Г.Э.Цырлин, В.Г.Дубровский, А.А.Тонких, Н.В.Сибирев, В.М.Устинов, Р.Werner. *ФТП* **39**, вып.5, 577 (2005).

Влияние высокотемпературного отжига в процессе роста на оптические свойства и морфологию гетероструктур с квантовыми точками InAs/InGaAs/GaAs

П.Б. Демина^{1,2}, Е.И. Малышева^{1,2}, М.В. Дорохин^{1,2},
Б.Н. Звонков², Н.В. Байдусь², Е.А. Ускова²

¹ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород, Россия

e-mail: usk@nifti.unn.ru

Управлению свойствами квантовых точек (КТ) в процессе роста и при постростовых воздействиях в последние годы уделяется большое внимание [1-3]. В [4] нами показано, что применение постростового отжига в атмосфере водорода, особенно высокотемпературного (выше температуры роста КТ), приводит к модификации спектра КТ: наблюдаются коротковолновый сдвиг максимума и перераспределение интенсивности фотолюминесцентного (ФЛ) излучения. Данная работа посвящена исследованию влияния высокотемпературного отжига в процессе роста на морфологию поверхности гетероструктур InAs/InGaAs/GaAs и их люминесцентные свойства.

Методом газофазной МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении на буферном слое n-GaAs выращивали при 520 °С слой КТ InAs, легированный Вi, квантовую яму InGaAs толщиной 3 нм и 10 нм слой GaAs. Затем рост прерывали и проводили отжиг при 580 °С в течение 5 минут в атмосфере арсина или фосфина, или 20 секунд в атмосфере тетрахлорида углерода. В ряде случаев при той же температуре наносили покровный слой (ПС) GaAs различной толщины (10 – 400 нм). Выбор трех различных видов атмосферы отжига обусловлен тем, что каждый из них оказывает отличающееся воздействие на поверхность GaAs. Атмосфера арсина – среда, предотвращающая испарение мышьяка с поверхности роста. Обработка в потоке PH₃ приводит к вытеснению атомов As с поверхности и формированию монослоя GaP, препятствует образованию окисла, пассивируя поверхность

арсенида галлия [5]. Экспонирование поверхности роста в потоке тетрахлорида углерода при определенном режиме удаляет атомы индия с поверхности [4].

Морфологию поверхности исследовали на сканирующем зондовом микроскопе SMM-2000. Измерения спектров ФЛ проводили при 77К. Спектры электролюминесценции (ЭЛ) снимали при 300К. Для их измерений изготавливались диоды Шоттки с Au контактом.

Микроскопические снимки поверхности показали, что при полностью зарощенном слое КТ образующиеся дислоцированные кластеры после отжига имеют различную форму, которая зависит от атмосферы отжига и от толщины ПС GaAs. После отжига в потоке арсина на поверхности образцов наблюдаются кольца диаметром 600 нм, высотой 15 нм, с глубиной ямки ~ 5 нм (рис.1а). Кластеры, состоящие из InGaAs переменного состава, приобретают подобную форму вследствие диффузии сегрегировавшего In от вершины кластера к основанию [3], что приводит к геометрическому выравниванию поверхности образца. После отжига в атмосфере фосфина кластеры на поверхности имеют вид полуколец, вытянутых вдоль ступеней роста, с размерами 350×650 нм² в основании и высотой 80 нм (рис.1б). Такой результат оказался несколько неожиданным, т.к. ранее [5] термообработка эпитаксиального слоя GaAs в фосфине применялась с целью пассивации поверхности. В настоящей работе впервые обнаружено, что для поверхности роста, содержащей, кроме атомов Ga и As еще и атомы

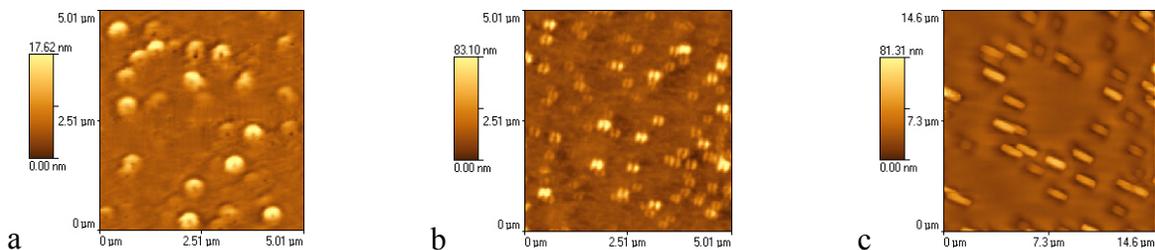


Рис.1. Морфология поверхности образцов, отожженных при 580 °С в атмосфере AsH₃ (a), PH₃ (b) и CCl₄ (c).

индия, фосфин является химически активной средой. Форма кластеров – в виде полуколец – может быть обусловлена тем, что скорость травления вдоль ступеней роста намного выше.

Отжиг в потоке тетрахлорида углерода в силу активности среды [4] проводился не дольше 20 с. Существенную роль в этом процессе играют не только температура и время отжига, но и величина потока CCl_4 . Большое значение имеет также толщина GaAs, закрывающего слой КТ перед отжигом. Варьируя эти параметры, нам удалось получить максимально гладкую поверхность с величиной неровности 5 нм (на рис. не показана).

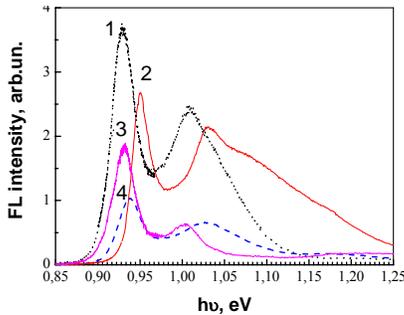


Рис.2. Спектры ФЛ образцов с КТ, отожженных в атмосфере фосфина (1), арсина (2), тетрахлорида углерода (3), без отжига (4).

Как и в случае фосфина, отжиг в CCl_4 приводит к анизотропии поверхностного травления кластеров. Этот результат, обнаруженный для КТ, легированных Вi, отличается от полученного в [4] на структурах с нелегированными КТ. Так же, как и при обработке в PH_3 , форма кластеров зависит от толщины ПС. При небольших толщинах (~20 нм) кластеры имеют вид полуколец. На поверхности наблюдаются три различных по размеру массива кластеров: мелкие (шириной 800 нм и высотой 10 нм), средние ($730 \times 40 \text{ нм}^2$) и крупные ($750 \times 80 \text{ нм}^2$). При увеличении толщины ПС до десятых долей микрометра полукольца приобретают вид вытянутых овальных образований, латеральные размеры которых значительно увеличиваются до $1,8 \times 0,7 \text{ мкм}^2$. Этот процесс связан с растворением мелких кластеров при высокой температуре роста покровного слоя и постепенным их заращиванием. Плотность кластеров снижается почти на порядок до $6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$ (рис.1с).

На рис.2 изображены спектры ФЛ исследовавшихся структур. Видно, что увеличение интенсивности ФЛ наблюдается после всех типов отжига, что обусловлено удалением сегрегировавшего индия с вершин кластеров, а также уменьшением плотности кластеров – как центров безызлучательной рекомбинации. Наибольший эффект дает термообработка в потоке фосфина

(рис.2 кр.1), что можно объяснить дополнительным фактором – пассивацией GaAs.

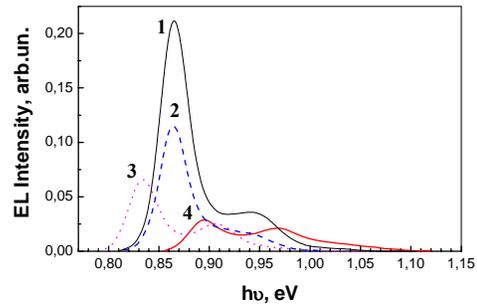


Рис.3. Спектры ЭЛ образцов с КТ, отожженных в атмосфере тетрахлорида углерода (1,2,3) и арсина (4). Плотность и размеры кластеров увеличиваются от кр.3 к кр.1. Величина тока инжекции равна, мА: 1 – 1, 2 – 2, 3 – 30, 4 – 80.

Для получения высокой интенсивности ЭЛ при низких значениях тока инжекции наиболее приемлемым является отжиг в CCl_4 (рис.3). Причем, максимальная интенсивность ЭЛ наблюдается при наличии на поверхности довольно высокой $\sim 5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ плотности кластеров (рис.3, кр.1). Снижение плотности и/или увеличение размеров кластеров приводят к падению интенсивности ЭЛ и повышению пороговых токов (рис.3, кр.2,3). Видимо, наличие на поверхности кластеров переменного состава с меньшей шириной запрещенной зоны, по сравнению с GaAs, облегчает процесс инжекции носителей из металла в полупроводник и способствует снижению порогового тока. В результате отжига в атмосфере арсина наблюдается низкая интенсивность ЭЛ при высоком значении тока инжекции. После отжига в атмосфере фосфина ЭЛ не наблюдается. Эффект пассивации, по-видимому, препятствует инжекции носителей из металла в GaAs.

Таким образом, применяя высокотемпературный отжиг в процессе роста квантово-размерных структур в различной атмосфере, можно управлять морфологией поверхности и люминесцентными свойствами структур с КТ InAs/InGaAs/GaAs.

Работа частично финансировалась РФФИ (гранты 03-02-16777 и 05-02-16624).

[1] Сизов, Д.С., Максимов, М.В., Цацульников, А.Ф. и др., ФТП, **36**, 1097 (2002).
 [2] Joyce, P.B., Krzyzewski, T.J., Bell, G.R. and Jones, T.S., Appl.Phys. Lett., **79**, 3615 (2001).
 [3] Raz, T., Ritter, D. and Bahir, G., Appl. Phys. Lett., **82**, 1706 (2003).
 [4] Байдусь, Н.В., Бирюков, А.А., Данилов, Ю.А. и др., Изв. АН, Сер.Физическая, **67**, 211 (2003).
 [5] Бедный, Б.И., Байдусь, Н.В., ФТП, **30**, 236 (1996).

Емкостная диагностика наногетероструктур

В.И.Зубков¹, О.В.Кучерова¹, А.В.Соломонов¹, Е.О.Цвелев¹, F.Bugge²

¹Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»,
ул. Проф. Попова 5, Санкт-Петербург, Россия

²Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik, Berlin, Germany
e-mail: VIZubkov@mail.eltech.ru

За последние годы благодаря интенсивному развитию нанотехнологии были получены впечатляющие результаты в разработке и создании квантово-размерных гетероструктур и приборов на их основе. Непрерывный технологический прогресс требует разработки адекватных современных методов анализа наноразмерных структур, а также совершенствования существующих методов контроля. В этом направлении акцент в последнее время лежит в области разработки методов визуализации нанообъектов с использованием множества вариаций электронной микроскопии (сканирующая электронная микроскопия SEM, просвечивающая ТЕМ, STEM и т.п.).

Помимо контроля морфологической структуры, для полупроводникового прибора решающее значение имеет диагностика его электронной системы.

Нами развит метод диагностики квантово-размерных гетероструктур, позволяющий определять их основные электронные свойства. Метод базируется на емкостной спектроскопии и последующем численном моделировании вольт-фарадных характеристик с учетом квантово-механических эффектов. С этой целью развита теория стационарной емкостной спектроскопии гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ), учитывающая квантование носителей заряда в яме и реальный вид потенциальной энергии вблизи КЯ в легированном полупроводнике.

Для проведения исследований был специально изготовлен набор высококачественных диодов Шоттки упрощенной топологии с одиночными квантовыми ямами $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($0.65 < x < 0.29$) на n^+ -GaAs подложке. Образцы выращивались методом химического осаждения из паров металлоорганических соединений (МОСVD) в институте СВЧ-электроники им. Ф. Брауна, Берлин. Шероховатость гетерограниц не превышала 2 атомных слоев. Осаждение проводилось при температурах 650 и 700°C. Между квантовой ямой и подложкой располагалась прослойка n -GaAs толщиной 350 нм. Сверху квантовой ямы осаждался кеп-слой толщиной 300 нм. Прослойка и кеп-слой однородно легировались кремнием до $(6-7) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Сама КЯ, как и прилегающие тонкие (5 нм) спейсерные слои, не легировались. Толщина квантовых ям в различных образцах варьировалась от 6 до 9.5 нм.

Вольт-фарадные (С-V) характеристики измерялись в диапазоне температур 77...300 К на частоте 1 МГц. Затем, с помощью численного

дифференцирования С-V-кривые пересчитывались в концентрационные профили, Рис. 1. При изменении состава квантовой ямы от $x = 0.065$ до $x = 0.29$ амплитуда пика обогащения в области КЯ, как видно по результатам С-V-измерений, возрастает на порядок, что подтверждает высокую чувствительность емкостных измерений как к составу, так и к ширине КЯ (Рис. 2).

Для количественного определения основных характеристик квантово-размерной гетероструктуры (разрыва зон на гетеропереходе,

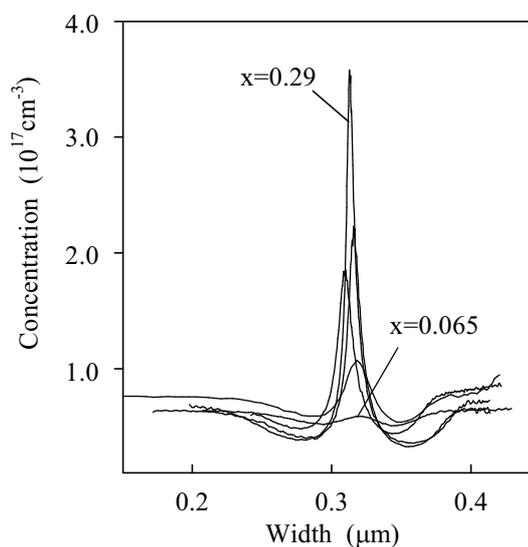


Рис. 1. Концентрационные профили основных носителей заряда в гетероструктурах с одиночной КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($0.065 < x < 0.3$).

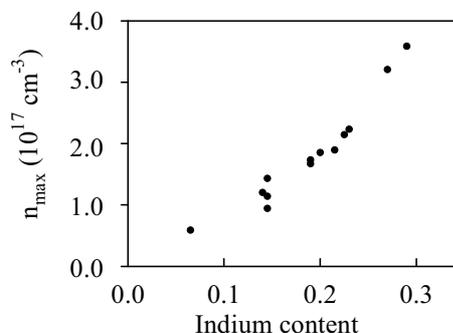


Рис. 2. Амплитуда концентрационных профилей носителей заряда в зависимости от состава квантовой ямы. При $x = 0.14$ имеются четыре образца с разной шириной КЯ.

уровней квантования и др.), нами разработана процедура численного моделирования и подгонки вольт-фарадных характеристик.

Процедура подгонки заключается в сопоставлении концентрационных профилей основных носителей заряда, полученных из эксперимента и рассчитанных в результате самосогласованного решения уравнения Пуассона

$$\varepsilon_0 \frac{d}{dx} \varepsilon(x) \frac{d\varphi(x)}{dx} = e [N_D^+(x) - n(x)] \quad (1)$$

и уравнения Шредингера в приближении эффективной массы

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dx} \frac{1}{m^*(x)} \frac{d\psi_i(x)}{dx} + V(x)\psi_i(x) = E_i\psi_i(x). \quad (2)$$

В уравнениях (1) - (2) $\varphi(x)$ – электростатический потенциал, $n(x)$ – концентрация свободных носителей заряда, N_D^+ – концентрация ионизированных доноров, E_i – собственные значения энергии, ψ_i – собственные волновые функции, m^* – эффективная масса электрона, $V(x)$ – профиль потенциальной энергии, включающий разрыв зон ΔE_C на гетерогранице. В качестве подгоночного параметра выступает величина разрыва зоны проводимости.

Известные способы моделирования C-V-характеристик, использующие решение уравнения Шредингера [1, 2], отдельно рассматривают связанные в квантовой яме состояния и свободный трехмерный электронный газ над ямой с последующим суммированием полной концентрации носителей заряда. Это абсолютно верно для прямоугольного вида потенциальной энергии. Однако в легированной полупроводниковой наноструктуре имеет место сильный изгиб энергетических зон вблизи гетеропереходов. Поэтому между связанными и свободными состояниями возникает промежуточный класс квазирезонансных состояний, и простое суммирование 2D- и 3D-электронов приводит к систематической погрешности в расчетах. Для корректного учета связанных и свободных носителей заряда в реальном потенциале мы проводили численный расчет уравнения Шредингера в квантовом ящике. Размеры квантового ящика выбирались в 9 раз большими ширины КЯ, при этом сама КЯ помещалась в центр квантового ящика.

После нахождения собственных энергий и собственных волновых функций концентрация свободных носителей заряда в соответствующих подзонах квантования определялась на основе статистики двумерного электронного газа по формуле [2]

$$n(x) = \frac{m^*(x)kT}{\pi\hbar^2} \sum_i \ln \left[1 + \exp \left(\frac{(E_F - E_i)}{kT} \right) \right] |\psi_i(x)|^2 \quad (3)$$

с учетом нормировки волновой функции.

Положение уровня Ферми E_F определялось из решения уравнения электронейтральности.

По результатам подгонки вольт-фарадных характеристик получена зависимость величины разрыва зоны проводимости от состава твердого раствора в гетероструктурах с напряженными квантовыми ямами $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ в диапазоне составов псевдоморфного роста ($0 < x < 0.3$), Рис. 3. Эта зависимость аппроксимируется выражением $\Delta E_C = 0.85x - 0.3x^2$ [3]. Для сравнения на Рис. 3 приведена рекомендуемая в [4] зависимость ΔE_C , не учитывающая эффект изменения энергетических зазоров в тонкой когерентно напряженной квантовой яме.

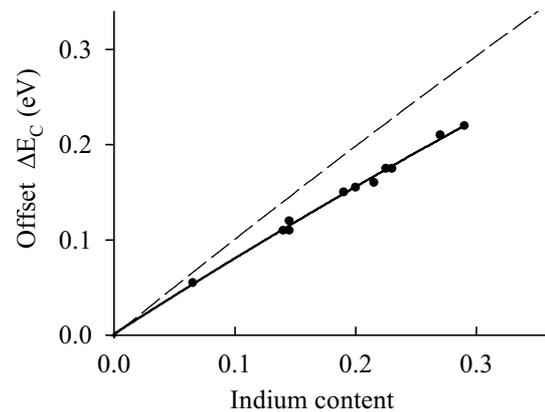


Рис. 3. Разрыв зоны проводимости в гетероструктурах с напряженными квантовыми ямами $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Пунктирная линия – зависимость, рекомендуемая в [4].

Разработанная система диагностики гетероструктур с квантовыми ямами с помощью анализа и моделирования C-V-характеристик позволяет определять величину разрыва энергетических зон на гетеропереходе, энергетические уровни квантования электронов и дырок в яме, их волновые функции, концентрацию носителей заряда в подзонах квантования, профиль дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, истинный и “кажущийся” профили основных носителей заряда вблизи квантовой ямы, состав твердого раствора квантовой ямы, зависимость перечисленных характеристик от приложенного электрического поля и температуры.

[1] Tan, I-H., Snider, G. L., Chang, L. D., Hu, E. L., J. Appl. Phys., **68**, 4071 (1990).

[2] Brounkov, P. N., Benyattou, T., and Guillot, G., J. Appl. Phys., **80**, 864 (1996).

[3] Zubkov, V. I., Melnik, M. A., Solomonov, A. V., Tsvelev, E. O., Bugge, F., Weyers, M. and Tränkle, G., Phys. Rev. B, **70**, 075312 (2004).

[4] Vurgaftman, I., Meyer, J. R. and Ram-Mohan, R., J. Appl. Phys., **89**, 5815 (2001).

Исследование уширенных спектров проводимости самоорганизующихся квантовых точек InAs/GaAs

В.И.Зубков

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»,
ул. Проф. Попова 5, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: VIZubkov@mail.eltech.ru

В гетероструктурах с квантовыми точками (КТ) существует наивысшая степень размерного ограничения движения носителей заряда по всем трем координатам. При этом ожидается, что в таких материалах возможно получить систему бесконечно узких энергетических уровней, что является очень привлекательным для создания принципиально новых приборов опто- и наноэлектроники. Сейчас наблюдается значительный интерес к исследованию гетероструктур с квантовыми точками InAs/GaAs, которые рассматриваются в качестве перспективного материала для создания промышленных полупроводниковых лазеров с длиной волны излучения 1.3 мкм [1].

В настоящее время квантовые точки выращиваются методами газофазной эпитаксии из металл-органических соединений (MOCVD) и молекулярно-пучковой эпитаксии (MBE) из вещества с сильно отличающимися параметрами кристаллической решетки от материала подложки (как InAs в GaAs - матрице). Вследствие самопроизвольного роста по механизму Странского - Крастанова точки InAs характеризуются существенным разбросом по своим латеральным размерам (порядка 10 – 15 нм). Такая особенность роста КТ приводит к существенной неопределенности в энергетическом спектре носителей заряда, локализованных в них. Функция плотности энергетических состояний (DOS) носителей заряда в структурах с самоорганизующимися КТ носит статистический характер, количество уровней квантования в квантовой точке и глубина их залегания также сложным образом зависят от технологии роста.

В этих условиях существенно возрастает важность контроля параметров выращенных квантовых точек. Характеристики энергетического спектра гетероструктур с КТ обычно измеряются с помощью люминесцентных методов, которые дают непосредственное положение длин волн излучения. В то же время спектры фотолюминесценции (ФЛ) дают лишь величины энергетических зазоров, но не предоставляют информации об абсолютных значениях энергетических уровней квантования электронов и дырок. Представляется затруднительным получение по спектрам ФЛ точной информации о виде функции плотности энергетических состояний и, в конечном итоге, о закономерностях пространственного распределения квантовых точек.

В качестве инструмента для получения фундаментальной информации о виде функции

плотности состояний носителей заряда в самоорганизующихся квантовых точках мы предлагаем использовать спектроскопию полной проводимости (“admittance” spectroscopy), которая базируется на принципах и аппаратуре, сходных как для емкостной спектроскопии полупроводников. На сегодняшний день емкостная спектроскопия зарекомендовала себя как эффективный метод изучения поведения носителей заряда в гетероструктурах, квантовых ямах и других системах пониженной размерности [2]. Она дает уникальную количественную информацию о качестве гетерограниц, концентрации носителей заряда и их энергетическом распределении.

В данной работе представлены результаты измерений спектров полной проводимости *p-n*-

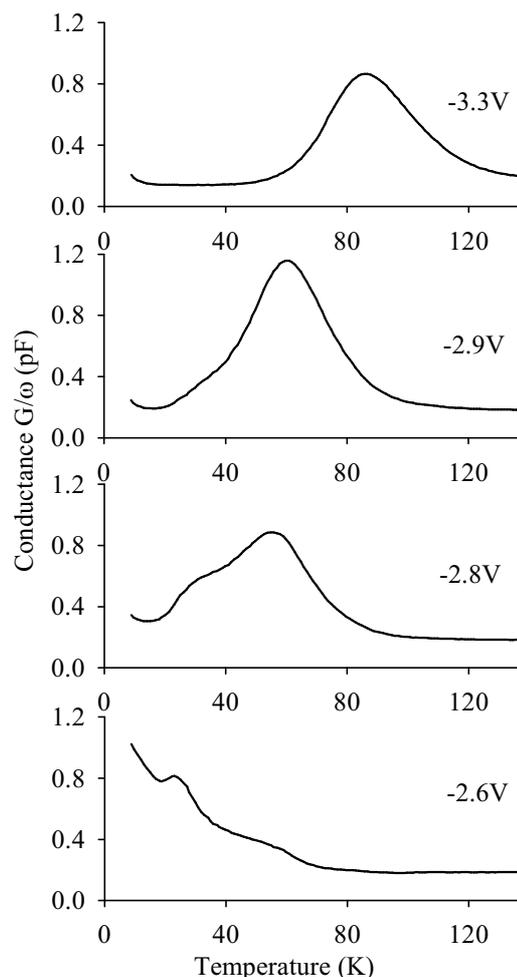


Рис. 1. Спектры активной проводимости гетероструктур с самоорганизующимися InAs/GaAs КТ при разных приложенных смещениях.

гетеропереходов InAs/GaAs с самоорганизующимися квантовыми точками.

Гетероструктуры были выращены в режиме Странского-Крастанова методом МOCVD на подложках n^+ -GaAs. Активная зона помещалась в середину толстого слоя GaAs, однородно легированного до $n = 1.7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, и представляла собой три слоя вертикально связанных КТ, разделенных барьерами GaAs толщиной 0.8 нм [3]. Измерения проводились с использованием мультиметра HP4284A в диапазоне частот 1 кГц...1 МГц и температур 10...300 К.

Спектры проводимости p - n -гетеропереходов с InAs/GaAs квантовыми точками приведены на Рис. 1. При больших обратных смещениях ($U_{\text{обр}} > 3 \text{ В}$) в спектрах проводимости наблюдался один широкий пик. С понижением обратного смещения амплитуда сигнала проходила через максимум, и после этого на низкотемпературной стороне спектров появлялся второй пик. Мы связываем обнаруженные пики с эмиссией электронов с основного и возбужденного энергетических уровней в слое КТ. Анализ и моделирование спектров проводимости обнаружили их существенное уширение [4], что свидетельствует о возможности определения степени неоднородного уширения плотности энергетических состояний квантовых точек из измерений адмиттанса.

Энергия активации локализованных в квантовой точке состояний, определенная из графиков Аррениуса, имела сильную зависимость от приложенного смещения (диапазон изменений E_a – от 20 до 140 мэВ). Мы интерпретируем эту зависимость как положение текущего энергетического уровня, тестируемого спектроскопией проводимости при данном $U_{\text{обр}}$. С увеличением обратного смещения сильное электрическое поле, проникая в слой квантовых точек, выталкивает энергетические уровни квантования вверх, и уровень электрохимического потенциала пересекает их один за другим, создавая условия для появления резонанса в измерительной цепи. Отметим, что при обратном смещении $U = 3.5 \text{ В}$ измеренная энергия активации оказалась примерно равной 105 мэВ, в хорошем согласии с энергией активации 94 мэВ, полученной из спектров DLTS [2].

Мы предлагаем по виду кривых проводимости характеризовать “наблюдаемую” (“apparent”) функцию плотности состояний массива неоднородных квантовых точек InAs/GaAs, по аналогии с “наблюдаемым” профилем концентрации носителей заряда, который получается из дифференцирования C - V -характеристик. Для этого при выбранном приложенном смещении амплитуда спектра проводимости из Рис. 1 комбинируется с соответствующей средней энергией активации, полученной из графика Аррениуса. Результаты расчета функции плотности состояний самоорганизующихся КТ InAs/GaAs приведены на Рис. 2. В диапазоне энергий -80...-30 мэВ наблюдается уширенное возбужденное состояние Le массива

квантовых точек. Глубже него, в интервале энергий -130...-80 мэВ залегает основное состояние, менее выраженное вследствие его меньшей емкости. Узкая зона L2 ассоциируется с эмиссией носителей заряда из квантовой ямы смачивающего слоя InAs. Более подробная дискуссия приводится в [5].

Из сравнения “наблюдаемой” плотности состояний с распределением Гаусса можно определить величину уширения функции плотности состояний возбужденного состояния в гауссовом приближении. Это дает дисперсию $\sigma = 18 \text{ мэВ}$.

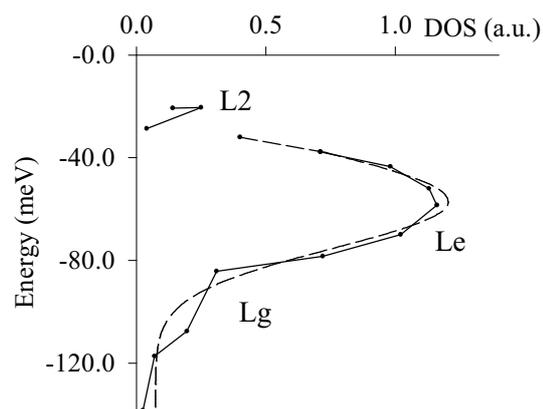


Рис. 2. Плотность энергетических состояний в самоорганизующихся КТ InAs/GaAs.

Пунктир – подгонка с помощью Гауссовой функции с параметрами: $E_{\text{max}} = 57 \text{ мэВ}$, дисперсия $\sigma = 18.3 \text{ мэВ}$.

Таким образом, исследование эффекта самоорганизации квантовых точек проведено путем анализа уширения спектров проводимости. По спектрам проводимости обнаружена эмиссия носителей заряда с основного и возбужденного уровней в квантовой точке и предлагается оригинальный метод определения функции плотности энергетических состояний массива КТ.

- [1] Bimberg, D., Grundmann, M. and Ledentsov, N. N., “*Quantum Dot Heterostructures*”, Wiley, Chichester (1998).
- [2] Zubkov, V. I., Melnik, M. A., Solomonov, A. V., Tsvelev, E. O., Bugge, F., Weyers, M., Tränkle, G., Phys. Rev. B, **70**, 075312 (2004).
- [3] Kapteyn, C. M. A., Heinrichsdorff, F., Stier, O., Heitz, R., Grundmann, M., Zakharov, N. D., Bimberg, D., Werner, P., Phys. Rev. B, **60**, 14265 (1999).
- [4] Zubkov, V. I., Romyantsev, A. Yu., Solomonov, A. V. Proc. of 12th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", St Petersburg, Russia, 266 (2004).
- [5] Zubkov, V. I., Kapteyn, C. M. A., Solomonov, A. V., Bimberg, D., J. of Physics: Cond. Matters (to be published).

High frequency negative differential conductivity and THz oscillations under electron streaming in semiconductor heterostructures (linear and nonlinear analysis).

V. V. Korotyeyev, V. A. Kochelap, A.A.Klimov

Department of Theoretical Physics, Institute of Semiconductor Physics, pr. Nauki 45 Kiev 03650, Ukraine
e-mail: koroteyv@class.semicond.kiev.ua

Recently, several potential applications of THz radiation received much attention. These include: the time domain spectroscopy, biomedical imaging, remote sensing, broadband communications, etc. The study of these advanced applications became possible due to the development of new THz radiation sources. For practical implementation of the potential THz applications, compact electrically pumped THz sources are desirable. If carrier concentration is low and electron-electron scattering does not prevail, we can demonstrate formation of highly anisotropic electron distribution. At low crystal temperatures, when optical phonon emission is a dominant scattering mechanism, the electron motion becomes nearly periodic in the momentum space. This results in anisotropic, streaming-like steady-state distribution. The described mechanism also leads to the optical-phonon transit-time resonance and provides the operating principles for electrically pumped sub-THz and THz sources [1,2]. Strong electron-optical phonon coupling and a large optical phonon energy in group III-nitrides open perspectives for realization of the streaming regime and its THz-applications at or above the nitrogen

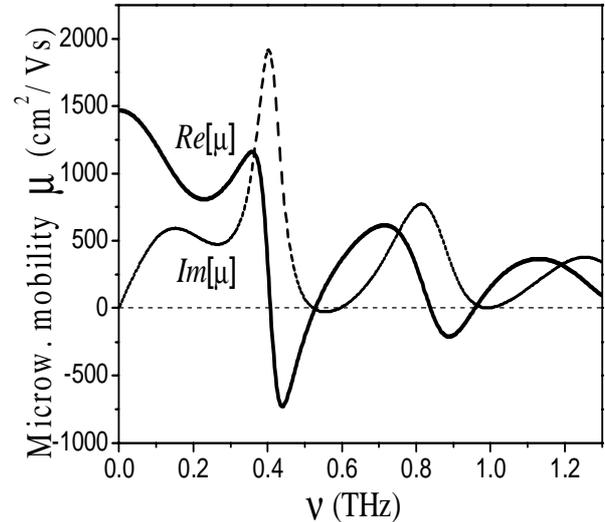


Fig1. Real and imaginary parts of the microwave mobility as a function of the frequency at the pumping field $F = 1.87$ kV/cm for 5 nm GaN single QW with stationary low field mobility $54 \cdot 10^4$ cm²/Vc. The lattice temperature is assumed $T=77$ K.

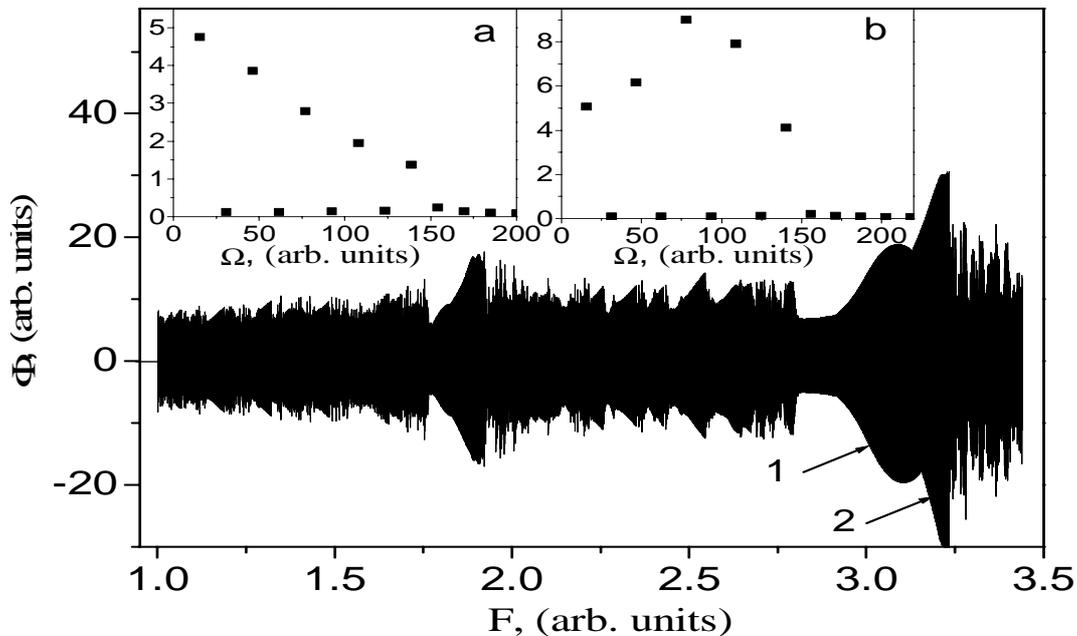


Fig.2. Amplitude Φ of the field oscillations in the cavity as function of the pumping field F . Generation curve consists of 5000 electron flight circle.

temperature [3]. We considered 2D-electrons which

occupied one lowest subband in GaN-quantum well

(QW). Our model included scattering by deformational potential of acoustic phonons and confinement polar optical phonons. We exploited analytical approach (adopted Baraff technique) to determine electron distribution function $\Phi(\vec{p}, t)$ [3] and found small signal microwave mobility as function of frequency for different value of pumping stationary electric field. As an example, in Fig.1. we present the calculations of the $\mu(\nu)$.

The linear analysis allowed us to estimate the conditions of the excitation of THz-oscillations in the resonator/waveguide with a given configuration. The THz generator can be thought as a two-terminal device with the channel consisting of a THz active single QW or multiple QWs. A dc voltage applied along the channel provides the lateral streaming transport of the electrons. The device is placed inside rectangular cooper waveguide (or a resonator). We set electron concentration $n=10^{12}\text{cm}^{-2}$ and number of the active layer $s=10$. We assume excitation of the $TE_{n,0}$ modes of this waveguide with the microwave electric field polarized along the current. Then for $TE_{1,0}$ mode of frequency $\nu=0.44\text{THz}$ we found $\text{Re}(\mu(\nu))=-730\text{cm}^2/\text{Vc}$ and the gain coefficient $\alpha=18.8\text{ cm}^{-1}$. Attenuation of this mode due to the absorption by the metal walls guide can be readily estimated: $\beta_{1,0}=3.2\text{ cm}^{-1}$. Thus our calculations predict pronounced THz resonances and considerable negative dynamic conductivity of the hot electrons in nitride-based QW heterostructures[4].

Also we investigated nonlinear regime of the excitation TE modes of electromagnetic field inside resonant cavity by active element with quasiballistical electron motion. We suggested that

active element set in the loop of $TE_{1,0}$ mode.

Describing electron dynamic we used simple model of the Newtonian equation and assumption of infinity fast optical phonon emission. To solve set of equation for the coupling oscillations system of the electromagnetic field and current in active diode we applied sweeping technique. In the situation of the weak coupling between oscillators (it implies large capacity of the oscillatory circuit in accordance with equivalent circuit language) periodical electron motion and quasimonochromatic generation are realized. In the strong coupling regime nonperiodical and nonstable types of electron motions are possible. Spectrum of the electromagnetic field can be more complicated. In the resonance region of the generation curve nonresonant frequency mode are excited effectively (see Fig.2^b for periodical motion). For generator working in the strong coupling regime(see parameters above) and amplification of the basic mode $\nu_{1,0}=0.41\text{THz}$, consuming power from pumping source $\langle P_{in} \rangle = 8\text{Wt}$; transforming power into oscillation $TE_{1,0}$ mode $\langle P_{out} \rangle = 120\text{mWt}$ and transformation efficiency $\eta = 1.5\%$.

- [1] E. Gornik and A. A. Andronov (Eds.), Special Issue on Far-Infrared Semiconductor Lasers, Opt. Quantum Electron. 23, s111 (1991).
- [2] L. E. Vorob'ev, S. N. Danilov, V. N. Tulupenko, and D. A. Firsov, JETP Letters 73, 219 (2001).
- [3] V. V. Korotyeyev and V. A. Kochelap, K. W. Kim and D. L. Woolard, Appl.Phys. Lett. 82, 2643 (2003). [4] K.W.Kim, V.V.Korotyeyev, Kochelap A.A.Klimov, D.L.Woolard, J.A.P 96, 6488-6491,

Динамическая локализация электронов и электромагнитная прозрачность полупроводниковых сверхрешеток в многочастотных электрических полях

Ю.Ю. Романова, Ю.А. Романов

Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород, Россия

В полупроводниковой сверхрешетке (СР) с относительно узкими минизонами Бриллюэна электроны под действием сильных электрических полей совершают сложные блоховские колебания. В гармоническом поле при определенном соотношении между его амплитудой и частотой средняя скорость бесстолкновительного электрона обращается в нуль при любом ее начальном значении. В литературе этот эффект получил название динамической локализации электрона (ДЛ). Одним из макроскопических проявлений сложных блоховских колебаний электронов является немонотонная зависимость высокочастотной проводимости СР от амплитуд и частот полей, в частности, возникают эффекты электромагнитной прозрачности: селективной, индуцированной (ИП), самоиндуцированной (СИП). В приближении одного времени релаксации (τ) ДЛ и СИП в СР с гармоническим законом дисперсии возникают в одних и тех же полях, несмотря на то, что они имеют разную физическую природу [1,2]. Состояние прозрачности, как правило, является неустойчивым как к статическим (низкочастотным), так и гармоническим возмущениям. Существует несколько сценариев разрушения СИП в зависимости от того, какой процесс происходит быстрее: генерация статического поля или высокочастотных колебаний. В реальных ситуациях поле внутри СР является многочастотным, даже если она находится в чисто гармоническом внешнем поле. Поэтому для лучшего понимания электромагнитных свойств СР необходимо знать их поведение в заданных многочастотных электрических полях.

В настоящей работе исследованы эффекты ДЛ, электромагнитной прозрачности СР и автоколебания тока и поля, возникающие в ней под воздействием бигармонического поля. Рассмотрение проведено с помощью кинетического уравнения Больцмана в τ -приближении и уравнения непрерывности полного тока в слаболегированной СР, разомкнутой по постоянному току [3].

Динамическая локализация

Пусть в СР с гармоническим законом дисперсии действует многочастотное поле

$$E(t) = E_C + \sum_{\alpha=1}^N E_{\alpha} \cos(\omega_{\alpha} t - \delta_{\alpha}), \quad (1)$$

содержащее постоянную составляющую E_C и N гармоник с произвольными частотами ω_{α} и начальными фазами δ_{α} . В этом поле сверхрешеточный электрон совершает колебания, описываемые скоростью:

$$V(k_0, t_0, t) = V_m \sin[k_0 d + \Omega_c(t - t_0) + \sum_{\alpha=1}^N g_{\alpha} (\sin(\omega_{\alpha} t - \delta_{\alpha}) - \sin(\omega_{\alpha} t_0 - \delta_{\alpha}))], \quad (2)$$

где $V_m = \Delta d / 2\hbar$ - максимальная продольная скорость электрона, d и Δ период и ширина энергетической минизоны СР, k_0 - квазиволновой вектор электрона в начальный момент времени t_0 , $\Omega_c = eE_C d / \hbar$ - блоховская (Ванье-Штарковская) частота, $g_{\alpha} = eE_{\alpha} d / \hbar \omega_{\alpha}$ - безразмерные амплитуды гармоник поля. В бигармоническом плюс статическом поле с кратными частотами $\omega_2 = n_0 \omega_1$, $\Omega_c = \lambda \omega_1$, ($n_0 = 2, 3, \dots$, $\lambda = 0, 1, 2, \dots$) средняя по времени скорость электрона согласно (2) равна:

$$\overline{V(k_0, t_0, t)} = V_m \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} J_{-\lambda-n_0\nu}(g_1) J_{\nu}(g_2) \cdot \sin[k_0 d - \Omega_c t_0 - g_1 \sin(\omega_1 t_0 - \delta_1) - g_2 \sin(n_0 \omega_1 t_0 - \delta_2) + \nu(n_0 \delta_1 - \delta_2)] \quad (3)$$

Следовательно, в этом поле ДЛ электрона возникает при выполнении условий:

$$\sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \cos[\nu(n_0 \delta_1 - \delta_2)] J_{-\lambda-n_0\nu}(g_1) J_{\nu}(g_2) = 0, \quad (4)$$

$$\sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \sin[\nu(n_0 \delta_1 - \delta_2)] J_{-\lambda-n_0\nu}(g_1) J_{\nu}(g_2) = 0.$$

Второе уравнение в (4) для нечетных n_0 и $E_C = 0$ удовлетворяется автоматически. Такая же ситуация возникает при сдвиге фаз $n_0 \delta_1 - \delta_2 = \alpha\pi$ ($\alpha = 0, 1, 2, \dots$) для любых значений n_0 и λ . Поэтому в этих случаях ДЛ электрона возникает в полях, описываемых совокупностью кривых на плоскости (g_1, g_2) (примеры приведены на рис. 1),

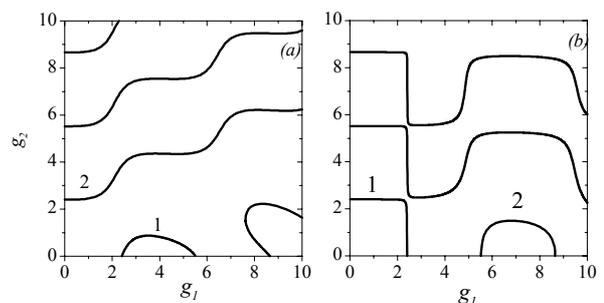


Рис. 1. Соотношение между безразмерными амплитудами компонент бигармонического поля в условиях ДЛ и СИП для разных частот и сдвигов фаз: $\omega_2 = 3\omega_1$; (а) - $\delta = \pi$, (б) - $\delta = \pi/2$.

в остальных случаях – лишь совокупностью точек на этой плоскости. Нетрудно показать, что и в бигармоническом поле ДЛ и СИП в СР возникают (в приближении одного постоянного времени релаксации и $\omega_{1,2}\tau \gg 1$) в одних и тех же полях.

Индукцированная и самоиндуцированная прозрачности

Интересен случай $n_0\delta_1 - \delta_2 = \pi/2$, $n_0 = 2l - 1$, $l = 1, 2, \dots$ (рис.1, б). В условиях прозрачности в чисто гармоническом поле, определяемых нулями нулевой функции Бесселя ($J_0(g_1^\lambda) = 0$, λ - номер корня функции Бесселя) СР остается почти прозрачной и для второго поля указанного класса вплоть до его амплитуд $g_2 < g_1$, если $g_1 \ll 2n_0$, $\lambda < l$. Исключения составляют точки близ $J_0(g_2) = 0$. Для $n_0 = 3$, например, это происходит при $g_1 = 2.405$; для $n_0 = 5$ - при $g_1 = 2.405$, 5.5; и т.д. Это явление можно назвать **индуцированной прозрачностью** в полях с кратными частотами. В отличие от ИП в полях с некратными частотами [4] здесь важен сдвиг фаз между полями.

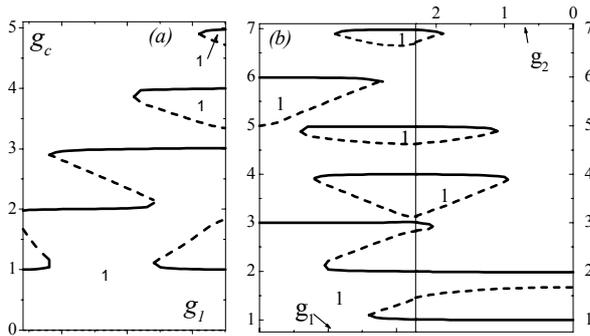


Рис. 2 Области абсолютной отрицательной проводимости (АОП) СР в бигармоническом поле с $\omega_2 = 3\omega_1$ (1) Амплитуда E_2 взята из условия ДЛ (4) и соответствует кривой (1) рис.1, $g_c = \Omega_c/\omega_1$, $\omega_1\tau = 10$. (а) $\delta = \pi$, (б) $\delta = \pi/2$.

Устойчивость состояний прозрачности

В зависимости от соотношений между потерями на различных частотах возможны как минимум три сценария поведения СР в состоянии СИП, возникающей под воздействием внешнего бигармонического поля.

- (1) Разрушение состояния СИП, сопровождающееся спонтанной генерацией статического поля. Статические поля принимают дискретные значения (Рис.2).
- (2) Разрушение состояния СИП, сопровождающееся возбуждением гармоник поля и тока с относительно большими амплитудами.
- (3) Стабилизация состояния прозрачности СР, сопровождающаяся генерацией гармоник поля и тока с малыми амплитудами, которые

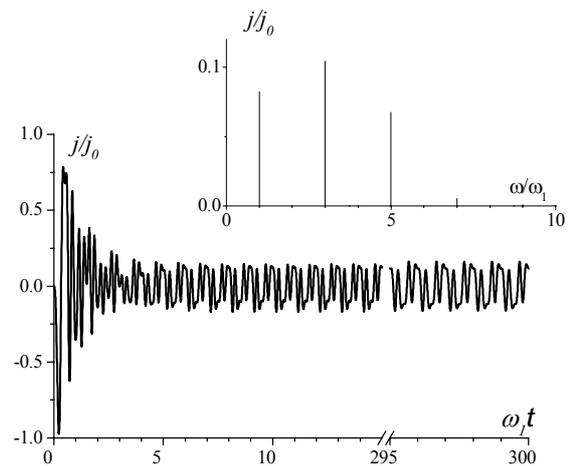


Рис. 3. Стабилизация состояния СИП в бигармоническом поле ($n_0 = 3$, $\delta = \pi$) за счет усиления тока на высших гармониках. $\omega\tau = 10$, $g_1 = 9.97$, $g_2 = 0.478$. На вставке – спектр установившегося тока. Амплитуда пятой гармоники, отсутствовавшей во внешнем поле, имеет заметную величину.

подавляют как генерацию статического, так и усиление других компонент бигармонического поля (Рис.3). Такую стабилизацию можно стимулировать добавлением соответствующей относительно слабой гармоники во внешнее поле. Существуют периодические поля со сложным временным поведением на периоде, в которых возникают устойчивые состояния электродинамической прозрачности.

Заключение

1. Найдены условия возникновения динамической локализации электронов и самоиндуцированной прозрачности в СР в сильных бигармонических полях.
2. В бигармонических полях с кратными частотами ($\omega_2 = n_0\omega_1$, n_0 – нечетно) при определенных условиях возникает индуцированная прозрачность СР.
3. В общем случае состояния прозрачности неустойчивы. Их состояния можно стабилизировать, если использовать многочастотные поля.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 05-02-17319а и 04-02-17154а).

[1] Ю. А. Романов, Ю. Ю. Романова, ФТТ 43, 520 (2001).
 [2] Yu. A. Romanov, J. Yu. Romanova, L. G. Mourkh and N. J. M. Horing, Phys. Rev. B 66, 045319 (2002).
 [3] Ю. А. Романов, Ю. Ю. Романова, ЖЭТФ, 118, 1193 (2000).
 [4] Л. К. Орлов, Ю. А. Романов, ФТТ 19, 726 (1977).

Эффект выпрямления тока в квантовых контактах и проводах

В.А. Сабликов, В.И. Борисов, А.И. Чмиль

ИРЭ РАН, пл. академика Введенского, 1, Фрязино Московская обл. 141190, Россия
e-mail: sablikov@gmail.com

Квантовые структуры с асимметричной проводимостью вызывают в последнее время большой интерес[1]. Одно из основных свойств таких систем состоит в выпрямлении переменного тока. Выпрямление широко изучается на многотерминальных баллистических структурах, создаваемых на основе полупроводниковых гетероструктур, и на массивах асимметричных рассеивателей электронов [2-4], однако механизм этого явления остается неясным. В разных экспериментах наблюдаются разные зависимости эффекта от потенциалов электродов и даже разный знак выпрямленного напряжения. Это связано, по-видимому, со сложностью потенциального рельефа многотерминальных структур и эффектами межэлектронного взаимодействия. В настоящей работе мы показываем, что эффект выпрямления возникает в гораздо более простой структуре, содержащей всего один квантовый контакт, и изучаем зависимости выпрямленного тока от высоты и профиля потенциального рельефа, от температуры и уровня химического потенциала.

В принципе, выпрямление возможно при прохождении электронов через несимметричный потенциальный барьер. Такой барьер может быть реализован в квазиодномерном квантовом проводе, соединяющем электронные резервуары. Потенциальный рельеф в проводе не является плоским вследствие имеющегося в нем заряда или, тривиально, вследствие заряда находящихся вблизи случайных примесей. В любом случае имеется максимум потенциального рельефа, расположенный, вообще говоря, несимметрично относительно резервуаров. Мы изготовили такие структуры и измерили постоянную составляющую тока, возникающую при приложении низкочастотного переменного напряжения. [5]

Структуры были изготовлены на основе селективно легированных гетероструктур GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом (концентрация $\sim 1,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижность $\sim 3 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$ при 10 К) методами электронной литографии и ионного травления. Электронно-микроскопическое изображение структуры показано на рис.1. Длина канала ($\sim 0,7 \text{ мкм}$) в несколько раз меньше длины свободного пробега электронов ($\sim 2 \text{ мкм}$). На графиках зависимости проводимости канала G от потенциала затворов V_g наблюдаются характерные плато квантования, рис.2а. Проводимость измерялась при помощи малого переменного напряжения (амплитуда 50-

150 мкВ, частота 130 Гц). При этом измерялась постоянная также компонента тока j , которая, как оказалось (рис. 2б), имеет резкие максимумы при таких значениях V_g , которые соответствуют значениям проводимости, близким к полуцелому числу квантов $2e^2/h$.

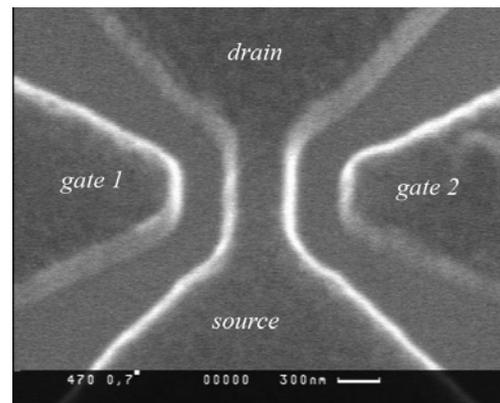


Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение структуры с квантовым каналом.

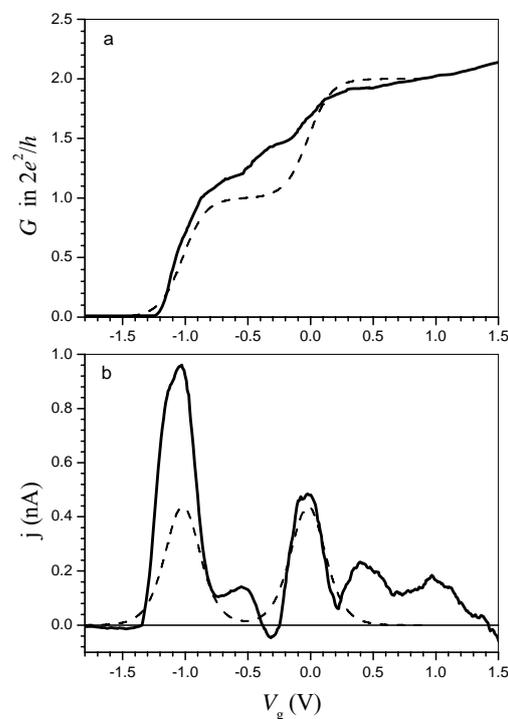


Рис. 2 Проводимость (а) и выпрямленный ток (б) в зависимости от напряжения на затворах при температуре 4.2 К. Сплошные линии - эксперимент, пунктир - расчет с учетом двух размерных подзон.

Эффект выпрямления может быть объяснен баллистическим переносом электронов через асимметричный потенциальный барьер. Если максимум потенциального рельефа в квантовом проводе расположен асимметрично относительно электронных резервуаров, к которым приложено переменное напряжение $V(t)=V \sin(\omega t)$, то высота потенциального барьера осциллирует относительно уровней химического потенциала в левом и правом резервуарах с разными амплитудами, βV и $(1-\beta)V$ (где β - параметр, характеризующий асимметрию потенциала). Вследствие этого при изменении полярности напряжения ток слева направо не равен току справа налево, если максимум потенциального рельефа лежит в полосе шириной порядка $\pm eV \cdot \max[\beta, (1-\beta)]$ вблизи равновесного уровня химического потенциала.

Выпрямленный ток рассчитан в рамках стандартного подхода Ландауера-Бюттикера без учета электрон-электронного взаимодействия. Этот подход качественно правильно описывает квантование кондактанса, хотя и не отражает деталей структуры ступеней квантования типа $0.7 \cdot (2e^2/h)$, связанных с взаимодействием.

В результате расчета установлены следующие особенности эффекта выпрямления.

Величина выпрямленного тока j сильно зависит от положения уровня химического потенциала μ относительно максимума потенциального рельефа в проводе. При изменении μ наблюдается последовательность резких пиков тока, возникающих при совпадении μ с доньями размерных подзон $u_n^{(m)}$, в максимуме потенциального рельефа, n - номер подзоны. Максимальное значение тока и форма пиков определяются амплитудой приложенного напряжения V , температурой T и энергией Δ , характеризующей зависимость туннельной прозрачности барьера от энергии электронов.

В предельном случае нулевой температуры и резкого края туннелирования, $T=\Delta=0$, форма пика тока описывается универсальной функцией, зависящей только от параметра асимметрии β и показанной на рис 3а. Максимальное значение выпрямленного тока $j_m=(2e^2V/h) \cdot (2\beta-1)/\pi$ порядка амплитуды переменного тока, ширина пика порядка $eV \cdot \max[\beta, (1-\beta)]$. С увеличением температуры ширина пика увеличивается пропорционально T , а максимум тока уменьшается как $1/T$, рис 3б. Такого же типа изменение пика происходит при увеличении параметра туннелирования Δ .

Направление выпрямленного тока определяется асимметрией барьера. Под действием переменного напряжения электроны перекачиваются в тот резервуар, от которого дальше расположен максимум потенциального рельефа. В случае симметричного барьера ($\beta=1/2$) выпрямление не происходит.

При малой амплитуде приложенного напряжения выпрямленный ток пропорционален квадрату напряжения V , а при $eV > \max[T, \Delta]$ ток увеличивается с напряжением линейно.

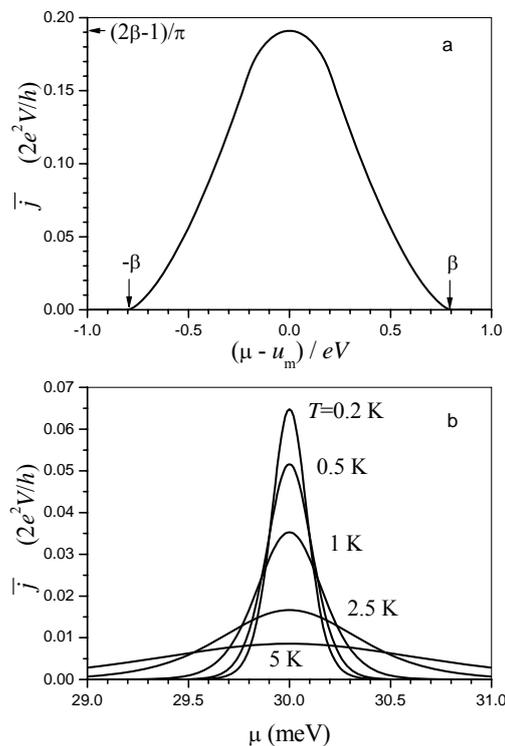


Рис. 3 Выпрямленный ток как функция от уровня химического потенциала. (а) Расчет для $\Delta=T=0$, $\beta=0,8$. (б) Расчет для температур от 0.2 до 5 К, при $V=0,1$ мВ, $\Delta=0,05$ мэВ, $u^{(m)}=30$ мэВ, $\beta=0,8$.

Предложенная модель качественно правильно описывает результаты экспериментов. Экспериментально при изменении напряжения на затворе наблюдается последовательность пиков тока. Положение пиков коррелирует с изменением кондактанса. В точках максимумов проводимости близка к полуцелым значениям G в единицах $2e^2/h$, что, как известно, соответствует пересечениям уровня химического потенциала с доньями подзон. С ростом температуры высота пиков тока быстро падает. На рис. 2 приведены результаты расчета кондактанса и выпрямленного тока, проведенные с учетом двух подзон. Как видно, они неплохо согласуются с экспериментом.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, программ РАН и Мин. образования и науки РФ.

- [1] P. Reimann, Physics Reports, **361**, 57 (2002).
- [2] A.M. Song, A. Lorke, A. Kriele, et al, Phys. Rev. Lett., **80**, 3831 (1998)
- [3] A.Löfgren, C.A. Marlow, I. Shorubalko, et al., Phys. Rev. Lett., **92**, 046803 (2004)
- [4] S. de Haan, A. Lorke, J.P. Kotthaus, et al., Phys. Rev. Lett., **92**, 056806 (2004).
- [5] В.А. Сабликов, В.И. Борисов, А.И. Чмиль, Письма в ЖЭТФ, **81**, 83 (2005).

Взаимодействие локализованных и свободных плазмонов на поверхности нанопористого металла

Т.В.Теперик¹, В.В.Попов¹, F.J. García de Abajo²

¹ Саратовское отделение Института радиотехники и электроники РАН
ул. Зеленая 38, 410019 Саратов, Россия

² Centro Mixto CSIC-UPV/EHU and Donostia International Physics Center, Aptdo. 1072
20080 San Sebastian, Spain
e-mail: teperik@soire.renet.ru

В последнее время интенсивно изучаются оптические свойства планарных металлических поляритонных кристаллов. Такой поляритонный кристалл представляет собой периодическую структуру со сложной элементарной ячейкой, содержащей металлический материал с плазменным резонансом в заданной области частот [1,2]. Одновременное существование фотонных и плазменных резонансов в поляритонном кристалле значительно расширяет возможности управления оптическими свойствами таких структур путем изменения их геометрии и выбора образующих материалов. Особенный интерес вызывают металлические материалы с периодически расположенными порами. Этот интерес обусловлен, прежде всего, тем, что такие материалы легко изготавливаются с помощью сравнительно простых и дешевых технологий [3-5].

Возбуждение плазмонов в нанопористых металлических пленках может приводить к возникновению таких физически интересных эффектов как гигантское прохождение [6] и поглощение [7] света. В работе [3] наблюдались резкие и глубокие провалы в спектрах отражения видимого света от золотых пленок с периодически расположенными порами в виде открытых сферических нанополостей.

Вышеперечисленные эффекты вызваны возбуждением плазменных колебаний Ми в сферических полостях. Однако, кроме ми-плазмонов, локализованных в нанополостях внутри металла, на плоской поверхности пористого металла могут, в принципе, возбуждаться поверхностные плазменные поляритоны, если период решетки нанопор сравним с длиной волны поверхностного плазменного поляритона. В этом случае, планарная решетка пор, расположенная вблизи плоской поверхности металла играет двойную роль. С одной стороны, она поддерживает локализованные вблизи пор плазменные колебания Ми, а с другой стороны, является элементом связи между падающим светом и поверхностными плазменными поляритонами, возбуждаемыми на плоской поверхности пористого металла. Известно, что поверхностные плазменные поляритоны являются нерадикационными состояниями и, следовательно, не могут возбуждаться

падающим светом непосредственно без использования специальных элементов связи (призмы или решетки), которым в нашем случае является сама решетка нанополостей. В отличие от поверхностных плазменных поляритонов ми-плазмоны являются радиационными состояниями [8] и могут возбуждаться непосредственно при падении света на поверхность пористого металла.

Плазменные колебания Ми, локализованные вблизи полостей внутри металла могут вступать во взаимодействие со свободными (делокализованными) поверхностными плазменными поляритонами, возбуждаемыми на плоской поверхности пористого металла, при определенном выборе параметров структуры. В данной работе теоретически исследовано взаимодействие ми-плазмонов и поверхностных плазменных поляритонов в нанопористом золоте.

Пусть свет падает из вакуума нормально на плоскую поверхность золотой подложки, содержащей вблизи поверхности двумерную гексагональную решетку сферических полостей с базисными векторами решетки \mathbf{a} и \mathbf{b} ($|\mathbf{a}|=|\mathbf{b}|$, $\mathbf{a}\cdot\mathbf{b}=|\mathbf{a}|^2\cos 60^\circ$) параллельную плоской поверхности металла. Для вычисления спектров отражения от такой нанопористой металлической поверхности был использован комбинированный теоретический метод, объединяющий формализм матрицы рассеяния и разложение полного поля в периодической решетке сферических полостей по мультиполям (метод Корринги-Кона-Ростокера). Указанный метод был разработан ранее в работах других авторов [6] и адаптирован авторами данной работы для моделирования оптических свойств нанопористых металлических материалов [7]. Диэлектрический отклик металла описывается в рамках локальной модели Друде: $\varepsilon(\omega)=1-\omega_p^2/\omega(\omega+i\nu_c)$, где ω_p – плазменная частота, ν_c – частота рассеяния электронов с характерными для золота значениями соответственно 7.9 eV и 90 meV.

На рис. 1 представлены результаты расчета спектров отражения света от поверхности нанопористого золота для случая одного слоя сферических нанополостей, расположенного под плоской поверхностью подложки, для различных значений диаметра полостей, но при одном и том

же периоде решетки нанополостей $|a|=|b|=705$ нм. В спектре отражения видны два резонансных провала. Один из них связан с возбуждением плазменных колебаний Ми в нанополостях [7]. Частота этого резонанса близка к частоте второго (орбитальное число $l=2$) плазменного колебания Ми в одиночной полости, находящейся в безграничном металле (эта частота указана стрелками на рисунке). Однако полного совпадения указанных частот, в общем случае, не наблюдается из-за взаимодействия плазмонов в соседних полостях и (или) близости плоской поверхности металла [7]. Другой резонансный провал в спектре отражения связан с возбуждением поверхностных плазменных поляритонов, распространяющихся на плоской поверхности пористого золота. Частота этого резонанса близка к частоте поверхностного плазменного поляритона (эта частота отмечена штриховой линией на рисунке), вычисленной в рамках приближения «пустой решетки» $|\mathbf{k}_{\parallel}+\mathbf{g}|^2=(\omega/c)^2\epsilon(\omega)/(1+\epsilon(\omega))$, где $\mathbf{g}=p\mathbf{A}+q\mathbf{B}$ векторы обратной решетки, $\mathbf{A}=2\pi(\mathbf{b}\times\mathbf{n})/|\mathbf{a}\times\mathbf{b}|$ и $\mathbf{B}=2\pi(\mathbf{n}\times\mathbf{a})/|\mathbf{a}\times\mathbf{b}|$ базисные векторы обратной решетки, p и q целые числа, \mathbf{k}_{\parallel} продольный приведенный волновой вектор (который равен нулю в случае нормального падения света).

Из рис. 1 следует, что при изменении диаметра полостей резонанс, связанный с возбуждением ми-плазмонов, и резонанс, связанный с возбуждением поверхностных плазменных поляритонов, вступают во взаимодействие и испытывают так называемый антикроссинг. Заметим, что возбуждение плазменных колебаний Ми, локализованных в полостях, приводит к более сильному резонансу в спектре отражения по сравнению с резонансом, связанным с возбуждением поверхностных плазменных поляритонов. Это объясняется тем, что ми-плазмоны являются радиационными состояниями [8] и, следовательно, могут возбуждаться при непосредственном падении света на структуру, в то время как поверхностные плазменные поляритоны являются нерадиационными состояниями и для их возбуждения необходимо использовать дополнительный элемент связи, роль которого в нашем случае играет решетка нанополостей. При определенных условиях (когда диаметр полостей равен 682 нм) возникает сильное взаимодействие локализованных и поверхностных плазменных колебаний, сопровождающееся интенсивным обменом силами осцилляторов между двумя вышеуказанными плазменными возбуждениями. В результате, более сильные локализованные плазмоны передают дополнительную силу осциллятора более слабым поверхностным плазмонам. Указанный эффект может быть использован для усиления возбуждения поверхностных плазменных поляритонов при поляритонной спектроскопии поверхности пористых металлов.

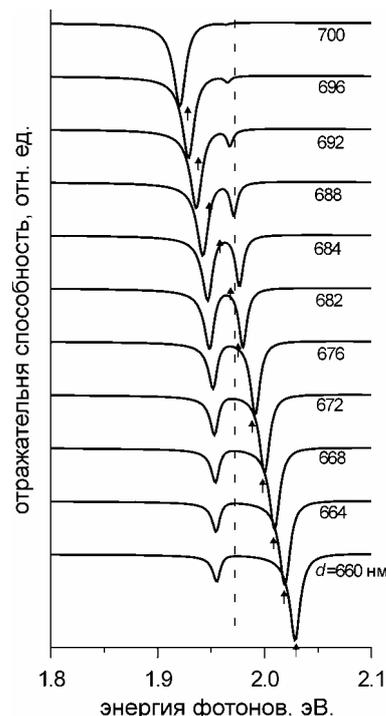


Рис. 1: Спектры отражения света, падающего нормально на плоскую поверхность золотой подложки, содержащей вблизи поверхности двумерную решетку сферических полостей $|a|=|b|=705$ нм различного диаметра d . Расстояние от поверхности металла до вершин сферических полостей равно 25 нм.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту 02-02-81031 Бел2002_a и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Низкоразмерные квантовые структуры». Работа Т.В. Теперик поддержана Фондом содействия отечественной науке. Авторы благодарны В.Г. Голубеву, С.Г. Тиходееву и Г.Я. Слепяну за содержательные и плодотворные дискуссии.

- [1] A. Christ, T. Zentgraf, J. Kuhl et al., Phys. Rev. B **70**, 125113 (2004).
- [2] A. Christ, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 183901 (2003).
- [3] S. Coyle, M.C. Netti, J.J. Baumberg et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 176801 (2001).
- [4] O.D. Velev, P.M. Tessier, A.M. Lenhoff et al., Nature **401**, 548 (1999).
- [5] J.E.G.J. Wijnhoven, S.J.M. Zevenhuizen, M.A. Hendriks et al., Adv. Mater. **12** 888 (2000).
- [6] N. Stefanou, A. Modinos, and V. Yannopoulos, Solid State Commun. **118**, 69 (2001).
- [7] T.V. Teperik, V.V. Popov, and F.J. García de Abajo, Phys. Rev. B **71**, 085408 (2005).
- [8] T.V. Teperik, V.V. Popov, and F.J. García de Abajo, Phys. Rev. B **69**, 155402 (2004).

DC current and charge noise in tunnel junction coupled to vibrational mode

D.V. Khomitsky¹, J. Rammer², A.L. Shelankov², J. Wabnig²

¹ Nizhny Novgorod State University, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

² Department of Physics, Umea University, SE-901 87 Umea, Sweden

e-mail: khomitsky@phys.unn.ru

In recent years it has become possible to couple the charge dynamics of electrons to vibrational modes of a nanostructure, and the new field of nanomechanics has emerged. The field opens up both for fundamental studies of quantum phenomena in macroscopic systems like reaching the quantum uncertainty limit [1, 2] and new technological applications like ultra-small mass detection [3] and single-electron shuttling [4]. Tunnel junctions and quantum point contacts are widely used in nanodevices with 2D electron gas in semiconductor inversion layers combined with split gate technology. The coupling between quantum vibrational modes of nanostructures and charge degrees of freedom is therefore of current interest.

Here we study a system of (normal) tunnel junction (Fig. 1) with leads L and R connected to DC voltage source V providing the current $I(V)$ through the barrier. The transparency of the barrier is modulated by coupling to a vibrational mode which can be a nanomechanical oscillator similar to those considered in experiments [1-3], which motion in x direction modifies the height of tunnel barrier. We take the linear approximation for tunneling matrix elements on the oscillator position x , so $\hat{T}_{lr}(x) = \hat{v}_{lr} + \hat{u}_{lr}x$.

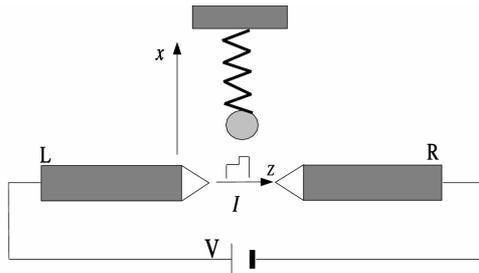


Fig.1 Tunnel junction with transparency modulated by vibrational mode. Possible spatial asymmetry of tunnel barrier is indicated schematically.

Our goal is to generalize previous results on quantum dynamics [5, 6], I - V characteristics [5], and charge noise [6] for arbitrary relations between voltage, temperature, and oscillator frequency, and also to include the effects of junction spatial asymmetry. We use the conditional master equation technique derived by us previously in the context of two-level quantum system coupled to tunnel junction [7]. In this language, the evolution of

quantum system is described in terms of conditional density matrix $\hat{r}_n(t)$ for the state of the oscillator conditioned by n electrons passed through the junction since the measurement start at $t = 0$. For weak tunneling the evolution of conditional density matrix obeys the Markovian master equation ($\hbar = 1$)

$$i\dot{\hat{r}}_n(t) = [\hat{H}_R, \hat{r}_n(t)] + \Lambda\{\hat{r}_n(t)\} + \Delta\{\hat{r}_n(t)\} + \mathfrak{S}\{\hat{r}_n(t)\}$$

where $2\hat{r}'_n = (\hat{r}_{n+1} - \hat{r}_{n-1})$, $\hat{r}''_n = \hat{r}_{n+1} + \hat{r}_{n-1} - 2\hat{r}_n$ are discrete derivatives in charge space. The Hamiltonian \hat{H}_R is the renormalized Hamiltonian of the oscillator, and the superoperators Λ , Δ and \mathfrak{S} acting on the density matrix and its derivatives describe the Lindblad, diffusion, and drift terms in the charge space, respectively [7]. Solution to conditional master equation requires significant efforts to obtain it. However, a lot of information about quantum dynamics and observables, in particular, the average DC current through the junction can be obtained from the master equation for the unconditional density matrix $\hat{r}(t) = \sum_n \hat{r}_n(t)$ which

does not keep the information on the charge number passed through the junction. The Markovian equation for unconditional density matrix in our case has the form of Caldeira-Leggett equation [8]:

$$i\dot{\hat{r}} = [\hat{H}_R, \hat{r}] + \mathbf{g}[\hat{x}, \{\hat{p}, \hat{r}\}] - iD[\hat{x}, [\hat{x}, \hat{r}]] + iA[\hat{x}, [\hat{p}, \hat{r}]]$$

Here the parameters \mathbf{g} , D and A are friction, diffusion, and anomalous diffusion constants which appear in the theory of damped harmonic oscillator [5,6,8]. The environment for the oscillator providing the damping and dissipation of energy in our case is described not only by temperature T but also by the characteristics of the Fermi sea of electrons transferred through the tunnel junction.

The average current through the junction

$$I(t) = e\text{Tr}\mathfrak{S}\{\hat{r}(t)\}$$

for the case of DC voltage gives the following expression:

$$I(t) = (\langle G \rangle + G_{in}) + I_p(t)$$

where $\langle G \rangle_t = G_0 + 2G_x \langle x \rangle_t + G_{xx} \langle x^2 \rangle_t$ is the expectation value of the conductance at moment t , G_0 , G_x and G_{xx} are tunnel junction parameters describing the sensitivity of the transparency on the coupling with vibrational mode, i.e. on the position x of the oscillator. The inelastic correction to the conductance is also present in our case,

$$G_{in}(V, T) = \frac{G_{xx} x_0^2}{2} \left[\left(1 - \frac{\Omega}{V} \right) \coth \frac{V - \Omega}{2T} + \left(1 + \frac{\Omega}{V} \right) \coth \frac{V + \Omega}{2T} \right],$$

where Ω is the oscillator frequency measured in units of energy and $x_0^2 = 1/2m\Omega$. The final voltage-independent term in the expression for the current

$$I_p(t) = eG_2 \text{Tr}(\hat{u}\hat{r}(t))$$

gives an example of quantum pumping effect [9] which is, to our knowledge, has not yet been considered in the context of nanomechanical systems. The quantum pumping is usually described as the charge motion due to the change of system parameters only [9]. In our case the pumped current is proportional to the rate of junction transparency change given by the oscillator velocity. It should be noted that the pumping current $I_p(t)$ is non-zero in our system only in the case of spatially asymmetrical tunnel junction where the parameter G_2 is nonzero.

The stationary state for the oscillator in our model is the Gibbs state with some effective temperature. For such case the $I-V$ characteristics at several values of system parameters are shown in Fig.2, demonstrating an increase of non-linearity at high temperatures and high values of coupling constant G_{xx} .

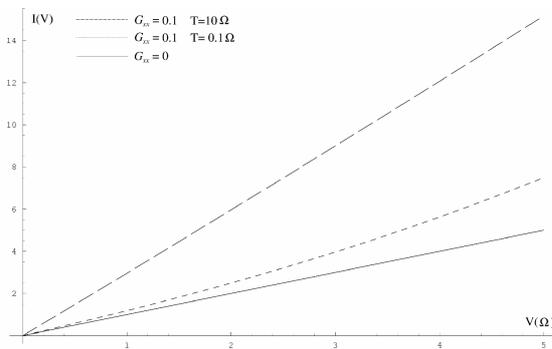


Fig.2 $I-V$ curves for tunnel junction when the oscillator is in the stationary state. Non-linearity increases at high temperatures and high values of coupling constant G_{xx} .

The charge noise power spectrum $S(\omega)$ is the Fourier transform of the current-current correlator.

In the presence of asymmetry it also has intriguing frequency dependence, especially in the low voltage regime $V < \Omega$ which was not studied previously. The charge noise power spectra can be obtained by solving the conditional master equation for the stationary state. In addition to the well-known power spectra of charge noise in a junction coupled to vibrational mode [6], we found a novel dependence of noise power $S(\omega)$ for the low-voltage case shown in Fig.3. At low voltage the noise power spectra at any temperature have a shape which is different from the usual Lorenz type obtained at high voltage $V > \Omega$ [6]. It indicates that at low voltage more complicated physics of tunneling process takes place in the presence of vibrational mode coupled to the junction.

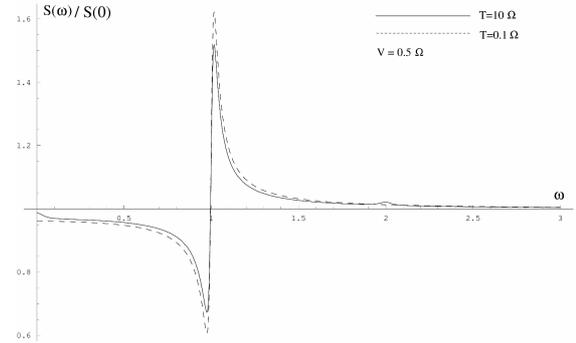


Fig.3 Charge noise power spectra $S(\omega)$ normalized to $S(0)$ shown for different temperatures T at low voltage $V < \Omega$. The shape of $S(\omega)$ is non-Lorenz in contrast to high-voltage case $V > \Omega$.

To conclude, we note that the readout and control on the $I-V$ and noise characteristics in wide intervals of parameters is important for further experiments and technological applications of nanoelectronic systems interacting with vibrational modes. The work was supported by the Swedish Research Council under contract No. 621-2001-2353.

- [1] R.G. Knobel and A.N. Cleland, *Nature*, **424**, 291 (2003).
- [2] M.D. LaHaye *et.al.*, *Science*, **304**, 74 (2004).
- [3] K.L. Ekinci *et.al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 4469 (2004).
- [4] D.V. Scheible and R.H. Blick, *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 4632 (2004).
- [5] D. Mozyrsky and I. Martin, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 018301 (2002).
- [6] A.A. Clerk and S.M. Girvin, *Phys. Rev. B*, **70**, 121303 (2004).
- [7] J. Rammer, A.L. Shelankov, and J. Wabnig, *Phys. Rev. B*, **70**, 115327 (2004).
- [8] A.O. Caldeira, A.J. Leggett, *Physica A*, **121A**, 587 (1983).
- [9] P.W. Brouwer, *Phys. Rev. B*, **58**, R10135 (1998).

Теория механизмов девозбуждения ионов эрбия в кремнии

И. Н. Яссиевич, А. А. Прокофьев

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, 194021 С.-Петербург
e-mail: Irina.Yassievich@mail.ioffe.ru

В последние годы интенсивно исследовались процессы возбуждения и девозбуждения ионов эрбия в кремнии. Был получен ряд результатов, свидетельствующих о том, что оптически активные ионы эрбия (составляющие обычно менее 5% от общего количества) вместе с кислородом формируют донорные центры с энергией связи 150—200 мэВ. Возбуждение эрбия при оптической накачке имеет место в результате Оже-процесса, в котором участвуют: электрон, локализованный на донорном уровне, и свободная дырка или связанный экситон. Энергия рекомбинирующей электронно-дырочной пары за счёт кулоновского взаимодействия идёт на возбуждение внутреннего перехода f -электронов E_f^{+3} иона. Избыточная энергия передаётся фононам или уносится вторым электроном, переходящим в зону проводимости из локализованного состояния.

Обычно предполагается, что существует два эффективных процесса девозбуждения [1]: процесс, обратный рекомбинации электронно-дырочной пары, и столкновение со свободными носителями. В данной работе представлена микроскопическая теория этих двух процессов.

Так называемый «обратный» процесс сопровождается многофононным переходом и имеет активационный барьер. Поэтому его вероятность резко возрастает с температурой, и именно он определяет температурное гашение фотолюминесценции эрбия в кремнии.

Вероятность этого процесса определяется выражением:

$$W_{bt} = \frac{1}{\tau_{rad}} b_{bt} P(T),$$

где τ_{rad} — время жизни иона эрбия в возбуждённом состоянии по отношению к излучательному переходу, $b_{bt} = 9.6 \cdot 10^5$, а

$$P(T) = \sum_N e^{-2S(N_T + \frac{1}{2})} e^{-N \frac{\hbar\omega}{kT}} I_{-N} \left(2S \sqrt{N_T(N_T + 1)} \right) \sqrt{\frac{N \hbar\omega}{\Delta_e}}$$

зависящий от температуры множитель [2], где S — параметр Хуанга и Рис, $\hbar\omega$ — энергия фонона, I_{-N} — функция Бесселя, Δ_e — дефицит энергии, определяющийся формулой

$$\Delta_e = E_g - \varepsilon_D + \varepsilon_k - \Delta_{ff},$$

(E_g — ширина запрещённой зоны, ε_D — энергия связи донора, ε_k — кинетическая энергия дырки,

Δ_{ff} — энергия перехода иона эрбия), а

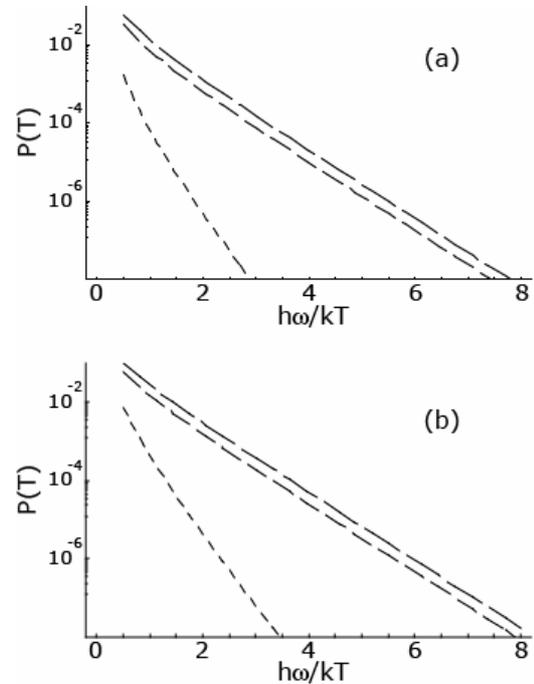


Рис. 1. Графики $P(T)$ при $S = 0,5$ (а) и $S = 1,0$ (б) для трёх различных энергий фонона $\hbar\omega$: 50, 86 и 120 мэВ. Большей энергии фонона соответствует большая длина штриха.

$$N_T = (\exp[\hbar\omega/(kT)] - 1)^{-1}.$$

Графики функции $P(T)$ при различных значениях параметров приведены на Рис. 1.

Интенсивность эрбиевой люминесценции определяется выражением

$$I_{PL} \propto \frac{1}{1 + W_{bt} \tau_{rad}}.$$

На Рис. 2 приведена температурная зависимость I_{PL} , вычисленная при трех значениях $\hbar\omega$: 50, 86 и 120 мэВ. При этом для S использовалось значение 0,5. Считается, что при низких температурах основным процессом девозбуждения является столкновение со свободными носителями.

Вероятность такого процесса в случае возбуждения изолированного иона эрбия в кремнии определяется выражением:

$$W_{fe} = \frac{1}{\tau_{rad}} \frac{n}{n_0},$$

где n — концентрация электронов, а n_0 определяется формулой:

$$n_0 = \frac{\sqrt{2}}{4\pi} \frac{\kappa^{5/2} \Delta_{ff'}^{7/2}}{e^2 \hbar^2 c^3 \sqrt{m_c}} = 1,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}.$$

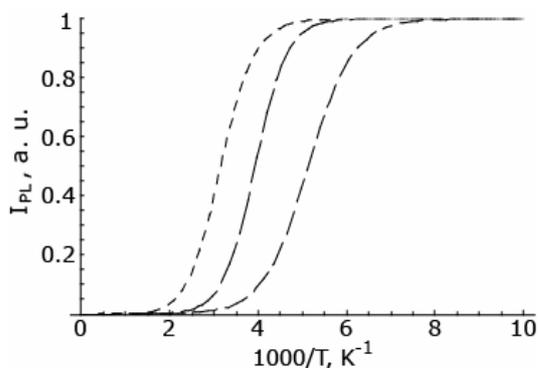


Рис. 2. Температурная зависимость интенсивности фотолюминесценции для трёх различных энергий фонона $\hbar\omega$: 50, 86 и 120 мэВ. Большей энергии фонона соответствует большая длина штриха.

Здесь κ — диэлектрическая проницаемость, $m_c = 0.32 m_0$ — эффективная масса плотности состояний.

В случае рассмотрения столкновения с дырками, следует заменить m_c на соответствующее значение эффективной массы дырок $m_v = 0.53 m_0$ (в сферическом приближении). В результате для характерной концентрации дырок получается близкое значение: $p_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Оптически активный ион эрбия входит в состав донорного центра, поэтому возбуждённый ион лежит внутри ионизованного донора, заряд которого притягивает электроны, но отталкивает дырки. Следовательно, при рассмотрении гашения фотолюминесценции вклады процессов девозбуждения, связанных с электронами и дырками, будут резко различными. Учёт заряда донора при помощи зоммерфельдовских множителей для притягивающего и отталкивающего кулоновских центров [3] приводит к тому, что характерная концентрация n_0 уменьшается и заменяется на \tilde{n}_0 . При комнатной температуре $\tilde{n}_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Соответственно, для дырок имеем $\tilde{p}_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, т. е. при комнатной температуре $\tilde{p}_0 / \tilde{n}_0 \approx 1000$.

Также теоретически изучен процесс девозбуждения, при котором энергия от возбуждённого иона Er^{+3} тратится на переход локализованного на доноре электрона в зону проводимости. Наши вычисления показали высокую эффективность этого процесса:

$$W_{br} = \frac{1}{\tau_{rad}} b_{di},$$

где $b_{di} = 3 \cdot 10^4$.

Таким образом, если происходит захват электрона на донорный центр, где находится возбуждённый ион эрбия, то переход в основное состояние будет безызлучательным.

Полученные вероятности процессов девозбуждения следует использовать при рассмотрении кинетики люминесценции эрбия в кремнии. Влияния трёх процессов девозбуждения существенно зависят от легирования, температуры и мощности излучения.

- [1] F. Priolo, G. Franzo, S. Coffa, A. Carnera, Phys. Rev. B, 57, 4443 (1998).
- [2] B. K. Rydley, Quantum Processes in Semiconductors (Oxford, Clarendon, 1982).
- [3] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, «Теоретическая физика: Учеб. пособ.: Для вузов. В 10 т. Т. III. Квантовая механика (нерелятивистская теория). — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. — 808 с.

Самоорганизованные массивы полевых эмиттеров на основе оксида Pd

О.Н. Горшков, С.Ю. Зубков, Г.А. Максимов, В.А. Новиков, Д.О. Филатов.

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
Пр-т Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия. e-mail: filatov@phys.unn.ru

В последнее время проявляется повышенный интерес к вакуумной микроэлектронике, где размер вакуумных электронных приборов уменьшается до микро- и нанометрового масштаба [1]. Для их формирования применяются технологии полупроводниковой микроэлектроники. Автоэмиссионные микрокатоды, принцип действия которых основан на явлении автоэлектронной эмиссии, являются ключевыми элементами для всех вакуумных микроэлектронных приборов. Традиционно полевые микрокатоды изготавливаются из Мо методом Спиндта [2]. У этого метода имеются два основных недостатка: 1) технология Спиндта достаточно дорога и сложна; 2) деградация Мо эмиттеров в процессе работы при взаимодействии с остаточными газами (O_2 , H_2O , CO_2 и др.). В настоящее время интенсивно развиваются технологии создания эмиттеров на базе углеродных нанотрубок [3], а также самоорганизованных оксидных наноструктур. При окислении тонких пленок Pd и Ir в атмосфере O_2 образуются самоорганизованные оксидные наноструктуры конической формы (см. вставку рис.1), перспективные для использования в качестве полевых микрокатодов [4,5]. Эффективный рост таких структур происходит при температурах $\sim 900^\circ C$, что требует дорогих термостойких подложек. Для массового производства более выгодно использование дешевых стеклянных подложек, что делает необходимым поиск методов, при которых формирование эмиттеров происходило бы при более низких температурах. В [6] было показано, что одним из путей решения этой задачи может быть окисление в кислородной плазме ВЧ разряда.

В данной работе исследовано влияние температуры отжига на морфологию, кристаллическую структуру, фазовый состав и автоэмиссионные свойства массивов оксидных наноструктур, полученных термическим и плазменным окислением тонких пленок Pd.

Пленки Pd осаждались на подложки из плавящего кварца магнетронным распылением. Для автоэмиссионных измерений использовались подложки с проводящим подслоем ИТО. Термическое окисление проводилось в атмосфере чистого кислорода при атмосферном давлении в течение 1 часа, плазменное – при давлении в реакторе 10^{-2} Торр. Температура подложки T_S варьировалась в пределах $450-800^\circ C$. Морфология поверхности окисленных пленок исследовалась методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) и характеризовалась стандартным параметром шероховатости ΔR_p и средней высотой $\langle H \rangle$. Фазовый состав острий исследовался мето-

дом рентгеновской дифракции. Для исследования эмиссионных свойств острий применен метод сверхвысоковакуумной сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) с шарообразным зондом (инвертированный СТМ). Схема измерений показана на вставке рис.2. Зонд изготавливался из W проволоки толщиной 0,5 мм, на ее конце искровым разрядом формировался шарик диаметром ≈ 1 мм. Поскольку радиус закругления зонда значительно превышал радиус кривизны вершин наноструктур, для последних зонд представлял собой практически плоскую поверхность. Зонд подводился к образцу до захвата обратной связи в режиме СТМ, затем поднимался на высоту 10 нм и измерялись ВАХ системы зонд-вакуумный промежуток-образец.

На рис.1 приведены зависимости ΔR_p и $\langle H \rangle$ поверхности оксидных структур от температуры окисления. При термическом окислении значения ΔR_p и $\langle H \rangle$ монотонно возрастают. В случае плазмостимулированного окисления наблюдается максимум ΔR_p и $\langle H \rangle$ при $\approx 600^\circ C$. Дальнейшее уменьшение этих параметров с ростом температуры объясняется разложением PdO на Pd и кислород. При плазмостимулированном окислении формируются более высокие (~ 800 нм) изолированные друг от друга острия, при этом температура окисления была на $200^\circ C$ ниже, чем в случае термического окисления. Плотность острий варьируется от $4 \cdot 10^{-6}$ до $3 \cdot 10^{-7}$ cm^{-2} в зависимости от условий получения.

Исследования фазового состава острий методом рентгеновской дифракции показали, что материал, из которого состоят острия, имеет поликристаллическую структуру и представляет собой смесь двух фаз: металлического Pd и PdO.

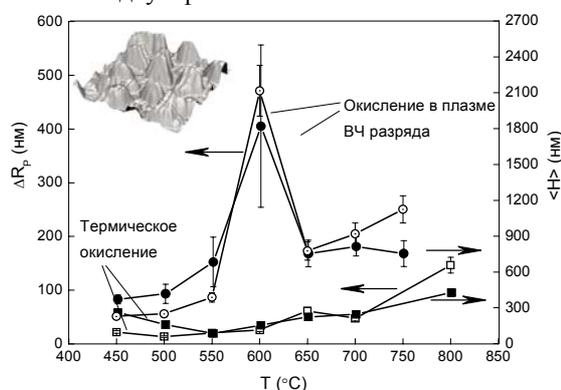


Рис.1 Зависимость шероховатости поверхности окисленных пленок Pd и средней высоты оксидных наноструктур от температуры окисления. На вставке приведено АСМ-изображение поверхности пленки, окисленной в кислородной плазме ВЧ-разряда при $T_S = 600^\circ C$.

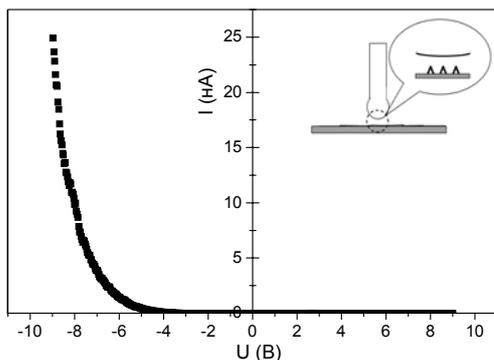


Рис.2. ВАХ системы зонд-вакуумный промежуток-массив оксидных наностроек, полученных окислением в плазме ВЧ разряда при $T_S=600^\circ\text{C}$, измеренная методом инвертированного СТМ. На вставке показана приведенная схема инвертированного СТМ.

Размер областей когерентного рассеяния (ОКР) в оксидных пленках составляет ≈ 50 нм, что в ≈ 50 раз меньше, чем типичный размер острий. Размер ОКР слабо зависит от температуры. На рентгенограммах от окисленной пленки наблюдается слабовыраженное текстурирование, которого не наблюдалось на исходных пленках Pd.

На рис.2 представлена зависимость тока между зондом инвертированного СТМ и массивом наностроек, полученных плазменным окислением при 600°C , от напряжения между ними. ВАХ имеет асимметричный вид, в координатах Фаулера-Нордгейма она представляет собой прямую линию, что свидетельствует об автоэмиссионной, а не туннельной природе тока между зондом и образцом. Диодный вид ВАХ связан с увеличением локальной напряженности электрического поля вблизи вершин наностроек (геометрический фактор), что обуславливает преимущественное протекание автоэмиссионного тока в направлении от катода (оксидная структура) к аноду (зонд). Пороговое значение напряженности поля, при котором наблюдается заметное возрастание тока составляет ~ 15 В/мкм, что сравнимо со значениями, приводимых в литературе для углеродных нанотрубок, которые считаются в настоящее время наиболее перспективным материалом для автоэмиссионных устройств [7]. ВАХ исходной пленки Pd имела симметричный вид, что характерно для полевой эмиссии в системе плоскость-плоскость.

На основе структуры, полученной плазменным окислением при $T_S=550^\circ\text{C}$ на подложке из молибденита с проводящим подслоем ИТО была создана катодолуминесцентная ячейка – прототип элемента катодолуминесцентного плоского экрана. Схема ячейки показана на вставке рис.3. В качестве анода использовалась стеклянная пластина с металлическим подслоем, покрытая слоем люминофора (ZnS). Постоянный зазор между катодом и анодом поддерживался при помо-

щи кварцевых волокон диаметром $50 \mu\text{m}$, проложенных между ними.

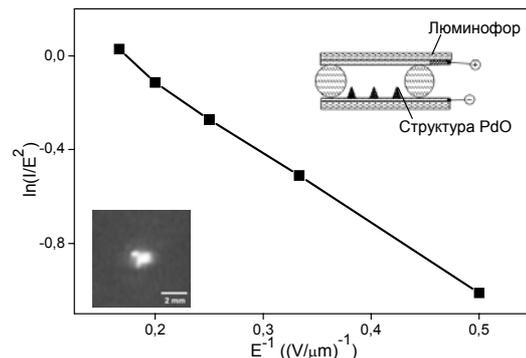


Рис. 3. ВАХ катодолуминесцентной ячейки на основе наностроек PdO. На вставках приведены схема ячейки и фотография свечения люминофора под действием электронов, эмитированных с PdO наноструктур.

На рис.3.приведена ВАХ ячейки, измеренная при рабочем давлении 10^{-5} Торр. В координатах Фаулера-Нордгейма она описывается линейным законом, что указывает на полевую природу эмиссионного тока. Также приведена фотография свечения люминофора в окне экрана ячейки размером 2×2 мм.

Таким образом, в настоящей работе показано, что окисление в плазме ВЧ разряда способствует уменьшению температуры формирования самоорганизованных наностроек на основе PdO до $\sim 600^\circ\text{C}$. Это открывает возможность создания массивов автоэмиссионных микрокатодов на подложках из стекол с невысокой температурой размягчения, что перспективно с точки зрения промышленной технологии. Разработан метод исследования автоэмиссионных свойств поверхности твердых тел на основе СТМ с шарообразным зондом в сверхвысоком вакууме. Достигнуто пороговое значение напряженности электрического поля, при котором наблюдается автоэлектронная эмиссия, ≈ 15 В/мкм, что свидетельствует о перспективности использования наностроек на основе PdO в качестве автоэмиссионных микрокатодов.

Работа поддержана Российско-американской программы "Фундаментальные исследования и высшее образование" (REC-NN-001).

- [1] Temple D. Materials Science and Engineering **R24**, 185 (1999).
- [2] Nagao M., Utsumi K., Gotoh Y., Appl. Surf. Sci., **146**, 182 (1999).
- [3] Hsu D.S.Y. Appl. Phys. Lett., **80**, 2988 (2002).
- [4] Chalamala B.R., Wei Y., Reuss R.H., Appl. Phys. Lett., **74**, 1394 (1999).
- [5] Aggarwal S., Monga A.P., Perusse S.R., Science **287**, 2235 (2000)
- [6] Maximov G.A., Gorshkov O.N., Phys. Low-Dim. Struct., **3/4**, 175 (2001)
- [7] Харрис П. Углеродные нанотрубки и родственные структуры. Новые материалы XXI века.- М.: Техносфера, 2003.

Критическое состояние двусвязного сверхпроводящего тонкопленочного контура.

Р.М. Айнбиндер¹, Г.М. Максимова¹

¹ Кафедра теоретической физики ННГУ, проспект Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия
e-mail: romain@inbox.ru

В работе исследовано критическое состояние сверхпроводящей линии, образованной двумя компланарными параллельными пленками ширины W , находящимися на произвольном расстоянии друг от друга. Для рассматриваемой геометрии (в предположении, что поверхностная плотность критического тока $i_c = \text{const}$) найдены аналитические выражения для распределения плотности тока и магнитного поля по ширине полосок. Рассмотрены случаи линии с транспортным током $2I$ и системы пленок, помещенных во внешнее поперечное магнитное поле. В рамках модели Бина получено выражение для мощности потерь на переменном токе в зависимости от его амплитуды, а также асимптотические выражения для мощности потерь при малых ($I \ll I_c = i_c W$) и

больших ($I \approx I_c$) амплитудах тока. Показано, что при малых амплитудах тока мощность потерь пропорциональна четвертой степени амплитуды, как и для изолированной пленки. Для пленок в переменном магнитном поле найдены распределения плотности тока в двух случаях: для пленок, образующих замкнутый контур, и для двух незамкнутых полосок. Для обоих случаев получено аналитическое выражение для магнитного момента пленок и показано, что в случае замкнутого контура существует поле насыщения, при превышении которого плотность тока становится равной критической и магнитный момент насыщается. Получены асимптотические выражения для поля насыщения в зависимости от соотношения между шириной пленок и расстояния между ними.

Гибридные гетероструктуры Nb/Au/YBaCuO из металлооксидных сверхпроводников.

И.В. Борисенко¹, Ю.В. Кислинский¹, Ф.В. Комиссинский¹, К.И. Константи-
 нян¹, Г.А. Овсянников¹, Т.Ю. Карминская², В.К. Корнев², И.И. Соловьев²

¹ Институт радиотехники и электроники РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, Россия.
² Московский государственный университет, Физический факультет, Москва, Россия.
 e-mail: yulii@hitech.cplire.ru yulii@ns.crys.ras.ru

Нами исследовалась высокочастотная динамика и зависимости от магнитного поля джозефсоновских гибридных гетеропереходов (ГП) Nb/Au/YBa₂Cu₃O_x с наклонной осью *c* пленки d-сверхпроводника YBa₂Cu₃O_x. Из-за нанофасетирования границы и образования чередующихся контактов типа S/D_C и S/D₄₅ в ГП имеет место чередование 0- и π-контактов (для которых устойчивым является основное состояние с разностью фаз сверхпроводящего параметра порядка равной π [1]), что приводит к знакопеременной модуляции плотности критического тока $j_c(x)$ вдоль границы в наномасштабе, в результате чего возникают пары “расщепленных” вихрей [2], содержащие дробный магнитный поток $\Phi_1 < \Phi_0/2$ и $\Phi_2 > \Phi_0/2$, $\Phi_1 + \Phi_2 = \Phi_0$, (Φ_0 – квант магнитного потока).

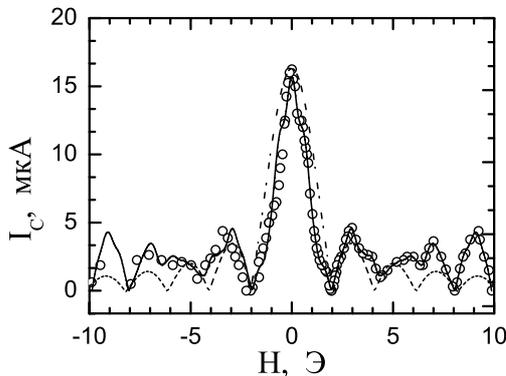


Рис.1. Зависимости критического тока от магнитного поля $I_c(H)$. “Фраунгоферова» зависимость ($|\sin H|/H$) показана пунктиром. Сплошной линией показана расчетная $I_c(H)$, из модели со знакопеременной плотностью сверхпроводящего критического тока $j_c(x)$.

На рис.1 показана экспериментальная зависимость критического тока от магнитного поля $I_c(H)$ для ГП с $L=20$ мкм. Видно, что в области первого максимума $I_c(H)$ близка к «фраунгоферовой» $|\sin H|/H$, наблюдаемой в сосредоточенных джозефсоновских переходах для случая $L \approx 2\lambda_J$. С увеличением поля $|H| > 5$ Э отличие $I_c(H)$ от $|\sin H|/H$ возрастает, свидетельствуя, что распределение сверхпроводящего тока следует рассматривать как квазиоднородное. Более точное приближение экспериментальных зависимостей $I_c(H)$ в

области высоких $H \geq 5$ Э нами было получено в рамках теоретической модели, в которой как абсолютное значение, так и знак $j_c(x)$ меняется по длине перехода ГП с шагом нанофасетирования b . Используя результаты теории [2] нами был оценен характерный размер “расщепленного” джозефсоновского вихря $\lambda_s = 10$ мкм.

Исследование динамических СВЧ свойств ГП представлены на рис.2. Для ГП малых размеров $L \leq 20$ мкм в соответствии с расчетами, проведенными в рамках резистивной модели (РМ) [3] зависимости критического тока и первой ступени Шапиро от СВЧ тока a : $I_c(a)$, $I_1(a)$, оказались пропорциональны функциям Бесселя $J_n(a)$. С возрастанием размера L наблюдается значительное отклонение экспериментальных зависимостей $I_c(a)$, $I_1(a)$ от РМ. Так, для ГП с $L=20$ мкм, представленного на рис. 2а, отличие первого максимума I_{1max} зависимости $I_1(a)$ от теоретического значения, рассчитанного по РМ, составляет 25%. На рис.2 показаны также дробные ступени Шапиро при напряжении $V_{1/2} = 1/2 \cdot (hf/2e)$. Видно, что амплитуда дробных ступеней Шапиро растет с увеличением как размера переходов L , так и величины критического тока. Как видно на рис. 2б, с увеличением размера переходов $L > 20$ мкм происходит также изменение формы зависимостей $I_c(a)$ и $I_1(a)$, что может быть вызвано возрастающим влиянием второй гармоники ток-фазовой зависимости (ТФЗ) $I_s(\varphi) = I_c[(1-q)\sin\varphi + q\sin(2\varphi)]$ в больших $L > \lambda_s$ переходах. Отметим, что при воздействии электромагнитного излучения большой амплитуды ($a > 1$) может изменяться функция распределения квазичастиц по энергиям, приводя к появлению дробных ступенек Шапиро. Поэтому мы измеряли также селективный детекторный отклик ГП на частотах $f = 35 \div 120$ ГГц при малой амплитуде электромагнитного излучения $a < 1$. При этих условиях детекторный отклик при напряжениях $V_{1/2}$, соответствующих напряжению возникновения $I_{1/2}(a)$, наблюдался на всех ГП, где регистрировалась дробная ступень Шапиро. Таким образом, проявление второй гармоники ТФЗ в виде дробных ступеней Шапиро оказалось не зависящим от амплитуды внешнего воздействия. Согласно результатам численного

моделирования, долю второй гармоники ТФЗ q , можно оценить по отклонениям минимумов критического тока и ступеней Шапиро от нуля.

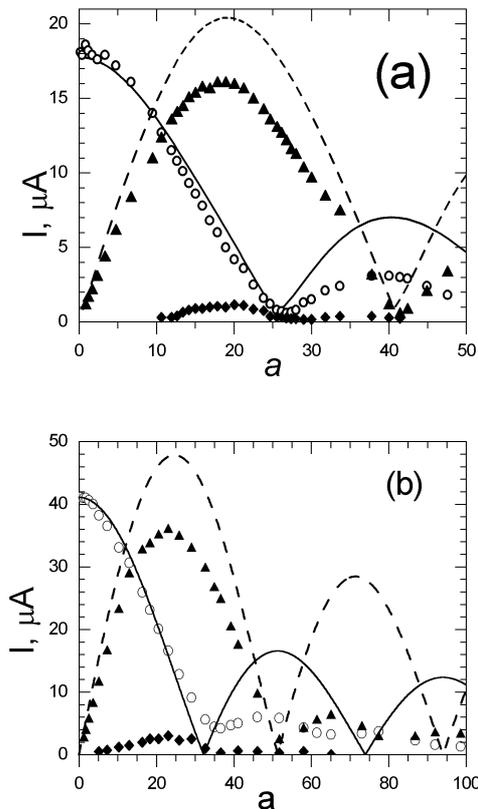


Рис. 2. Зависимости от СВЧ тока: для амплитуды сверхтока – круги, для высоты первой ступени – треугольники, для высоты дробной ступени – ромбы. (а) Размер ГП $L=20 \mu\text{m}$, параметр МакКамбера $\beta=4$, $f=51.4 \text{ GHz}$, $\omega=1.6$. Линии - численное моделирование. (б) $L=30 \mu\text{m}$, $\beta=3$, $f=43.4 \text{ GHz}$, $\omega=1.8$, линии - функции Бесселя.

Из данных на рис. 2, получаем $|q|=0.14$ для ГП с $L=20 \mu\text{m}$ и $|q|=0.4$ для $L=30 \mu\text{m}$.

Высоты дробных ступеней, для того же ГП, что и на рис. 2а, приведены на рис. 3. Результаты численного моделирования давали согласие с экспериментальными данными, если положить вторую гармонику ТФЗ отрицательной, $q<0$.

Полученные результаты показывают, что даже для сосредоточенных ГП (малых по сравнению с джозефсоновской глубиной проникновения) распределение плотности критического тока в переходе неравномерно по длине перехода. Вследствие наномасштабирования границы раздела пленок Au/YBCO и влияния d -симметрии сверхпроводящего параметра порядка YBCO, исследованные гетеропереходы

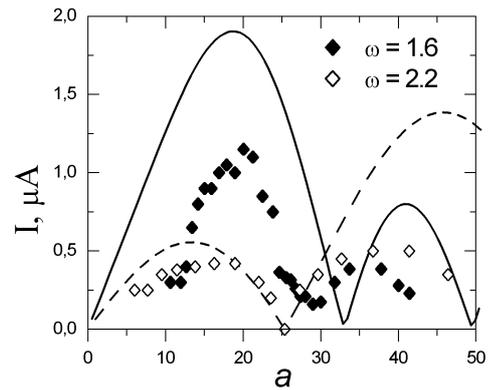


Рис.3. Зависимости высоты дробных ступеней от СВЧ тока. Результаты численного моделирования показаны для $q=-0.14$ и $\omega=1.6$ – сплошной линией, а при $\omega=2.2$ – штриховой.

достаточно хорошо описываются моделью цепочки “0”- и “ π ”-переходов. Это приводит к возникновению в данных ГП “расщепленных” джозефсоновских вихрей со значениями дробных долей кванта магнитного потока и размерами, в несколько раз меньшими, чем джозефсоновская глубина проникновения магнитного поля.

Наличие “расщепленных” джозефсоновских вихрей в гетеропереходах экспериментально проявляется в уменьшении максимального значения первой ступени Шапиро с возрастанием частоты внешнего электромагнитного излучения. Отметим, что при возрастании размера перехода $L>\lambda_S$ данный эффект усиливается, также, как и отклонение магнитно-полевой зависимости критического тока от фраунгоферовой формы.

В исследованных гетеропереходах экспериментально обнаружены дробная ступенька Шапиро и субгармонический селективный детекторный отклик, которые обусловлены наличием второй гармоники ток-фазовой зависимости сверхпроводящего тока, имеющей отрицательное значение.

Работа выполнялась при частичной поддержке РФФИ- 04-02-16818а, INTAS – 2001-0809 и 2001-0249, ISTC-2369, Грантом Президента России НШ-1344.2003.2.

[1] T. Lofwander, V. S. Shumeiko, G. Wendin, Superconducting Sci. Technol. 14, R53 (2001).
 [2] R.G. Mints. Phys. Rev. B 57, N6, R3221(1998).
 [3] К. Лихарев, Б.Т. Ульрих, Системы с джозефсоновскими контактами, МГУ, Москва (1978).

Фазовый кубит на основе двухконтактного скивда с несинусоидальной ток-фазовой характеристикой джозефсоновских переходов.

Н. В. Клёнов, В. К. Корнев

МГУ им. Ломоносова, физический факультет, Москва, Ленинские горы, 1.
e-mail: cryo268a.phys.msu.ru

1. Введение.

Известно, что джозефсоновские переходы в «квантовом режиме» [1] могут быть использованы для создания квантового бита (кубита) – базового элемента квантового компьютера [2]. Под кубитом понимается квантовомеханическая система, состояния которой представимы в виде когерентной суперпозиции двух различных базисных состояний, что означает, что потенциальная энергия такой системы должна иметь два близко расположенных минимума (двухямный потенциал).

Недавно было показано [3-4], что двухконтактный интерферометр (скивид постоянного тока) с несинусоидальными ток-фазовыми зависимостями переходов может быть примером фазового кубита, в котором джозефсоновская фаза является определенной квантовомеханической переменной. Такая система обладает рядом преимуществ по сравнению с другими типами фазовых кубитов, поскольку для ее функционирования не требуется прикладывать внешний магнитный поток и ток смещения. Кроме того, в базовом состоянии этого кубита, отвечающем двум различным значениям джозефсоновской фазы интерферометра, полностью отсутствуют круговые токи в кольце скивида и, следовательно, создаваемый ими магнитный поток и связанное с ним неконтролируемое взаимодействие с другими кубитами.

В данной работе представлены результаты проведенного анализа требований к характеристикам джозефсоновских переходов рассматриваемого фазового кубита.

2. Джозефсоновская энергия двухконтактного интерферометра.

Несинусоидальная ток-фазовая зависимость джозефсоновского перехода может быть представлена в виде суммы гармонических компонент:

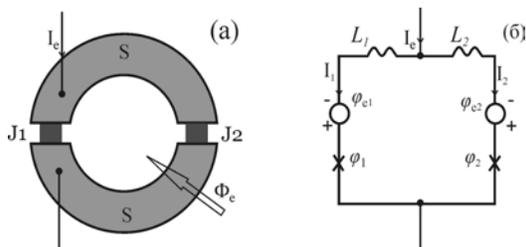


Рис. 1. Внешний вид и эквивалентная схема двухконтактного интерферометра.

$$I(\varphi) = A \sin(\varphi) - B \sin(2\varphi) + C \sin(3\varphi), \quad (1)$$

где φ – фаза джозефсоновского перехода.

Проведенное исследование джозефсоновской энергии скивида показывает, что для возникновения двухямного потенциала амплитуды гармонических компонент должны быть достаточно велики. Если в ток-фазовых зависимостях переходов (1) присутствуют только первая и вторая гармоники, то должно выполняться условие [4]:

$$|2(B_1 + B_2)| > |(A_1 + A_2)|, \quad (2a)$$

$$(A_1 + A_2)/2(B_1 + B_2) > 0, \quad (2b)$$

где индексы означают принадлежность к соответствующему джозефсоновскому переходу.

Дополнительное присутствие третьей гармоники несколько смягчает требования на величину амплитуд гармонических компонент. В этом случае для возникновения двухямного потенциала необходимо выполнение одного из двух условий:

$$-4(C_1 + C_2) > (B_1 + B_2) + D^{1/2} > 4(C_1 + C_2), \quad (3a)$$

$$-4(C_1 + C_2) > (B_1 + B_2) - D^{1/2} > 4(C_1 + C_2), \quad (3b)$$

где C_1, C_2 – амплитуды третьих гармоник, $D = (B_1 + B_2)^2 + 4(C_1 + C_2)^2 - 4(B_1 + B_2)(A_1 + A_2)$, причем $D > 0$. Эти условия могут быть легко выполнены, если $B/A > 0$ и $C/A < 0$.

3. Анализ расщепления энергетических уровней.

Если двухямный потенциал имеет место, то из-за туннельного проникновения фазы из одного минимума в другой собственными состояниями интерферометра будут смеси состояний, локализованных в правом и левом минимумах (рис. 2). Новые собственные

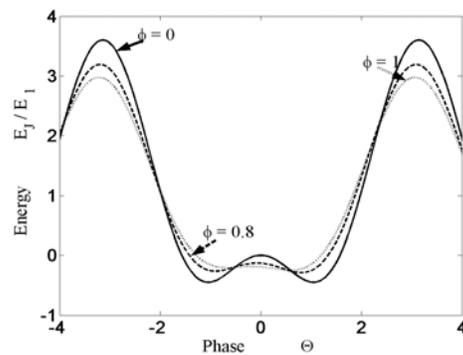


Рис. 2. Вид джозефсоновской энергии интерферометра для разных значений внешнего магнитного потока

состояния не вырождены, так как макроскопическое туннелирование приводит к тому, что основное состояние E_0 расщепляется на два уровня ($E_{\pm} = E_0 \pm \Delta$), расстояние между которыми Δ пропорционально амплитуде туннелирования через барьер:

Для функционирования рассматриваемого кубита величина расщепления должна быть велика, например, по сравнению с характерной энергией тепловых флуктуаций $k_B T$, поэтому вслед за выяснением условий возникновения двухямного потенциала необходимо установление требований к характеристикам переходов интерферометра, которые обеспечивают максимальную величину расщепления Δ .

Гамильтониан H рассматриваемого двухконтактного интерферометра можно записать в виде:

$$H = -E_{Q0} \frac{\partial^2}{\partial \varphi_1^2} - E_{Q0} \frac{\partial^2}{\partial \varphi_2^2} + E_J(\varphi_1, \varphi_2), \quad (5)$$

где φ_1, φ_2 – фазы джозефсоновских переходов, $E_{Q0} = (2e)^2/2C$ – характерная кулоновская энергия переходов с емкостью C , $E_J(\varphi_1, \varphi_2)$ – джозефсоновская энергия интерферометра. Решение уравнения Шредингера с гамильтонианом (5) представляет собой достаточно сложную задачу. В одном из важных частных случаев, когда ток-фазовое соотношение (1) содержит только одну вторую гармоническую компоненту ($A = C = 0$), данное уравнение может быть сведено к более простому уравнению Матье:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \theta^2} + \left(\frac{\varepsilon}{2} - 2q \cos 2\theta \right) \Psi = 0, \quad (6)$$

где Ψ – волновая функция системы, $\theta = (\varphi_1 + \varphi_2)/2$ – «фаза» интерферометра, $2q = s(\alpha_1 + \eta\alpha_2)/4$, $\varepsilon = E/E_{Q0}$ – нормированная энергия кубита, s – соотношение между характерными величинами джозефсоновской и кулоновской энергий в системе.

Собственные значения уравнения (6) были вычислены нами по известным рекуррентным формулам [4] и использованы далее для

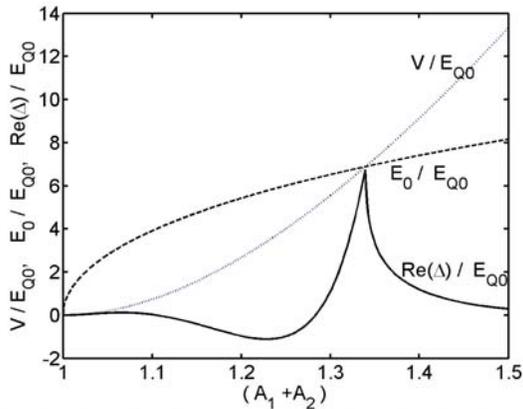


Рис. 3. Зависимость высоты барьера V , положения основного уровня энергии E_0 и величины расщепления Δ (сплошная кривая) от амплитуд вторых гармоник. Параметр $s = 80$.

сравнения с другим возможным подходом, а также оценки его точности. Указанный подход к упрощению задачи заключается в разложении джозефсоновской энергии интерферометра вблизи ее минимумов в ряд до второго порядка малости включительно по отклонению «фазы интерферометра» $\theta = (\varphi_1 + \varphi_2)/2$ от значения, соответствующего минимуму потенциала. Тогда рассматриваемая задача будет сведена к нахождению уровней энергии гармонического осциллятора и вычислению амплитуды туннелирования через барьер известной формы.

Если приложенное к интерферометру магнитное поле равно нулю и в (1) присутствуют только первые и вторые гармоники, то основное энергетическое состояние дается выражением:

$$E_0 = E_{Q0} \{ 2s(A_1 + A_2) \cos((A_1 + A_2)/2(B_1 + B_2)) - 2(B_1 + B_2) \cos(2(A_1 + A_2)/2(B_1 + B_2)) \}^{1/2} \quad (6)$$

Величина расщепления этого уровня в квазиклассическом приближении может быть вычислена по формуле:

$$\Delta = V \times \exp(-2a(E_0) \sqrt{(V - E_0)/E_{Q0}}). \quad (7)$$

Здесь $a = \arccos\{(A_1 + A_2)/2(B_1 + B_2)\}$, а высота барьера V равна:

$$V = -(1/4\pi) \Phi_0 \{ (A_1 + A_2) - (A_1 + A_2)^2/4(B_1 + B_2) - (B_1 + B_2) \}$$

Проведенный далее расчет величины расщепления Δ для различных значений параметра s показал, что для возникновения расщепления (см. рис. 3) необходимо превышение порога, более высокого по сравнению с пороговыми условиями (2) и (3) на образование двухямного потенциала. После превышения данного порога наблюдается быстрый рост величины расщепления Δ до значений порядка $(2 \dots 7) E_{Q0}$. При дальнейшем увеличении амплитуд гармоник расщепление довольно быстро спадает (рис. 3). Положение максимума расщепления зависит от величины параметра s . Это означает, что при заданных амплитудах гармонических компонент ток-фазовой зависимости (1) возможно получение расщепления Δ близкого к максимально возможному за счет соответствующего изменения параметра s , характеризующего соотношение между величинами характерной джозефсоновской энергии перехода E_C и его кулоновской энергии E_{Q0} .

Литература.

- [1] Лихарев К. К., УФН, **139**, 169-184 (1983).
- [2] Makhlin Y., Schon G., Shnirman A., Reviews of modern physics, **73**, 357-400 (2001).
- [3] cond-mat/0310224, 2003
- [4] N. V. Klenov, V. K. Kornev, N. F. Pedersen, Trans. Appl. Sup., to be published.

ⁱ Работа выполнялась при поддержке РФФИ, проект 00-02-17046 и НШ-1344.2004.2, программы ИНТАС 01-0809; МНТЦ проект 2369.

ВТСП как планарная, гибридная СП/М субнаноструктура

Л.С. Мазов

Институт физики микроструктур РАН, 603600 Нижний Новгород, Россия
e-mail: mazov@ipm.sci-nnov.ru

Возможные пути повышения критической температуры сверхпроводников T_c с помощью искусственных мезоскопических структур на основе ряда механизмов (главным образом, экситонного) детально обсуждались в [1]. После открытия ВТСП в купратных перовскитах интерес к исследованию таких структур возобновился. С одной стороны, привлекала слоистая структура этих сверхпроводников, а с другой оказалось, что CuO_2 -слои, определяющие сверхпроводимость ВТСП-соединений, состоят из чередующихся страйпов (полос) двух типов D и U, с шириной W и L, соответственно (рис. 1а). Согласно современной точке зрения страйп-структура в ВТСП-купратах возникает из-за ангармонической одномерной решеточной модуляции CuO_2 -плоскости. Такая модуляция (волновой вектор которой несоизмерим с волновым вектором решетки) возникает в нормальном состоянии, при температурах ниже 100-200 К, и т.о. она сосуществует со сверхпроводящей фазой при низких температурах.

Как было обнаружено из измерений EXAFS и дифракции, в D-страйпах решетка искажена, в то время как U-страйпам соответствует неискаженная решетка. Страйпы U-типа имеют большую концентрацию носителей (металлические страйпы), а D-страйпы являются полуизолирующими с антиферромагнитной структурой. Как показали более поздние измерения, ширины U и D страйпов порядка 1.0 нм, так что длина волны деформации $\lambda_p = L + W \sim 2.5$ нм, что близко к сверхпроводящей длине когерентности ξ_{ab} в этой CuO_2 -плоскости. Таким образом, при понижении температуры в CuO_2 -плоскости ВТСП формируется сверхрешетка квантовых страйпов на атомном пределе, причем ширина металлических страйпов оказывается порядка длины волны де Бройля электронов на уровне Ферми $L \sim \lambda_F = 2\pi / k_F$, где k_F - волновой вектор электронов на уровне Ферми.

Эта картина позволила предложить модель [2,3] для создания искусственных высокотемпературных сверхпроводников на основе металлических гетероструктур на атомном пределе (рис.2). Такие структуры могут быть реализованы искусственно молекулярно-лучевой эпитаксией, напылением, литографией, химическим синтезом, электрохимиче-

ским осаждением и др. Сверхпроводящая гетероструктура создается сверхрешеткой квантовых стенок одного материала В, внедренного между вто-

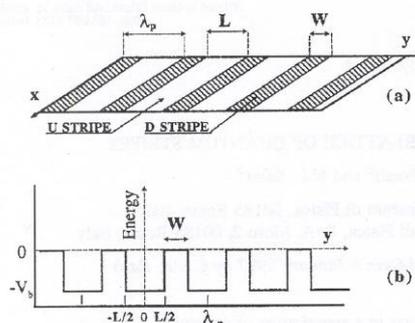


Рис. 1. а) сверхрешетка квантовых страйпов в CuO_2 -плоскости ВТСП, сформированная D-страйпами ширины W (искаженная решетка), чередующимися с U-страйпами ширины L (неискаженная решетка) с периодом λ_p ; б) периодический потенциальный барьер в y-направлении (см. [2,3]).

ским материалом А, который обеспечивает периодический потенциальный барьер для электронов в первом материале (рис.1б). Блоки ВА повторяются большое число раз, чтобы сформировать сверхрешетку ...ВАВАВА... с периодом λ_p .

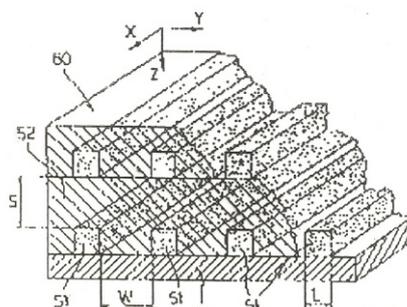


Рис. 2. Высокотемпературный сверхпроводник, сформированный из металлических гетероструктур на атомном пределе [3].

Известно (см., напр. [3]), что разработка и создание искусственных гетероструктурных систем

на основе полупроводниковых материалов привели к прогрессу в оптике и электронике, правда размер мезоскопических блоков в типичных полупроводниковых гетероструктурах, таких как GaAs при комнатной температуре, ($L \sim \lambda_F$) порядка 25 нм засчет низкой плотности заряда. Рост искусственных металлических квантовых сверхрешеток на атомном пределе вообще говоря сдерживается техническими проблемами для эпитаксиального роста тонких однородных пленок с резкими границами на атомном пределе. Фактически, металлические тонкие пленки, выращенные стандартным методом напыления получаются разупорядоченными на атомном масштабе или гранулированными на мезоскопическом масштабе (ср. [2,3,6]), а электроны при низкой температуре локализуются.

Однако, в этой картине D-стрипы рассматриваются только как создающие периодический потенциал для зарядовых стрипов, без учета их магнитной природы. Но уже в первых же (модельных) расчетах структуры CuO_2 -плоскости было получено, что D-стрипы имеют сложную АФМ структуру, более того ориентация соответствующих спинов в соседних D-стрипах оказывается противоположной, что приводит к тому, что длина волны спиновой плотности $\lambda_{ВСП}$ оказывается в два раза больше, чем $\lambda_{ВЗП}$ для зарядовых стрипов (в модели [2,3] эти длины равны, что противоречит условиям сосуществования ВСП и ВЗП в рамках общей теории ВСП (см., напр. [4]). Кроме того, такое строение спиновых стрипов в CuO_2 -плоскости приводит к дополнительному подмагничиванию носителей заряда в зарядовых стрипах (вследствие ВСП-СП резонанса, когда на расстоянии длины когерентности ξ_{ab} в соседних зарядовых стрипах ($\lambda_p = L + W$) находятся носители с противоположно направленными спинами (s-тип спаривания) [5]), и создает условия для такого спаривания при более высоких температурах.

Такая картина позволяет предложить ряд способов моделирования ВТСП-купратов. Наиболее прямым из них является создание искусственных магнитных стрипов в ВТСП или создание многослойных субнаноструктур с последовательностью металлических и АФМ-диэлектрических слоев (ВСП/ВЗП с зарядовыми и магнитными стрипами в поперечном сечении, рис.3).

В настоящее время для исследования доступны металлические гетероструктуры с субнано-размерными слоями (рентгеновские зеркала, ГМС-структуры [6]). Конечно, такие гетеросистемы являются, вообще говоря, трехмерными, но их исследование может быть полезным для понимания

принципиальных характеристик стрип-структуры в CuO_2 -плоскости ВТСП-купратов и роста T_c .

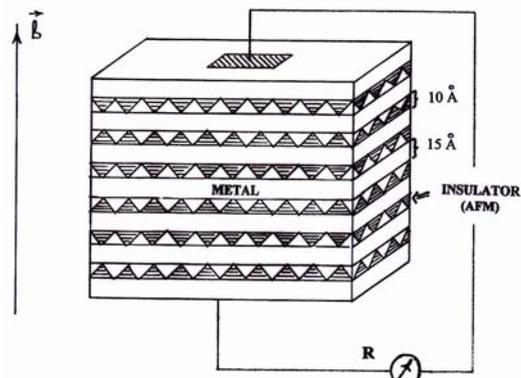


Рис. 3. Многослойная субнаноструктура с чередующимися зарядовыми и магнитными стрипами в поперечном сечении (схема) (см., напр. [4]).

С другой стороны, предлагаемая модель дает возможность роста T_c с использованием вторичного эффекта, а именно, создания волны деформации в образце ВТСП-оксида при данной температуре, которая может привести к формированию ВЗП и следовательно, ВСП во всем объеме образца и таким образом к СП переходу при этой температуре. Видимо, именно такой механизм был использован в [7], где тонкая (15 нм) пленка LSCO была выращена с помощью молекулярной эпитаксии на SrLaAlO_4 подложке, период решетки которой слабо отличался от периода решетки выращенной пленки - несоизмеримость решеток привела к соответствующей волне деформации в пленке и двукратному росту T_c по сравнению с объемным образцом.

[1] Проблема высокотемпературной сверхпроводимости (под ред. В.Л.Гинзбурга и Д.А.Киржница), М.: Наука, 1977. – 400 с.
 [2] A.Bianconi, *European Patent* N.0733271 “High T_c superconductors made by metal heterostructures at the atomic limit”; (priority date 7 Dec 1993), published in *European Patent Bulletin* 98/22, 1998.
 [3] A.Bianconi, *Int.J.Mod.Phys. B* **14**, 3289, 2000
 [4] L.S.Mazov, *Phys.Rev. B* **70**, 054501 (2004); see, also in: *Superconductivity Research at the Leading Edge*, Ed. by P.S.Lewis (Nova Science Publishers, Inc., NY, 2004), p.1-23.
 [5] L.S. Mazov, in: *Proc.of NATO ARW*, Erice, Italy, 2003 (in press).
 [6] S.S.Andreev, A.A.Fraerman, K.A.Prokhorov, N.N.Salashchenko, E.A.Shamov, S.A.Zuev, and F.Shaefers, *SPIE Proc.* **3406**, 1998.
 [7] J.-P. Locquet, J.Perret, J.Fompeirine, E.Machler, J.W.Seo, et al., *Nature* **394**, 453, 1998.

Критический ток сверхпроводящих тонкопленочных мостиков: конкуренция объемного пиннинга и краевого барьера

И.Л. Максимов¹, А.А. Елистратов¹, J.R. Clem²

¹ Нижегородский государственный университет, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603950, Россия.

² Ames Laboratory and Department of Physics and Astronomy, Ames, Iowa, USA
e-mail: ilmaks@phys.unn.ru

В работе исследовано совместное влияние краевого барьера и объемного пиннинга на зависимость критического тока I_c сверхпроводящих тонкопленочных мостиков от приложенного магнитного поля ($I \perp H_0$). Численное и аналитическое решение уравнений Максвелла-Лондонов [1] позволяет количественно описать распределение Пирл-Абрикосовских вихрей, а также поведение плотности экранирующего сверхтока J в пленочном мостике ширины $2W$. Показано, что характер вихревого распределения, а также вид зависимости $I_c(H_0)$ существенно определяются величиной параметра p , представляющего собой отношение критического тока депиннинга I_p и тока подавления краевого геометрического барьера I_{s0} : $p = I_p/I_{s0}$. В зависимости от соотношения p и приведенного магнитного поля h (где $h = H_0/(I_{s0}/2\pi W)$) могут существовать три типа вихревых распределений в системе (см. рис. 1). Как видно из рис. 1 в областях II и III реализуются монополярные вихревые распределения двух видов, характеризующиеся наличием одной (II) или двух (III) безвихревых зон. По мере роста I_p в образце могут возникать вихревые структуры противоположной полярности (см. область IV). Соответствующие токовые распределения представлены на рис. 1. Линия h_d , разделяющая мейсснеровскую зону I и область III описывается простым выражением $2h_d = 1 - (p/p_c)^2$, где $p_c = 2/\pi$. Аналитические выражения для кривых h_1 и h_2 , разграничивающих вихревые структуры различного типа (см. рис. 1) представлены в работе [2].

Переход в резистивное состояние (РС), происходящий по мере нарастания транспортного тока I , может быть осуществлен в результате разрушения каждой из возможных вихревых конфигураций. Так, в случае II вихри заходят в пленку с правого ее края $x = W$ и, встраиваясь в уже имеющийся вихревой ансамбль, «вытесняют» из пленки крайние вихри, локализованные вблизи

границы $x = -W$. Аналогичная ситуация имеет место и в случае III с той лишь разницей, что «вытесняемый» вихрь на левой границе вихревой зоны достигает левого края пленки, двигаясь дрейфовым образом под действием силы Лоренца. В обоих случаях реализуется так называемый дрейфовый механизм перехода в РС [3]. Наконец, в режиме IV переход в резистивное состояние осуществляется в результате аннигиляции вихрей противоположной полярности – реализуется аннигиляционный механизм перехода в РС [3].

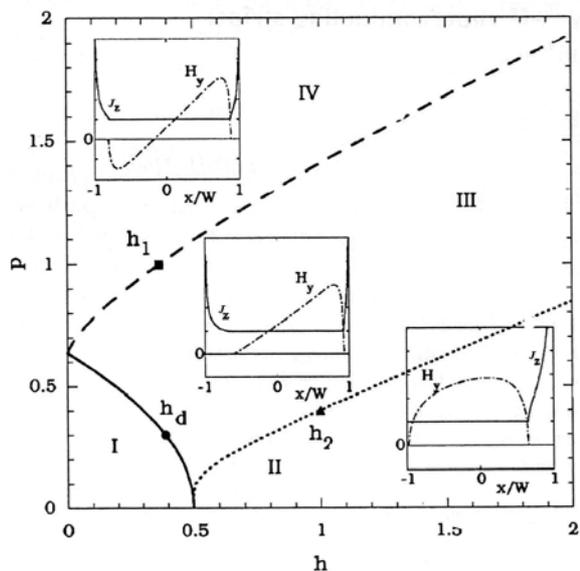


Рис. 1. Диаграмма вихревых состояний в пленке. На вставках даны распределения вихревой плотности H_y и плотности экранирующего сверхтока J_z .

Переход в резистивное состояние (РС), происходящий по мере нарастания транспортного тока I , может быть осуществлен в результате разрушения каждой из возможных вихревых конфигураций. Так, в случае II вихри заходят в пленку с правого ее края $x = W$ и, встраиваясь в уже имеющийся вихревой ансамбль, «вытесняют» из пленки крайние вихри, локализованные вблизи границы $x = -W$. Аналогичная ситуация имеет место и в случае III с той лишь разницей, что «вытесняемый» вихрь на левой границе вихревой зоны достигает левого края пленки, двигаясь дрейфовым образом под действием силы Лоренца. В обоих случаях реализуется так называемый дрейфовый механизм перехода в РС [3]. Наконец,

в режиме IV переход в резистивное состояние осуществляется в результате аннигиляции вихрей противоположной полярности – реализуется аннигиляционный механизм перехода в РС [3].

Обнаружено, что при условии $p > 2/\pi$ в области слабых магнитных полей на зависимости $I_c(H_0)$ существует участок, на котором критический ток незначительно увеличивается с ростом H_0 (см. рис. 2). Этот аномальный «пик-эффект» в области слабых полей объясняется комбинированным влиянием краевого барьера и объемного пиннинга. Как показано в [3] максимальная величина критического тока в массивных образцах может превысить I_{c0} на 10-15%.

В области сильных полей критический ток тонкопленочного мостика $I_c(H_0)$ демонстрирует зависимость

$I_c - I_p \approx H_0^{-1}$, характерную для ситуации с краевым барьером (см. рис. 2).

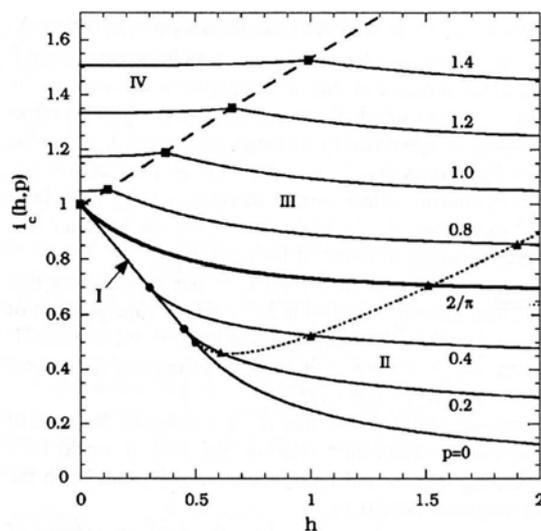


Рис. 2. Полевая зависимость критического тока в пленке при различных значениях параметра p .

- [1] Maksimov I.L., Europhys. Letters, **32**, 753 (1995).
- [2] Elistratov A. A., Vodolazov D.Yu., Maksimov I.L., Clem J.R., Phys. Rev. B, **66**, 220506(R) (2002).
- [3] Vodolazov D.Yu., Elistratov A. A., Maksimov I.L. Proc. of 10-th Int. Workshop on Critical Currents, 2001, Goettingen, Germany, P. 12.

Сверхпроводимость межфазной границы двухслойных гетероструктур на основе полупроводниковых монохалькогенидов

М.Ю.Михайлов¹, О.И.Юзефович¹, Н.Я.Фогель², Ю.В.Бомзе^{1,2}, Е.И.Бухштаб²,
А.Ю.Аладышкин³, Е.Е.Пестов³, Ю.Н.Ноздрин³, А.Ю.Сипатов⁴, В.В.Волобуев⁴

¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина, 61103 Харьков, Украина

²Solid State Institute, Technion, 32100 Haifa, Israel

³Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105, Россия

⁴Национальный технический университет ХПИ, 61002 Харьков, Украина

e-mail: mikhailov@ilt.kharkov.ua

Впервые обнаружена сверхпроводимость двухслойных полупроводниковых монохалькогенидных гетероструктур (ДГ) PbTe/PbS, PbTe/PbSe, PbTe/YbS с температурами сверхпроводящего перехода $2.6 < T_c < 5.6$ К. Результаты по сверхпроводимости ДГ, полученные путем резистивных измерений, подтверждены исследованием их нелинейных СВЧ свойств. Единичные пленки PbTe, PbS, PbSe и YbS, изготовленные при тех же условиях, что и ДГ, не проявляют сверхпроводимости выше 0.3 К. Из сравнения экспериментальных результатов, полученных на ДГ, с результатами на тонких единичных пленках сделан вывод, что за сверхпроводимость ДГ отвечает граница раздела двух полупроводников. Сравнение сверхпроводящих свойств ДГ и сверхрешеток (СР) позволяет сделать вывод о низкоразмерности сверхпроводящего слоя ДГ.

Упругие и электронные свойства сверхрешеток (СР), полученных при эпитаксиальном росте изоморфных монохалькогенидов Pb, Sn и редкоземельных металлов на подложке KCl, изменяются на наномасштабах [1,2]. Первые результаты по обнаружению сверхпроводимости полупроводниковых СР PbTe/PbS и PbTe/SnTe появились в 80-х годах [3,4], но до последнего времени существовали противоположные суждения о ее причине: формирование ультратонкой пленки свинца на интерфейсе или выделений Pb из-за интердиффузии, влияние псевдоморфных условий на интерфейсе; влияние сетки краевых дислокаций несоответствия (КДН), возникающей на границе раздела между двумя полупроводниками. Применение последней идеи привело к открытию сверхпроводимости 5 новых сверхпроводящих СР PbS/PbSe, PbTe/PbSe, PbS/YbS, PbTe/YbS, и PbSe/EuS [1,2]. Тем временем попытки других групп создать двухслойные сверхпроводящие структуры были безуспешны [5,6], и авторы сделали вывод, что трехслойные структуры - минимальные структурные блоки, проявляющие сверхпроводящие свойства. Это заключение противоречит нашей концепции о сверхпроводимости, связанной с наличием сетки КДН [2]. В данной работе мы сообщаем об обнаружении сверхпроводимости в ДГ. Показано, что их сверхпроводящие свойства отличаются от свойств СР, и эти отличия, вероятно, связаны с низкоразмерной природой сверхпроводящих слоев в ДГ. Кроме

того, наличие сверхпроводимости подтверждено исследованием нелинейных СВЧ свойств ДГ PbTe/PbS.

Количество исследованных ДГ – 20. Толщины обоих слоев ДГ равные и изменялись в диапазоне 40 – 300 nm. Метод приготовления ДГ описан в работах [2,5]. В качестве подложки использовался скол поверхности (001) монокристалла KCl, что гарантирует эпитаксиальный рост гетероструктуры и образование сетки КДН на границе раздела двух полупроводников. Наличие сетки КДН подтверждается результатами электронно-микроскопических исследований ДГ [2,5].

Методика магнитотранспортных измерений описана в работе [2], интервал температур 0.3-300К, магнитного поля до 50кОе. Критические магнитные поля определялись по середине резистивных переходов в точке $R = R_n / 2$ (R_n - остаточное сопротивление перед сверхпроводящим переходом). Для исследований нелинейных СВЧ свойств образцов использовалась методика, основанная на регистрации высших гармоник, возникающих из-за нелинейных свойств сверхпроводника, с помощью ближнепольного зонда индуктивного типа [8,9].

Для большинства ДГ мы наблюдаем типичную для металлов температурную зависимость сопротивления, причем соотношение $r = R_{300} / R_n$ составляло 1.6-8. Все эти образцы являются сверхпроводящими (рис.1) с T_c в интервале 2.6-5.6К. Эти значения T_c , как правило, ниже, чем T_c СР из таких же материалов и такой же толщины (5.8-6.5К). Для более тонких ДГ ($d_{1,2} = 40-70$ nm) величины dR/dT выше T_c отрицательны, T_c снижается с уменьшением d и переход не заканчивается при 0.3К. В случае СР полный переход в сверхпроводящее состояние наблюдается для образцов с $d_{1,2} \geq 10$ nm. Как следует из сравнения экспериментальных результатов для СР и ДГ, присутствие дополнительных интерфейсов служит стабилизирующим фактором для структуры слоев, отвечающих за сверхпроводимость. Особенности сверхпроводящего состояния ДГ радикально отличаются от обычно наблюдаемых для СР. В то время как для СР наблюдается резкий переход в сверхпроводящее состояние, для всех ДГ переход сильно уширен (рис.1) (ширина перехода больше чем 2К), в то время как для СР переход резкий (несколько десятых долей К). Возможно, ушире-

ние резистивного перехода ДГ вызвано низкоразмерной природой сверхпроводящего слоя.

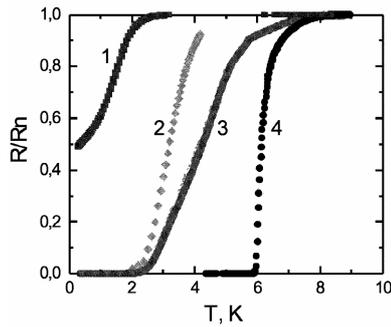


Рис.1. Нормированное сопротивление как функция температуры для 4 структур PbTe/PbS: трех ДГ с $d_{1,2}=40\text{nm}$ (1), 80nm (2) and 80nm (3), и одной СР с $d_{1,2}=120\text{nm}$ (4).

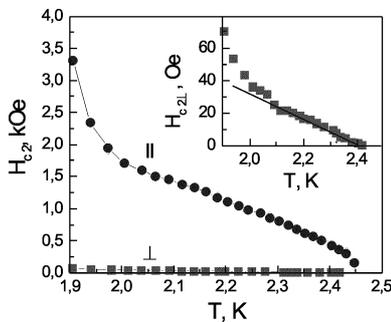


Рис.2. Верхние критические поля ДГ PbTe/YbS с толщинами слоев $d_{1,2}=100\text{nm}$.

Результаты исследования критических магнитных полей приведены на рис.2. Критические магнитные поля существенно более анизотропны, чем для СР. В СР в окрестности T_c наблюдается 3D поведение параллельного критического поля $H_{c||} \sim (T_c - T)$, при низких температурах наблюдается кроссовер к 2D поведению. В случае единичного интерфейса 2D поведение параллельного критического поля $H_{c||} \sim (T_c - T)^{1/2}$ начинается прямо от T_c . Для ДГ наблюдается резкая расходимость верхних критических полей (параллельного и перпендикулярного) при низких температурах, что может быть следствием кроссовера 2D-1D. Такой кроссовер характерен для сверхпроводящих сеток [7].

На рис. 3б представлена температурная зависимость мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(T)$ для СР PbTe/PbS, в слабых магнитных полях имеющая выраженный пик нелинейности. Подобные зависимости $P_{3\omega}(T)$ характерны для сверхпроводников вблизи T_c [8,9]. Проведены измерения интенсивности локального нелинейного отклика при изменении внешнего перпендикулярного магнитного поля и температуры. Ранее для сверхпроводников была обнаружена корреляция между температурными зависимостями нелинейного отклика и удельного сопротивления, которая предоставляет возможность определения T_c по

результатам бесконтактных СВЧ измерений. При этом под T_c мы понимаем максимальную температуру, при которой регистрируется нелинейный отклик (для СР на рис.3б $T_c \approx 5.6\text{K}$). Во внешнем магнитном поле пик нелинейности смещается в область более низких температур. Для сверхпроводников такое поведение может быть интерпретировано как уменьшение T_c магнитным полем. Заметим, что пик нелинейности сильно подавляется довольно слабым магнитным полем (до 40 Гс), что может указывать на достаточно низкие значения критического тока. Для ДГ (рис.3а) получены аналогичные результаты, отличающиеся от характеристик СР лишь меньшей (примерно на порядок) интенсивностью пика нелинейности, что может быть связано с существенно меньшим числом поверхностей раздела полупроводников.

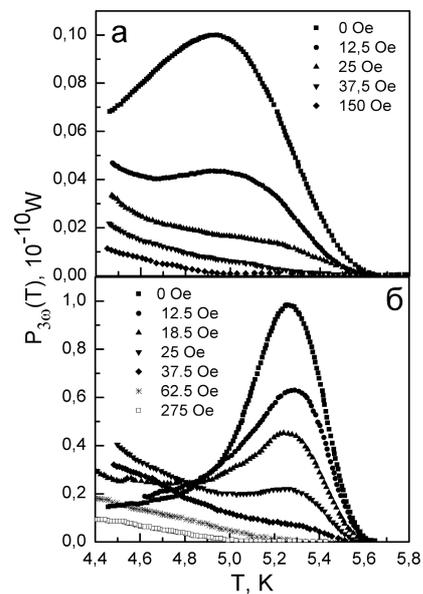


Рис.3. Зависимости $P_{3\omega}(T)$ от температуры. (а) для ДГ PbTe/PbS $d_{1,2}=200\text{nm}$ и (б) для СР $d_{1,2}=130\text{nm}$ (количество бислоев – 4).

Работа выполнена при поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований Украины (грант № F8/307-2004), РФФИ (грант № 03-02-16533), Министерства образования и науки России (программа "Развитие научного потенциала высшей школы").

[1] N.Ya. Fogel et al., Phys.Rev.Lett. **86**, 512 (2001)
 [2] N.Ya. Fogel et al., Phys.Rev. **B66**, 174513 (2002)
 [3] K. Murase et al., Surf. Sci. **170**, 486 (1986)
 [4] О.А.Миронов и др., Письма ЖЭТФ **48**, 100 (1988)
 [5] О.А.Миронов и др., Письма ЖЭТФ **50**, 300 (1989)
 [6] А.И. Федоренко и др., ФТТ **41**, 1693 (1999)
 [7] L.A. Turkevich and R.A. Klemm, Phys. Rev. **B19**, 2520 (1979)
 [8] E.E. Pestov et al., IEEE Trans. Appl. Supercond., **11**, 131 (2001)
 [9] А.Ю. Аладышкин и др., Известия ВУЗов / Радиофизика, **XLVI**, 123 (2003)

Подавление шумов в устройствах быстрой одноквантовой логики

А.В. Гордеева, А.Л. Панкратов

Институт Физики Микроструктур РАН,
Нижний Новгород, 603950, Россия.
e-mail: alp@ipm.sci-nnov.ru

Исследование флуктуационных характеристик джозефсоновских контактов и устройств на их основе является очень важным по причине использования таких контактов в качестве логических элементов. Наличие флуктуаций в джозефсоновских устройствах приводит, например, к конечному времени жизни единицы информации, записанной в джозефсоновскую ячейку памяти, к случайным срабатываниям логических элементов и к разбросу времени прихода сигналов по джозефсоновским линиям передачи см., напр., [1] и [2]. Основным элементом устройств быстрой одноквантовой логики является балансный компаратор, состоящий из двух последовательно включенных джозефсоновских контактов. В зависимости от величины и знака постоянного тока, протекающего через переходы, в результате прихода одиночного тактового импульса (такого, что сумма всех токов, протекающих через контакт, больше критического) происходит генерация нового импульса первым или вторым контактом.

В данной работе исследованы среднее время переключения и его среднеквадратическое отклонение джозефсоновского контакта с малой емкостью, находящегося под воздействием постоянного тока и одноквантового импульса. Проведенный анализ позволяет найти оптимальную величину тока смещения контакта, задающего тактовые импульсы, минимизирующую индуцированные шумом ошибки переключения.

Известно, что процессы, происходящие в точечном джозефсоновском контакте с малой емкостью (большим затуханием $\beta \ll 1$), через который протекает ток I и при учете флуктуаций тока, хорошо описываются уравнением Ланжевена. Здесь $\beta = 2eI_c R_N^2 C / \hbar$ – параметр МакКамбера–Стюарта, I_c – критический ток, $R_N^{-1} = G_N$ – нормальная проводимость контакта, C – емкость, e – заряд электрона и \hbar – постоянная Планка. В случае $\beta \ll 1$ уравнение Ланжевена имеет следующий вид:

$$\omega_c^{-1} \frac{d\varphi(t)}{dt} = -\frac{du(\varphi)}{d\varphi} - i_F(t), \quad (1)$$

где

$$u(\varphi) = 1 - \cos \varphi - i(t)\varphi \quad (2)$$

– безразмерный потенциальный профиль, φ – разность фаз параметра порядка на противоположных сторонах контакта, $i(t) = i_0 + f(t) = I/I_c$, $i_F(t) = I_F/I_c$, I_F – случайная компонента тока, $\omega_c = 2eR_N I_c / \hbar$ – характеристическая частота джозефсоновского контакта. В случае, когда учитываются только тепловые флуктуации, случайный ток может быть представлен в виде белого гауссовского шума:

$$\langle i_F(t) \rangle = 0, \quad \langle i_F(t) i_F(t + \tau) \rangle = \frac{2\gamma}{\omega_c} \delta(\tau),$$

где $\gamma = 2ekT/\hbar I_c = I_T/I_c$ – безразмерная интенсивность флуктуаций, T – температура, и k – постоянная Больцмана.

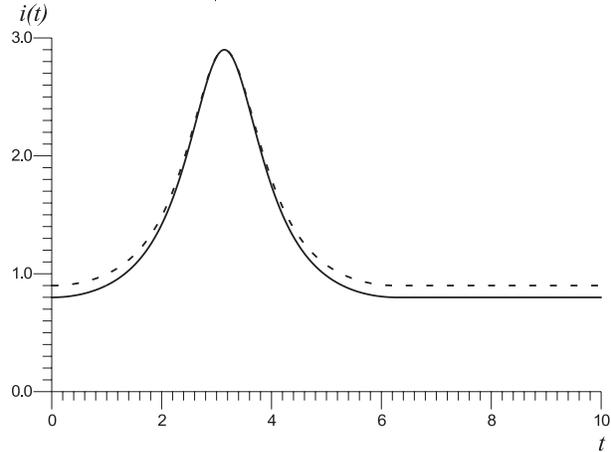


Рис. 1: Вид импульса тока $i(t)$ для $A = 1.05$, $i_0 = 0.8$ – сплошная линия, $A = 1$, $i_0 = 0.9$ – пунктирная линия.

В начальный момент времени ток, текущий через контакт, меньше критического, $i_0 < 1$. Одноквантовый импульс, приходящий с тактового генератора (которым служит еще один джозефсоновский контакт, находящийся в режиме генерации), переключает контакт в резистивное состояние, что приводит к возникновению нового одноквантового импульса. Этот импульс возникнет не мгновенно, а через некоторое время, называемое временем переключения. Поскольку из-за шумов момент возникновения импульса случаен, исследуем его среднее и среднеквадратическое отклонение. В качестве тактового импульса выберем импульс напряжения, форму кото-

рого можно получить путем решения уравнения (1) в отсутствие шумов для $i > 1$: $f(t) = A \left(\frac{a\omega^2}{a^2 - \cos(\omega t + \psi) + \omega \sin(\omega t + \psi)} + 1 - a \right)$, где a - ток, текущий через контакт, являющийся тактовым генератором, $\omega = \sqrt{a^2 - 1}$ - частота генерации, $\psi = \pi + \arctan(-\omega)$, A - амплитуда сигнала. На Рис. 1 изображен вид импульсов тока $i(t) = i_0 + f(t)$ для случая одинакового максимального значения полного тока $i(t) = 2.9$.

Исследуем среднее время переключения (СВП) τ и его среднеквадратическое отклонение (СО) σ . По определению [3],[4] первый и второй моменты времени переключения имеют вид:

$$\tau = \langle t \rangle = \int_0^\infty t w(t) dt, \quad \tau_2 = \langle t^2 \rangle = \int_0^\infty t^2 w(t) dt, \quad (3)$$

где

$$w(t) = \partial P(t) / \partial t,$$

$P(t)$ - вероятность нахождения φ в интервале от $-\pi$ до π , и среднеквадратическое отклонение, как обычно, $\sigma = \sqrt{\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2}$.

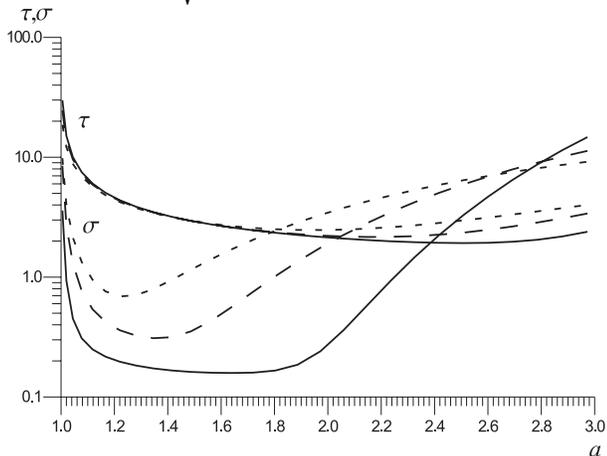


Рис. 2: Среднее время переключения и среднеквадратическое отклонение как функции тока a тактового генератора для различных значений интенсивности шума $\gamma = 0.02$ - сплошная линия, $\gamma = 0.05$ - длинный пунктир, $\gamma = 0.1$ - короткий пунктир.

На Рис. 2 представлены зависимости СВП и СО от тока тактового генератора a при разных интенсивностях шума для $i_0 = 0.9$, $A = 1$. Видно, что и τ и σ имеют минимумы как функции a , при этом минимум τ является более широким и пологим, чем минимум σ . Очевидно, что для интенсивности шума $\gamma = 0.02$ наиболее оптимальной является область a в окрестности 1.5-1.6, поскольку при этом достигается минимум σ , а СВП близко к минимуму и не зависит от интенсивности шума

(кривые τ для $\gamma = 0.1 - 0.02$ при $a = 1.5$ совпадают). На Рис. 3 представлены зависимости СВП и СО от величины тока тактового контакта при разных значениях тока смещения i_0 и амплитуды сигнала A , но при одинаковом максимальном токе $i_0 + 2A = 2.9$. Как видно из графиков, при большем токе смещения i_0 переключение происходит более быстро и менее случайно: минимум σ глубже и шире для $i_0 = 0.9$, $A = 1$, чем для $i_0 = 0.8$, $A = 1.05$.

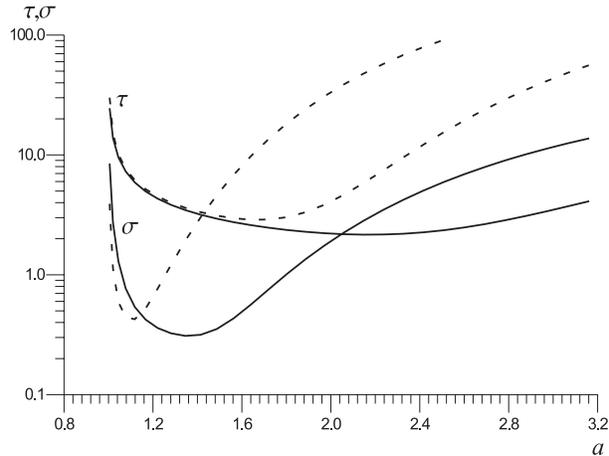


Рис. 3: Среднее время переключения и среднеквадратическое отклонение как функции тока a тактового генератора для различных значений тока смещения i_0 : $i_0 = 0.8$, $A = 1.05$ - короткий пунктир, $i_0 = 0.9$, $A = 1$ - сплошная линия.

Как следует из проведенного анализа, при данной интенсивности шума, выбором оптимального значения тока смещения тактового генератора, может быть минимизировано как время срабатывания устройств быстрой одноквантовой логики, так и индуцированные шумом ошибки переключения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 02-02-16775, 03-02-16533), ИНТАС (проект 01-0367), МНТЦ (проект 2445) и Российского Фонда Поддержки Науки.

- [1] К. К. Лихарев, *Введение в динамику джозефсоновских переходов* (Наука, Москва, 1985).
- [2] К. К. Likharev and V. K. Semenov, IEEE Trans. Appl. Supercond., **1**, 3 (1991); P. Bunyk, K. Likharev, and D. Zinoviev, Int. J. High Speed Electron. Syst. **11**, 257 (2001).
- [3] A. N. Malakhov, and A. L. Pankratov, Adv. Chem. Phys. **121**, 357 (2002).
- [4] A. L. Pankratov, and B. Spagnolo, Phys. Rev. Lett. **93**, 177001 (2004).

Нанокompозитный материал на основе твердого раствора SnTe:In в матрице опала.

М.С. Конончук, Р.В. Парфеньев, С.Г. Романов, А.В. Фокин,
А.В. Черняев, Д.В. Шамшур

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 29, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: a.chernyaev@mail.ioffe.ru

Трехмерные ансамбли сверхпроводящих (СП) наночастиц представляют несомненный интерес для изучения квантовых эффектов в низкоразмерных системах. Однако, создание совершенных образцов является сложной технологической проблемой. Использование искусственного опала в качестве матрицы позволяет решить проблему создания пространственно однородной регулярной решетки наногранул сверхпроводника [1].

Цель настоящей работы состояла в разработке методов синтеза в матрице опала полупроводникового материала - сверхпроводника II рода $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ - и изучении его электрофизических (включая СП) свойств при низких температурах.

Известно, что легирование теллурида олова примесью In приводит к возникновению полосы примесных состояний с высокой плотностью на фоне валентной зоны SnTe [2] и при ее заполнении – к особенностям электрофизических свойств данного соединения: пиннинг уровня Ферми, резонансное рассеяние носителей в примесную полосу In, низкие подвижности носителей заряда ($\delta 10\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) и переход в СП состояние с относительно высокими для полупроводниковых соединений критическими температурами ($T_c \leq 2.5\text{K}$) [3].

Опал представляет собой плотную упаковку одинаковых силикатных шаров с диаметром $D \sim 200 \div 300$ нм и характерными размерами полостей между шарами $d_0=0.41D$, $d_1=0.23D$ и $d_b=0.15D$ [4]. Для приготовления нанокompозитов SnTe<In>-opal в качестве матрицы использовался опал с $D=230$ нм с малой дисперсией δD ($\delta D/D \leq 0.05$). Были разработаны два метода синтеза твердого раствора $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$.

1. Введение под давлением $P = 3$ кбар в течение 10 мин. расплавленного вещества ($T=750^\circ\text{C}$): исходного твердого раствора $\text{Sn}_{0.95}\text{In}_{0.05}\text{Te}$.

2. метод непосредственного синтеза соединения $\text{Sn}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}$ в полостях опала из компонентов, соответствующих химической формуле $\text{Sn}_{0.84}\text{In}_{0.16}\text{Te}_{1.02}$. Образец опала и исходные компоненты помещались в стальную ампулу. Синтез проводился последовательно в несколько этапов, при этом выдерживались следующие технологические параметры:

1) нагревание от 20°C до 820°C при $P=500$ бар в течение 30 мин.;

2) выдержка при температуре 820°C при $P=500$ бар в течение 30 мин.;

3) выдержка при температуре 820°C при $P=3$ кбар в течение 10 мин.;

4) охлаждение от 820°C до 20°C при $P=3$ кбар в течение 30 мин.

Образцы полученных нанокompозитов SnTe<In>-opal имели размеры порядка $5 \times 2 \times 0.4$ мм³. Для исключения поверхностной проводимости слой соединения SnTe<In> удалялся с поверхности нанокompозита путем травления. Измерения проводились четырехзондовым методом. Ширина СП перехода по температуре ΔT_c и магнитному полю ΔH_{c2} определялась по скачку сопротивления как разность температур (или магнитных полей) между уровнями $0.9\rho_N$ и $0.1\rho_N$; параметры СП перехода T_c и H_c определялись по уровню $\rho = 0.5\rho_N$.

Как видно из таблицы и рисунка, наблюдаемые величины эффективного удельного сопротивления образцов SnTe<In>-opal (завышенного в k^{-1} раз по сравнению с ρ реальной сетки SnTe<In> в опале; $k \approx 0.26$ – доля объема проводящей части) того же порядка, что и ρ массивного материала во всем температурном интервале, что указывает на преобладающее влияние резонансного рассеяния зонных дырок в примесную полосу In как в объемном, так и в нанокompозитном SnTe<In>. По-видимому, длина свободного пробега дырок в SnTe<In>-opal оказывается меньше размеров полостей даже при низких температурах, и поэтому рассеяние

Таблица. Параметры СП перехода образцов исследованных нанокompозитов SnTe<In>-opal и соответствующих им образцов объемного материала.

Образец	$\rho_{4.2\text{K}}$ мОм·см	$\rho_{300\text{K}}/\rho_{4.2\text{K}}$	T_c , К	$H_{c2}(0)$, кЭ
Sn_{0.95}In_{0.05}Te (массив)	0,52	1,44	1,20	3,8
Sn_{0.95}In_{0.05}Te-opal	3,26	1,36	0,92	6,6
Sn_{0.84}In_{0.16}Te (массив)	0,36	1,46	2,14	7,8
Sn_{0.84}In_{0.16}Te-opal	0,45	1,82	2,09	13,2

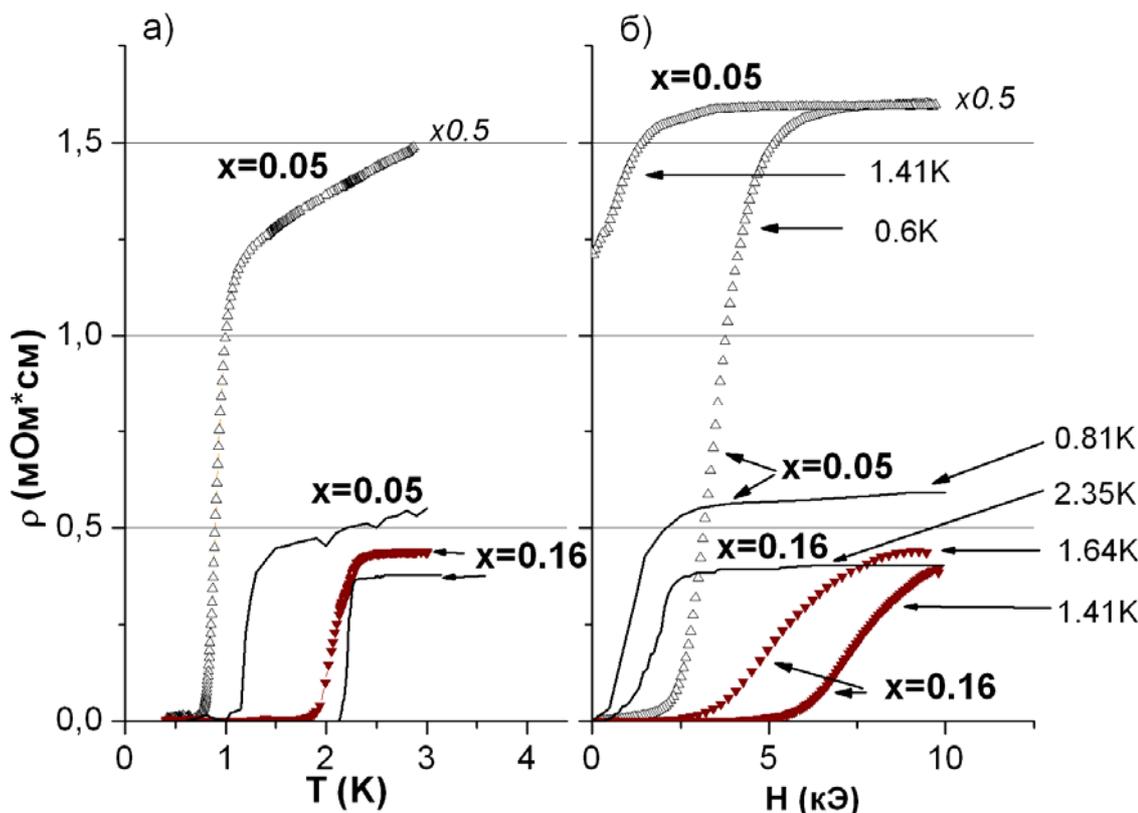


Рис. Сверхпроводящий переход в образцах $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$: а) - по температуре; б) - по магнитному полю. Сплошные линии - данные для массивного материала, символы – для $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ -опал.

носителей на границах не вносит заметного вклада в сопротивление.

Как видно из рисунка, критические температуры полученных образцов близки к T_c объемного $\text{SnTe}<\text{In}>$, а зависимости $\rho(T)$ для $\text{SnTe}<\text{In}>$ -опал в области СП перехода имеют вид, типичный для данного материала. Некоторые изменения критической температуры материала, введенного в опал, по сравнению с T_c объемного материала, связаны, по-видимому, с отклонением состава $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ в опале от стехиометрического. Как отмечалось в [3], параметры СП перехода в твердом растворе $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ довольно сильно зависят от содержания в нем избыточного Te как наиболее легколетучего компонента данного тройного соединения.

В исследуемом нанокompозитном материале $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ -опал наблюдается заметное увеличение значений критического магнитного поля по сравнению с $H_{c2}(T)$ для массивного материала данного состава (см. табл. и рис.). Согласно нашим оценкам, глубина проникновения магнитного поля ($\lambda(0) \sim (1 \div 2) \cdot 10^{-4}$ см) в изучаемом материале заметно превышает характерные размеры наногранул $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ в полостях опала ($d_0 = 95$ нм,

$d_T = 53$ нм, и $d_B = 36$ нм). Кроме того, специфика размерного эффекта в СП свойствах нанокompозита $\text{SnTe}<\text{In}>$ -опал, проявляющегося только лишь по отношению к магнитному полю, связана, возможно, со сложной геометрической структурой наноразмерной сетки $\text{Sn}_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ в опале. Отметим, что в нанокompозитах на основе опала и индия – сверхпроводника I рода – размерный эффект наблюдался в СП переходе как по температуре, так и по магнитному полю [5].

Работа поддержана грантом РФФИ 04-02-17685, Президиума РАН и Грантом НШ – 2200.2003.

1. В.Н. Богомолов, В.В. Журавлев, А.И. Задорожний, Е.В. Колла, Ю.А. Кумзеров. Письма в ЖЭТФ, 36, 365 (1982).
2. В.И. Кайданов, Ю.И. Равич. УФН, 145, 1, 51 (1985).
3. Г.С. Бушмарина, Д.В. Шамшур, М.А. Шахов. ФТТ, 28, 1094 (1986).
4. В.Н. Богомолов, Л.К. Казанцева, Е.В. Колла, Ю.А. Кумзеров. ФТТ, 29, 622 (1987).
5. Д.В. Шамшур, А.В. Черняев, А.В. Фокин, С.Г. Романов. ФТТ, 47 (2005) – в печати.

Диодный эффект и увеличение критического тока в наноструктурированных гибридных F-S структурах

С.Н. Вдовичев, Б.А. Грибков, С.А. Гусев, А.Ю. Климов,
Ю.Н. Ноздрин, В.В. Рогов, А.А. Фраерман

Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП-105, Н.Новгород, Россия.
e-mail: vdovichev@ipm.sci-nnov.ru

Квантовые структуры с асимметричной проводимостью вызывают в последнее время большой интерес, как с точки зрения возможных новых физических эффектов, так и с точки зрения возможных применений в нанoeлектронике [1]. Одно из свойств таких систем состоит в том, что в них может наблюдаться "диодный" эффект - выпрямление переменного тока или зависимости сопротивления от направления протекания постоянного тока.

Выпрямление изучается на баллистических полупроводниковых структурах [2], на массивах асимметричных рассеивателей электронов [3], на вихрях в сверхпроводниках [4]. Подобные эффекты наблюдались и в гибридных F-S структурах магнитные частицы сверхпроводящий мост [5].

В экспериментах с гибридными F-S структурами причиной эффекта выпрямления тока является решетка магнитных частиц, выступающих в качестве центров пиннинга с асимметричным потенциалом. Однако магнитный механизм пиннинга работает только вблизи критической температуры сверхпроводника T_c , когда пиннинг на дефектах структуры сверхпроводника мал. К тому же, теоретические оценки [6] показывают, что магнитные частицы как центры пиннинга могут обеспечить плотность критического тока не более 10^4-10^5 A/cm^2 , что подтверждается многочисленными экспериментами [5,7].

В этой работе предлагается новый тип гибридных систем, состоящих из

ферромагнитных наночастиц на узком сверхпроводящем мосту. Мост мы называем узким, если его ширина порядка характерного размера наномангнитов. Эффекты выпрямления тока в узких мостах с магнитными частицами возможны благодаря суперпозиции магнитных полей, индуцированных наномангнитами и транспортным током моста.

Схематическое изображение предлагаемой структуры представлено на Рис.1. Над центром сверхпроводящей полоски ($W/L \gg l$) расположена однородно намагниченная вдоль оси Ox ферромагнитная частица. Из-за большого размагничивающего фактора W/L наибольшее влияние на свойства полоски будет иметь z -компонента поля частицы. Эта компонента имеет разный знак на противоположных сторонах полоски. Если транспортный ток направлен по оси Oy (Рис.1b), то магнитные поля тока I_c^+ и частицы складываются с обеих сторон от центра полоски. Можно предположить, что "усиление" магнитного поля тока с помощью поля частиц, приводит к уменьшению критического тока. Если транспортный ток направлен по оси Oy (Рис.1c), то магнитные поля тока I_c^- и частицы имеют противоположные знаки на обоих краях пластины и магнитное поле частицы компенсирует собственное магнитное поле тока по всей ширине полоски. (В случае однородного внешнего магнитного поля эта ситуация не возможна).

Можно предположить, что наличие "компенсирующего" неоднородного поля частиц (Рис.1c) приведет к увеличению критического

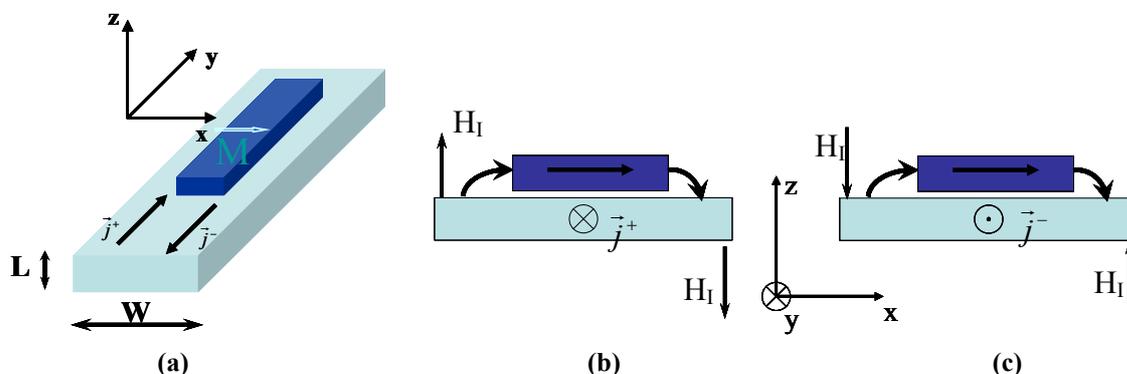


Рис.1. Схематический рисунок: (a) частица, намагниченная вдоль оси Ox над поверхностью сверхпроводящей полоски; (b) транспортный ток направлен по оси Oy ; (c) транспортный ток направлен против оси Oy .

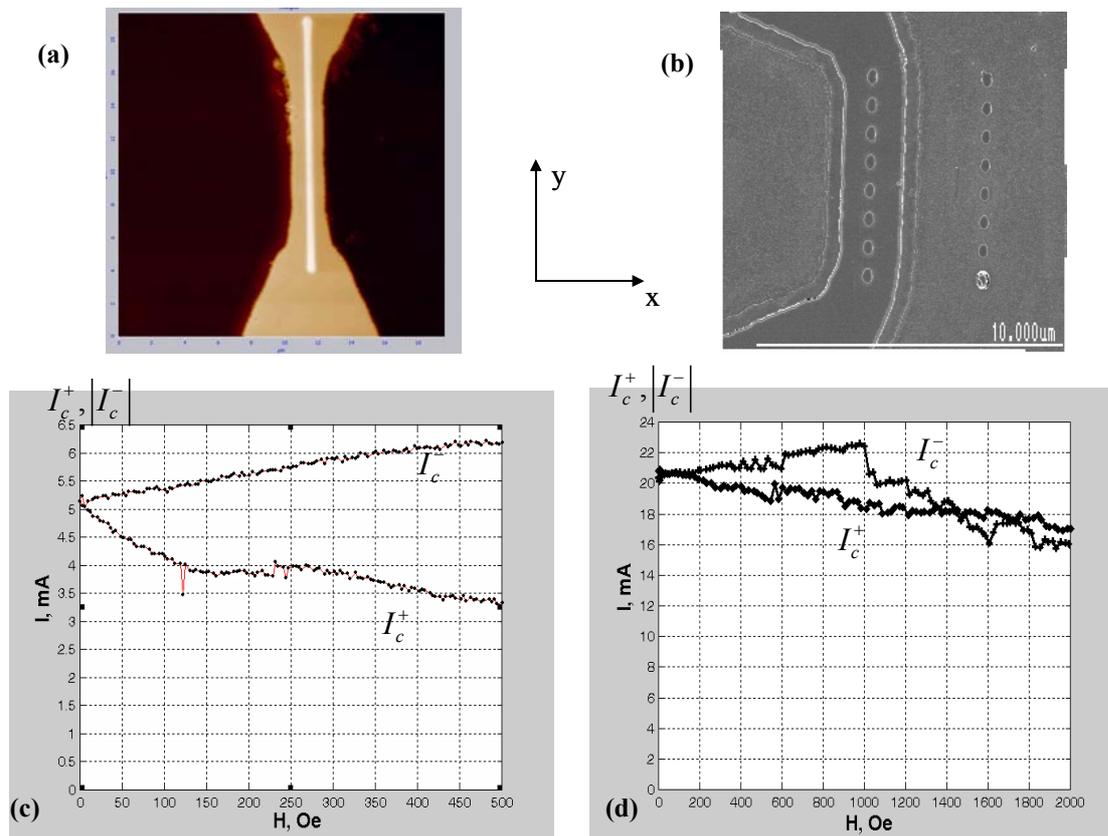


Рис.2. (a) AFM изображение моста с одной частицей; (b) SEM изображение моста с цепочкой частиц; (c,d) зависимости $I_c(H)$ от поля по оси Ox для образцов (a,b) соответственно.

тока.

Если средняя намагниченность частицы равна нулю, то эффект влияния поля частицы будет проявляться при намагничивании частицы внешним магнитным полем вдоль оси Ox .

Для экспериментального исследования эффекта выпрямления на сверхпроводящих мостах были сформированы системы ферромагнитных частиц кобальта, см. Рис.2а, б.

На первом мосту (Рис.2а) изготовлена одна частица Co с латеральными размерами 0.4×12 мкм и толщиной 100 нм. На втором мосту (Рис.2б) сформирована цепочка частиц Co , с размерами $400 \times 800 \times 100$ нм. Основное состояние таких частиц многодоменное.

Измерения транспортных свойств гибридных структур проводились в гелиевом криостате стандартным четырехконтактным методом при $T=4.2$ К. Зависимости $I_c^\pm(H)$ от магнитного поля, приложенного в плоскости моста (по оси Ox) представлены на Рис.2с,d. С ростом магнитного поля критический ток I_c^+ стал убывать (магнитное поле тока складывается с полем частиц, Рис.2с), а I_c^- - расти (магнитное поле тока компенсируется неоднородным полем частиц, Рис.2д). На свойства мостов без частиц однородное поле вдоль оси Ox не влияет.

Таким образом, в эксперименте наблюдались эффекты выпрямления (до 200%)

и увеличение критического тока (до 120%) с ростом внешнего магнитного поля. Эффекты обусловлены компенсацией собственного поля транспортного тока узкого моста неоднородным полем ферромагнитных частиц.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 03-02-16774 и МНТЦ, проект 2976.

Литература

- [1] P. Reimann. Phys. Rep., V.361, P.57 (2002).
- [2] A.M. Song et al. Phys. Rev. Lett., V.80, P.3831 (1998); А. Сабликов и др. Письма в ЖЭТФ, Т.81, С.84 (2005).
- [3] A. Lofgren et al. Phys. Rev. B, V.67, P.195309 (2003).
- [4] J.F. Wambaugh et al. Phys. Rev. Lett., V.67, P.5106 (1999); Carapella, G. Costabile. Phys. Rev. Lett., V.87, P.077002 (2001); B. Majer et al. Phys. Rev. Lett., V.90, P.056802 (2003).
- [5] D.J. Morgan, J. B. Ketterson. Phys. Rev. Lett. V.80, P. 3614 (1998); E. Villegas et al. Science, V.302, P.1188 (2003).
- [6] T.H. Alden, J.D. Livingston. J. Appl. Phys. V.37, P.3551 (1966); I.D. Tokman. Phys. Lett. A, V.166, P.412 (1992).
- [7] J.I. Martin et al., Phys. Rev. Lett., V.79, P.1929 (1997); M.J. Van Bael et al. Phys. C, V.369, P.97 (2002).

Резонансные моды короткого джозефсоновского контакта в поле магнитных частиц

А.В. Самохвалов

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, 603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: samokh@ipm.sci-nnov.ru

Экспериментальные исследования взаимодействия массива магнитных частиц с джозефсоновским переходом, показали наличие в такой гибридной системе явно выраженных эффектов соизмеримости, обусловленных взаимным влиянием магнитной (F) и сверхпроводящей (S) подсистем друг на друга [1]. Создаваемое частицами неоднородное магнитное поле частично проникает в сверхпроводник и область слабой связи, и вызывает модуляцию калибровочно-инвариантной разности фаз на переходе $\varphi(r)$, что приводит к особенностям квантовой интерференции [1,2]. Хорошо известно, что периодическая решетка амплитудных дефектов в области слабой связи существенно влияет на динамические свойства джозефсоновского перехода: на ВАХ контакта возникают дополнительные особенности (ступеньки) при резонансном взаимодействии плазменных волн и движущейся цепочки вихрей [3]. В данной работе теоретически изучено влияние периодической модуляции разности фаз на высокочастотные свойства торцевого джозефсоновского контакта. Выполнены расчеты резонансов Фиске и рассмотрены эффекты соизмеримости, обусловленные взаимодействием волны плотности джозефсоновского тока с резонансными высокочастотными электромагнитными модами контакта в присутствии сильно неоднородного поля, создаваемого магнитными частицами.

Рассмотрим короткий джозефсоновский переход на стыке двух тонких сверхпроводящих пленок, толщина которых d много меньше лондоновской глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник λ , помещенный в периодическое поле цепочки точечных магнитных диполей $\mathbf{M} = M \mathbf{x}_0$, как показано на рис.1. Предполагая, что полный ток через переход складывается из сверхтока $I_c \sin(\varphi)$, нормального тока V/R и тока смещения $C dV/dt$ получим следующее уравнение для разности фаз $\varphi(r, t)$:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[\int dq e^{-iqx} \phi(q, t) Q(q) \right] + \gamma^M(x) = \varepsilon \left[\sin \varphi + \partial^2 \varphi / \partial t^2 + \alpha \partial \varphi / \partial t - \gamma_b \right], \quad (1)$$

$$Q(q) = \frac{4}{\pi^2 \sqrt{4q^2 - 1}} \arctg \left(\frac{\sqrt{4q^2 - 1}}{1 + 2|q|} \right),$$

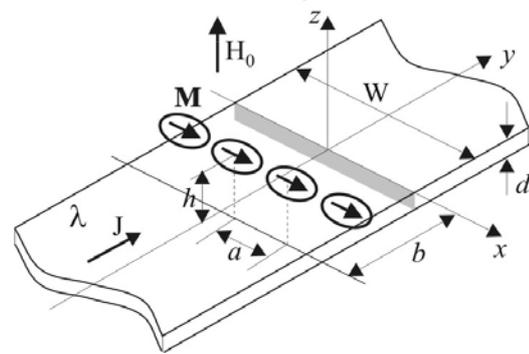


Рис. 1. Схема джозефсоновского перехода с цепочкой магнитных частиц.

записанное в безразмерных переменных: $x \rightarrow x/\Lambda$, $t \rightarrow \omega_J t$. Здесь $\Lambda = \lambda^2/d$ - эффективная глубина проникновения, определяющая экранирующие свойства тонкой пленки сверхпроводника, а $\omega_J = (2eI_c/\hbar C)^{1/2}$ - характерная плазменная частота перехода. Параметр $\alpha = \beta_c^{-1/2}$ описывает затухание электромагнитных волн в переходе и может быть выражен через параметр МакКамбера-Стюарта β_c . Интегральное слагаемое в (1), где $\phi(q, t) = \int \varphi(x, t) \exp(iqx)$, учитывает нелокальную связь между током и разностью фаз в торцевом переходе, обычную для подобных пленочных систем [4]. Безразмерный коэффициент $\varepsilon = \Lambda \lambda / \lambda_J^2$ характеризует экранирующие свойства перехода, а $\gamma_b = I_b / j_c dW$ определяется внешним током I_b . Слагаемое $\gamma^M(x)$ описывает влияние магнитных частиц на переход, и для рассматриваемой геометрии может быть записано в виде:

$$\gamma^M(x) = 4\pi\mu \sum_{n=1}^{\infty} G_n \cos(nq_a x), \quad (2)$$

$$q_a = \frac{2\pi}{a}, \quad \mu = \frac{M}{\Phi_0 \Lambda}$$

Выражения для амплитуд пространственных гармоник G_n и детали их вычисления приведены в работе [2]. Поскольку амплитуды G_n достаточно быстро спадают с ростом номера n , в дальнейшем ограничимся гармонической зави-

симостью $\gamma^M(x)$, оставляя в (2) только слагаемое с $n=1$.

В предельном случае абсолютно непрозрачного перехода ($\varepsilon=0$) из (1) легко определить распределение разности фаз $\varphi^M(x)$, индуцируемое в переходе магнитным полем цепочки магнитных частиц:

$$\varphi^M(x) = \varphi_a \cos(q_a x), \quad \varphi_a = 2\mu G_1 / q_a^2 Q(q_a). \quad (3)$$

Выполненные в [3] расчеты максимального сверхтока I_m через контакт показали, что в присутствии магнитных частиц зависимость I_m от внешнего магнитного поля меняется качественно: на фраунгоферовой картине появляются дополнительные максимумы, если магнитный поток эффективного поля H_0 через элементарную ячейку $S_a = 2\Lambda \times a$ равен целому числу квантов магнитного потока Φ_0 :

$$f_a = \Phi_a / \Phi_0 = 1, 2, \dots, \quad \Phi_a = H_0 S_a. \quad (4)$$

Для анализа динамических свойств короткого джозефсоновского перехода в поле магнитных частиц представим решение уравнения (1) в виде:

$$\varphi(x, t) = \omega t + \kappa x + \varphi^M(x) + \psi(x, t), \quad (5)$$

где частота $\omega = \gamma_b / \alpha$ определяется средним напряжением на контакте V_0 ($\omega = 2eV_0 / \hbar\omega_J$), а $\kappa = 2\pi\Lambda^2 H_0 / \Phi_0$ - пространственный масштаб волны джозефсоновского тока: $j \sim \sin(\kappa x)$. Полагая, что возмущение $\psi(x, t)$ мало из-за низкой добротности контакта ($\omega / \alpha \sim 1$), получим следующее уравнение относительно $\psi(x, t)$:

$$\varepsilon^{-1} \int dq e^{-iqx} \psi_{xx}(q, t) Q(q) - \psi_{tt}(x, t) - \alpha \psi_t(x, t) = \sin(\omega t + \kappa x + \varphi_a \cos(q_a x)) \quad (6)$$

Решение (6), удовлетворяющее граничным условиям $\partial\psi(0, t) / \partial x = \partial\psi(w, t) / \partial x = 0$ следует искать, раскладывая $\psi(x, t)$ по нормальным модам перехода $q_l = l\pi / w$, где: $w = W / \Lambda = m \cdot a$, $m \geq 1$:

$$\psi(x, t) = \text{Im} \left\{ \sum_l P_l e^{i\omega t} \cos(q_l x) \right\}. \quad (7)$$

Постоянный ток через джозефсоновский контакт I_{DC} как функция напряжения V_0 и магнитного поля H_0 определяется выражением

$$I_{DC} = I_0 \left[\alpha\omega + \langle \psi(x, t) \cos(\omega t + \kappa x + \varphi_a \cos q_a x) \rangle \right],$$

в котором следует выполнить усреднение по координате и времени. Окончательно можно получить следующее выражение, для ВАХ торцевого джозефсоновского контакта в поле магнитных частиц:

$$\frac{I_{DC}}{I_0} = \alpha\omega \left(1 + \frac{1}{4} \sum_l \frac{|F_l|^2}{(\omega^2 - \omega_l^2)^2 + \alpha^2 \omega^2} \right), \quad (8)$$

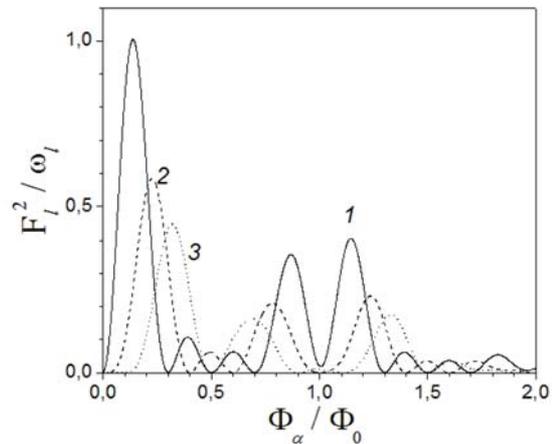


Рис. 2. Зависимость амплитуды ступеньки $|F_l|^2 / \omega_l$ от величины магнитного потока $f_a = \Phi_a / \Phi_0$. Цифрой указан порядковый номер ступеньки $l = 1 \div 3$.

где $I_0 = j_c W d$, а зависящий от внешнего магнитного поля фактор F_l определяется выражением

$$F_l = \frac{2}{w} \int_0^w dx \cos(q_l x) e^{i\kappa x + i\varphi_a \cos q_a x}.$$

При фиксированной величине внешнего поля H_0 выражение (8) представляет собой сумму лоренцевых линий с центрами при напряжениях

$$V_l = \left(\frac{\hbar\omega_J}{2e} \right) \omega_l, \quad \omega_l = q_l \sqrt{\frac{2\pi Q(q_l)}{\varepsilon}}, \quad l = 1, 2, \dots \quad (9)$$

Заметим, что спектр линий неэквидистантный, что отражает специфические особенности дисперсии электромагнитных мод торцевого контакта. Зависимость амплитуды l -ступеньки от внешнего магнитного поля определяется фактором F_l и представлена на рис.2. Положение максимумов определяется из условия резонанса пространственной волны джозефсоновского тока: $j \sim \sin(\kappa x)$, собственной моды контакта $q_l = lq_w$, $q_w = \pi / w$ и периодического распределения разности фаз $\varphi^M(x)$:

$$\kappa = n q_a \pm l q_w.$$

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№03-02-16774) и программы РАН «Квантовая макрофизика».

- [1] A. Y. Aladyshkin, A. A. Fraerman, S. A. Gusev, et al., JMMM, **258-259**, 406, (2003).
- [2] A. В. Самохвалов, П. в ЖЭТФ, **78**, 822, (2003).
- [3] А. А. Голубов, И. Л. Серпученко, А. В. Устинов, ЖЭТФ, **94**, 297, (1988); R. Fehrenbacher, V. Geshkenbein, and G. Blatter, Phys. Rev. B, **45**, 5450, (1992); M. Itzler and M. Tinkham, Phys. Rev. B, **51**, 435, (1995); B. Malomed and A. Ustinov, Phys. Rev. B, **41**, 254, (1990).
- [4] Ю. М. Иванченко, Т. К. Соболева, ФТТ, **32**, 2029, (1990); V. G. Kogan, V. V. Dobrovitski, J.R. Clem, et al., Phys. Rev. B, **63**, 144501, (2001).

Эффекты соизмеримости в джозефсоновском контакте в поле массива магнитных частиц

С.Н. Вдовичев, Б.А. Грибков, С.А. Гусев, Е. Ильичев*, Ю.Н. Ноздрин, Г.Л. Пахомов, А.В. Самохвалов, Р. Штольц*, А.А. Фраерман

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, 603950 Нижний Новгород, Россия

*Institute for Physical High Technology, P.O. Box 100239, 07702 Jena, Germany

e-mail: samokh@ipm.sci-nnov.ru

Экспериментальные исследования гибридных F-S систем, состоящих из массива ферромагнитных наночастиц, расположенных в непосредственной близости от джозефсоновского перехода, показали сильную зависимость критического тока контакта от магнитного состояния частиц [1]. Обнаруженные в этих экспериментах эффекты соизмеримости - проявление дополнительных максимумов на зависимости максимального джозефсоновского тока от внешнего магнитного поля $I_c(H)$ - однозначно свидетельствуют о формировании в области контакта периодического распределения разности фаз между электродами [2]. Создаваемое частицами сильно неоднородное магнитное поле с амплитудой порядка момента насыщения ферромагнитного материала и масштабом изменения, определяемым периодом магнитной структуры, частично проникает в сверхпроводник, индуцирует экранирующие токи, а при определенных условиях формирует в электродах вихри Абрикосова [3].

В работе приведены результаты экспериментального и теоретического исследования влияния решетки вихрей Абрикосова, возникающих в поле однородно намагниченных субмикронных частиц на критический ток короткого туннельного контакта.

Эксперимент

Исследовались переходы Nb/Al/AlO_x/Nb поперечной геометрии с типичными размерами $W \sim 20 \times 20$ мкм², изготовленные по стандартной технологии, описанной в [4]. Переходы характеризуются следующими параметрами: толщина нижнего электрода и подводящих электродов

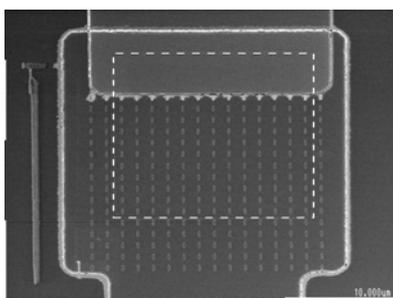


Рис.1 Изображение контакта с ферромагнитными частицами во вторичных электронах (SEM) (пунктиром выделена область перехода).

составляет 100 нм; толщина барьера Al/AlO_x - около 12 нм. Выполненные измерения $I_c(H)$ показали хорошее качество контакта и позволили определить по периоду “фраунгоферовой” картины $H_W = \Phi_0 / W \Lambda \approx 11.3 Oe$ эффективную толщину перехода $\Lambda \sim 0.1$ мкм, где Φ_0 - квант магнитного потока. Существенной особенностью данных контактов является тонкий верхний электрод толщиной порядка 30 нм, на котором методом электронной литографии был создан массив ферромагнитных частиц Co с латеральными размерами 690×260 нм² и толщиной $25 \div 27$ нм. Размер элементарной ячейки частиц a составлял 1.4 мкм. На рис.1 приведено электронно-микроскопическое изображение исследуемой системы во вторичных электронах. Магнитное состояние частиц контролировалось с помощью зондового микроскопа “Solver”. Проведенные исследования показали, что основным является однородно намагниченное состояние таких частиц. Измерения критического тока проводились стандартным 4-х зондовым методом при температуре 4.2 К, внешнее магнитное поле прикладывалось в плоскости контакта, вдоль длиной (легкой) оси частицы. На рис.2 приведены результаты измерения зависимости критического тока от внешнего магнитного поля для случая, когда большинство частиц решетки однородно намагничены. “Фраунгоферова” картина $I_c(H)$ качественно отличается от привычного вида $\sin(\pi x) / x$, $x = \Phi_W / \Phi_0$: в области больших полей $|H| \sim H_a = \Phi_0 / a \Lambda \gg H_W$ наблюдаются дополнительные максимумы, величина которых может заметно превышать основной пик в поле $H = 0$. Здесь $\Phi_W = H \cdot W \Lambda$ - магнитный поток, пронизывающий контакт.

Модель

Возникновение разности фаз в джозефсоновских контактах возможно благодаря проникновению полей рассеяния от частиц непосредственно в область перехода [1,2]. Однако для традиционной поперечной (“overlap”) геометрии джозефсоновского перехода влияние полей рассеяния магнитных частиц оказывается слабым, а единственная возможность создания фазовой неоднородности – это образование в электродах

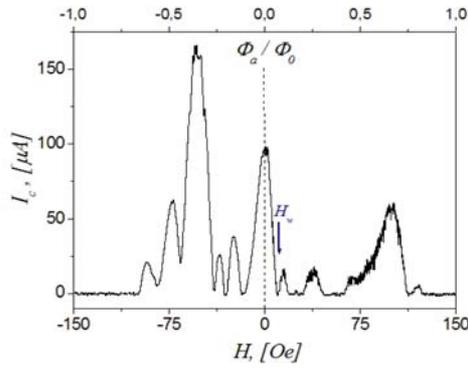


Рис.2 Зависимость $I_c(H)$ для контакта с одно-родно намагниченными частицами.

контакта вихрей Абрикосова под действием магнитного поля наночастиц [5]. Влияние одиночных вихрей Абрикосова, захваченных в электродах перпендикулярно плоскости контакта, на критический ток и вольт-амперные характеристики джозефсоновских переходов достаточно подробно изучены как экспериментально [5], так и теоретически [6]. Применительно к условиям данного эксперимента, под действием поля частиц, намагниченных в плоскости контакта, в тонком верхнем электроде могут возникать одновременно вихри противоположного направления (пары вихрь-антивихрь). Вихрь (антивихрь) располагается у соответствующего полюса микромагнита, а размер пары (т.е. расстояние вихрь-антивихрь) определяется главным образом латеральными размерами магнитной частицы [7] (см. вставку к рис.3). Определяющим при такой геометрии оказывается электродинамический механизм влияния вихрей на свойства контакта [6], возникающий из-за “захваченного” в области перехода магнитного потока, создаваемого парой вихрь-антивихрь. В предположении, что переход обладает малой прозрачностью, распределение калибровочно-инвариантной разности фаз параметров порядка электродов φ описывается уравнениями [6]:

$$\Delta\varphi^M = 0;$$

$$[\text{rot}(\nabla\varphi^M)]_z = 2\pi \sum_{n,m} (\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{nm}^+) - \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{nm}^-))$$

Здесь $\mathbf{r}_{nm}^\pm = (an \mp d, am)$ - координаты вихрей (+) и антивихрей (-), создаваемых квадратной ($a \times a$) решеткой однородно намагниченных частиц $\mathbf{M} = M \cdot \mathbf{x}_0$, имеющих размер $2d$ в направлении легкой оси. Искомое распределение разности фаз $\varphi^M(\mathbf{r})$ должно удовлетворять нулевым граничным условиям:

$$\partial_x \varphi^M |_{x=\pm W/2} = \partial_y \varphi^M |_{y=\pm W/2} = 0.$$

Ток через джозефсоновский переход зависит как от разности фаз $\varphi^M(\mathbf{r})$, так и от величины внешнего магнитного поля $\mathbf{H} = H \cdot \mathbf{x}_0$ в плоско-

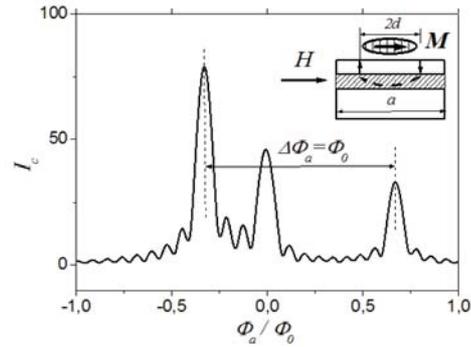


Рис.3 Вычисленная зависимость $I_c(H)$ для контакта с однородно намагниченными частицами ($d/a = 0.3$). На вставке показана одна ячейка контакта с магнитной частицей.

сти контакта. Распределение разности фаз в переходе $\varphi(\mathbf{r})$ можно записать в виде:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \varphi^M(\mathbf{r}) + 2\pi H \Lambda y / \Phi_0.$$

Критический ток контакта определяется соотношением

$$I_c / I_0 = \sqrt{\langle \sin \varphi \rangle^2 + \langle \cos \varphi \rangle^2},$$

где $I_0 = j_c W^2$, а скобки $\langle \rangle$ обозначают усреднение по сечению контакта. На рис.3 представлены результаты расчета зависимости $I_c(H)$. При вычислении I_c мы учли, что приблизительно на одной трети перехода, расположенной под подводными электродами, магнитные частицы и фазовая модуляция разности фаз $\varphi(\mathbf{r})$ отсутствуют. Это приводит к частичному сохранению пика I_c в нулевом внешнем поле. Положение боковых максимумов I_c определяется размером пары, а “расстояние” между пиками соответствует кванту магнитного потока через элементарную ячейку:

$$\Delta\Phi_a = \Phi_0, \quad \Phi_a = H \cdot \Lambda a.$$

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№03-02-16774) и программы РАН «Квантовая макрофизика».

- [1] A.Y.Aladyshkin, et al., JMMM, **258-259**, 406, (2003); С.Н.Вдовичев, и др., П. в ЖЭТФ, **80**, 758, (2004).
- [2] А.В.Самохвалов, П. в ЖЭТФ, **78**, 822, (2003).
- [3] I.F.Lyukshyutov and V.Pokrovsky, Phys. Rev. Lett., **81**, 2344 (1998).
- [4] R. Stolz, et al., Supercond. Sci Technol. , **12**, 806, (1999).
- [5] S.L.Miller, et al., Pys.Rev.B, **31**, 2684, (1985);
- [6] А.А. Голубов, М.Ю. Куприянов, ЖЭТФ, **92**, 1512, (1987); M.V. Fistul, G.F. Giuliani, Pys.Rev.B, **56**, 788, (1997); ibid, **58**, 9348, (1998).
- [7] M.J.Van Bael, et al., Phys. Rev. Lett., **86**, 155 (2001).

Структура вихревой решетки в гибридной S/F системе с периодической доменной структурой.

М. А. Силаев

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия.

В последнее время активно исследуются гибридные системы ферромагнетик/сверхпроводник. Одним из эффектов, которые могут иметь место в таких системах является доменная сверхпроводимость [1]. Наличие этого эффекта может привести к возникновению целого ряда особенностей термодинамических и транспортных свойств сверхпроводника. В этой работе мы рассматриваем структуру вихревой решетки, образующейся в сверхпроводящей пленке под действием как поля ферромагнетика, так и однородного внешнего поля.

Рассмотрим двухслойную систему, состоящую ферромагнетика, обладающего периодической доменной структурой, и нанесенной на него тонкой сверхпроводящей пленки. Компоненту магнитного поля, перпендикулярную пленке, можно предполагать однородным над каждым из доменов и меняющимся скачком на границе (см. рис. 1).

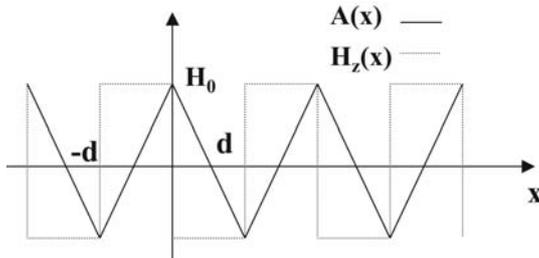


Рис.1: Компонента магнитного поля, перпендикулярная пленке и соответствующий ему векторный потенциал. Ось x направлена перпендикулярно доменным стенкам.

Тогда, если ширина доменов больше, чем магнитная длина $L_H = (2eH_0/c\hbar)^{-1/2}$, то в некотором интервале температур $T_{c2} < T < T_{c3}$ сверхпроводимость будет сосредоточена над доменными границами. Температура T_{c3} - критическая температура появления локализованной сверхпроводимости, T_{c2} - критическая температура появления сверхпроводимости в объеме образца. Если пренебречь взаимодействием зародышей сверхпроводимости, то параметр порядка над каждой из доменных границ имеет следующий вид: $\psi = C_0 f(x - md)e^{(-1)^m i q_0 y}$, где m- номер доменной границы, $f(x - md)e^{(-1)^m i q_0 y}$ - собственная функция линеаризованного уравнения Гинзбурга-Ландау, отвечающая наименьшему собственному значению, а коэффициент C_0 оп-

ределяется нелинейным слагаемым в уравнении Гинзбурга-Ландау: $C_0^2 = \alpha(T_{c3} - T)/b$. В результате интерференции зародышей, локализованных на соседних доменных границах, в сверхпроводящей пленке в середине каждого домена образуются цепочки вихрей (см. рис. 2)

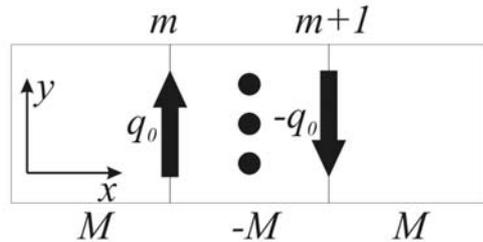


Рис. 2: Образование цепочки вихрей в системе локализованных зародышей.

Координаты вихрей удовлетворяют следующему уравнению:

$$q_0 y_{mn} = \pi n + q_0 \Delta_m$$

Однако, несмотря на то, что период цепочек вихрей задается магнитным полем, остается произвол в относительном сдвиге цепочек друг относительно друга. Это связано с тем, что разность фаз соседних зародышей содержит константу, не влияющую на период цепочки, но зато приводящую к ее сдвигу как целого.

Для того, чтобы определить этот сдвиг, необходимо учесть взаимодействие зародышей.

Это взаимодействие должно привести к изменениям в структуре зародыша, а именно к модуляции его амплитуды и фазы:

$$\psi = C_0 \sum_m (1 + c_m(y)) \varphi_m(x) e^{i s_m(y) - (-1)^m i q_0 y}, \quad (1)$$

где $\varphi_m(x) = f(x - md)$.

Поскольку мы полагаем, что ширина доменов большая: $D > L_H$, то зародыши перекрываются слабо, а следовательно эти модуляции малы:

$$c_m, s'_m \sim \frac{\langle \varphi_m \varphi_{m+1} \rangle}{\langle \varphi_m^2 \rangle}.$$

Функции $c_m(y), s_m(y)$ определяются из условия минимума функционала Гинзбурга-Ландау:

$$F = \int \psi^* \hat{L} \psi + b |\psi|^4 dx dy$$

$$\hat{L} = -\partial_x^2 + (i \partial_y + A(x))^2 + (T - T_{c0})/T$$

Рассмотрим сначала две доменные границы. Тогда, при подстановке выражения (1) в функционал Гинзбурга-Ландау получаем:

$$\bar{F} = C_0^2 \int \sum_{m=1,2} (1 + c_m)^2 s_m'^2 + c_m'^2 + \tau \varepsilon (1 + c_1)(1 + c_2) \cos(s_1 - s_2 + 2q_0 y) dy, \quad (2)$$

$$\text{где } \varepsilon = \frac{\langle \varphi_1 \varphi_2 \rangle}{\langle \varphi_1^2 \rangle}, \quad \tau = (T_{c3} - T)/T.$$

Здесь мы опустили слагаемые, не содержащие взаимодействия зародышей, а также слагаемые высших порядков по взаимодействию.

В первом порядке по малому параметру $\tau \varepsilon$ имеем:

$$c_{1,2} = -\frac{1}{2} \frac{\tau \varepsilon}{(2q_0)^2} \cos(2q_0 y + \alpha_1 - \alpha_2) \quad (3)$$

$$s_{1,2} = \pm \frac{1}{2} \frac{\tau \varepsilon}{(2q_0)^2} \sin(2q_0 y + \alpha_1 - \alpha_2), \quad (4)$$

где $\alpha_{1,2}$ - постоянные фазы параметра порядка на 1, 2 доменных границах.

Далее, из условия нерасходимости поправки второго порядка для амплитуды получаем, что поправка первого порядка для фазы кроме осциллирующей части (4) должна содержать также и линейную функцию δy , $\delta = \pm \frac{\tau \varepsilon}{4q_0}$.

Добавление линейной функции к s_1 и s_2 означает увеличение периода вихревой цепочки, который станет равен $\pi/(q_0 - \delta)$.

Далее мы будем предполагать, что эта поправка включена в q_0 . Энергия на единицу длины такой вихревой цепочки равна:

$$\bar{F} = -C_0^2 q_0 \left(\frac{\tau \varepsilon}{2q_0} \right)^3.$$

Рассмотрим теперь периодическую доменную структуру. В этом случае в двух соседних доменах образуются цепочка вихрей и цепочка антивихрей с одинаковыми периодами. Выражение для энергии содержит слагаемые, зависящее от разности фаз параметров порядка на доменных границах с одинаковой четностью:

$$\bar{F} = -C_0^2 \left(\frac{\varepsilon \tau}{2q_0} \right)^2 \cos(\alpha_m - \alpha_{m+2}),$$

которое определяет относительный сдвиг двух цепочек:

$$\Delta y_m = \frac{\alpha_m - \alpha_{m+2}}{q_0}.$$

Из условия минимума \bar{F} следует: $\alpha_m = \alpha_{m+2}$, то есть сдвиг цепочек отсутствует. Заметим, что равновесной структуре вихревой решетки соответствует нулевой средний ток, текущий в направлении перпендикулярном доменным стенкам.

Рассмотрим теперь что будет если систему поместить в однородное внешнее магнитное поле H . Без учета взаимодействия, параметр порядка над n -ой границей есть:

$$\psi = C_0 f(x - md) e^{(-1)^m i q_0 y + i m h d y},$$

где $h = 2\pi H/\phi_0$. Это означает, что периоды цепочек вихрей и антивихрей должна стать разными: $\pi/(q_0 - hd/2)$ и $\pi/(q_0 + hd/2)$ соответственно. То, что периоды цепочек разные приводит в этом случае к тому, что средняя энергия взаимодействия зародышей в первом порядке по $\tau \varepsilon$ равна нулю. Это приводит к тому, что относительный сдвиг вихрей и антивихрей может быть произвольным. Однако, структуры решеток вихрей и антивихрей по отдельности должны быть фиксированы. Для того чтобы определить эти структуры необходимо найти приближение следующего порядка малости для $c_n(y)$ и $s_n(y)$. Если магнитное поле достаточно велико:

$$h \gg \frac{\varepsilon \tau}{2q_0},$$

то для нахождения поправки второго порядка к s_n и c_n можно пользоваться теорией возмущений. Заметим, что в высших порядках по параметру ε функционал энергии уже не имеет такой простой формы, как (1). Поэтому, в выражениях для s_n и c_n появятся слагаемые порядка $\tau \varepsilon^2$ наряду с $\tau^2 \varepsilon^2$. В итоге, энергия взаимодействия цепочек антивихрей будет иметь вид:

$$F_a = \frac{C_0^2 \tau^3}{(4q_1 q_2)^2} \left(\frac{\varepsilon}{2} \right)^4 \left(\frac{q_1}{q_2} - 1 \right) \cos(\alpha_{n-1} - \alpha_n - \alpha_{n+1} + \alpha_{n+2})$$

а энергия взаимодействия цепочек вихрей:

$$F_v = \frac{C_0^2 \tau^3}{(4q_1 q_2)^2} \left(\frac{\varepsilon}{2} \right)^4 \left(\frac{q_2}{q_1} - 1 \right) \cos(\alpha_{n-1} - \alpha_{n-2} - \alpha_{n+1} + \alpha_n).$$

Здесь $q_1 = q_0 - hd/2$, $q_2 = q_0 + hd/2$. Из этих выражений следует, что цепочки с меньшим периодом расположения вихрей будут образовывать квадратную решетку, а цепочки с большим периодом - треугольную. Таким образом, смешанное состояние состоит из двух подрешеток - вихрей и антивихрей с различными, вообще говоря несоизмеримыми периодами.

Автор выражает благодарность А. С. Мельникову и А. А. Фраерману за ценные обсуждения.

1. Z. Yang, M. Lange, A. Volodin, R. Szymczak and V. V. Moshchalkov, Nature Materials **3**, 793-798 (2004)

Magnetization reversal of ferromagnetic nanodisk placed above a superconductor.

A. A. Fraerman¹, I. R. Karetnikova¹, I. M. Nefedov¹, I. A. Shereshevskii¹,
and M. A. Silaev¹

¹Institute for Physics of Microstructures RAS, 603950, Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia.

In this work we investigate the phase transition between the single-domain and the vortex state, and the process of magnetization reversal of a ferromagnetic nano-sized cylindrical particle placed above the surface of the superconductor. The superconducting state is described using London approximation, that is, we assume that the particle can not produce vortex-antivortex pair. This assumption is not universally true since if dimensions of the particle is sufficiently large its magnetic field can destroy Meissner state of the superconductor[1]. The criteria of the London approximation applicability is that the maximal magnetic flux that the particle produces should be less than the flux quantum. So, we restrict our consideration to this condition.

The equilibrium distribution of magnetization which gives a minimum to the energy functional is found from numerical simulation. For numerical simulation we use the approach based on the Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equation for the dynamics of magnetic moments:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} [\vec{M}, \vec{H}_{\text{eff}}] - \frac{\alpha\gamma}{(1+\alpha^2)M_s} [\vec{M}, [\vec{M}, \vec{H}_{\text{eff}}]]$$

This approach enables us to investigate metastable states which realize the local minimums of the energy functional. The metastable states are of the big importance since the finite value of nucleation and annihilation field is the consequence of the energy barrier between single-domain and vortex-like states. We obtain the phase diagram in height and diameter of the particle for the transition from the uniform to the vortex-like magnetized state. We find that for the real value of London penetration depth the FS interaction is rather weak: the energy of FS interaction is about 100 times smaller than the self energy of the particle. Therefore it has no influence on the phase diagram. But despite of this the magnetization curve of the particle in external homogeneous magnetic field changes significantly. Even 1/100 energy shift means that the superconducting screening current produce magnetic field of about $4\pi M/100 \approx 100$ Oe which leads to the experimentally observable decrease of the vortex nucleation field and increase of annihilation field.

The system we consider is the ferromagnetic particle placed above the surface of the

superconductor (Fig.1). We suppose that the superconductor

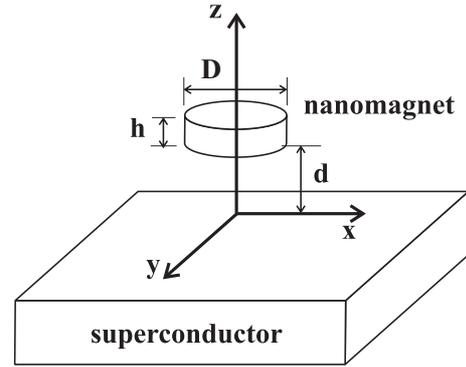


Fig. 1: Ferromagnetic nanoparticle above the surface of superconductor.

occupies the whole half-space, so it has only one boundary plane $z = 0$. The ferromagnetic particle is made of an isotropic crystal, so the energy of anisotropy is equal to zero. Then the total energy of the system of particle and superconductor reads:

$$E = E_e + E_m + E_{\text{ext}}. \quad (1)$$

The first term is the energy of exchange interaction:

$$E_e = \frac{J}{2M_s^2} \int_V \left(|\nabla M_x|^2 + |\nabla M_y|^2 + |\nabla M_z|^2 \right) d^3\vec{r},$$

where J is the constant of exchange interaction.

The second term in Eq.(1) is the magnetostatic energy:

$$E_m = -\frac{1}{2} \int_V \vec{H} \cdot \vec{M} d^3\vec{r}.$$

Here \vec{H} is the sum of magnetic field \vec{H}_m induced by the particle and magnetic field \vec{H}_s generated by the superconducting current:

$$\vec{H} = \vec{H}_m + \vec{H}_s.$$

The last term in Eq.(1) is the energy of interaction of the magnetic moment with external field \vec{H}_0 :

$$E_{\text{ext}} = -\int_V \vec{H}_0 \cdot \vec{M} d^3\vec{r}.$$

The effective field \vec{H}_{eff} is a variation derivative of the energy functional:

$$\vec{H}_{\text{eff}} = -\frac{\delta E}{\delta \vec{M}}$$

To perform numerical calculation we use the same approach as in [2] and [3]. To avoid a three-dimensional grid problem to be solved we assume that magnetization of a cylindrical particle does not depend on the coordinate z along the cylindrical axis. Then we divide the particle into rectangular parallelepipeds with a square base of size a in the plane (x,y) and of height h and obtain approximate expression for the energy. For computation we choose the following parameters: the saturation magnetization $M_s = 800$ Oe, the exchange interaction constant $J = 10^{-6}$ erg/sm, the London penetration depth $\lambda_L = 50$ nm, the distance from the particle to the surface of superconductor $d = 5$ nm, the cell size is $3\text{nm} \times 3\text{nm}$.

The phase diagram of the particle is shown on Fig.2. In the area above the phase boundary the ground state is vortex and below the boundary it is single domain.

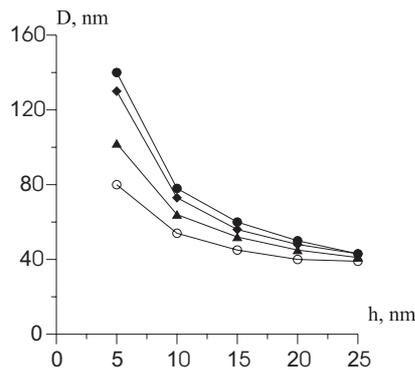


Fig.2: Phase diagram of the vortex-single domain state transition. Filled circles- $\lambda_L = \infty$, open circles- $\lambda_L = 0$, triangles- $\lambda_L = 10$ nm, rhombus- $\lambda_L = 50$ nm.

The phase boundary between the two ground states is not very important because at the large area around this curve on the phase diagram both the single-domain and the vortex states are stable. It is more important to investigate the boundary between the area of metastability and the absolute instability of the vortex or single domain state. This boundary depends on the external magnetic field \vec{H}_0 . Applying the in-plane field \vec{H}_0 we can cause nucleation of the vortex and then annihilation of the vortex. Therefore we investigate the vortex, nucleation H_{nuc} (Fig.3.) and annihilation, H_{ann} (Fig.4) fields as functions of particle diameter D . The height of the particle is fixed: $h = 20$ nm.

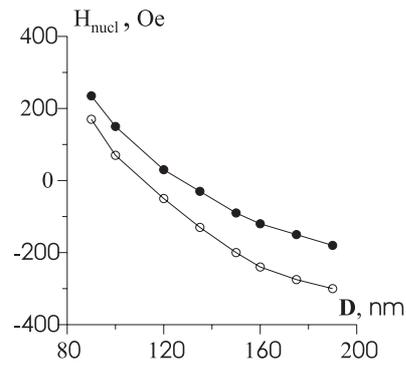


Fig.3: The critical field of vortex nucleation as a function of diameter D . The height of the particle $h = 20$ nm. The curve, marked with filled circles is for $\lambda_L = \infty$, with empty circles for $\lambda_L = 50$ nm.

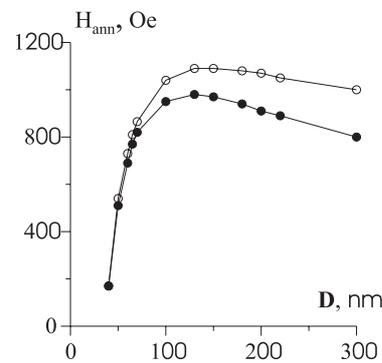


Fig.4: The critical field of vortex annihilation as a function of diameter D . The height of the particle $h = 20$ nm. The curve, marked with filled circles is for $\lambda_L = \infty$, with empty circles for $\lambda_L = 50$ nm.

The influence of a superconductor shows up in the reduced value of the average magnetic moment, because it decreases the interaction energy E_{int} . Therefore, the nucleation field for the particle placed above the superconductor is smaller and the annihilation field is larger than for the particle in the absence of superconductor. The difference between these fields increases with the size of the particle. When the diameter is quite large: $D > 100$ nm, the shift of the nucleation and annihilation fields is about 100-200 Oe, which is possible to be experimentally observed.

This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research, Grant № 03-02-16774.

[1] M. J. Van Bael et al., Phys. Rev. Lett., **86**, 155 (2001)

[2] A. A. Fraerman et. al., Phys. Rev. B, **65**, 064424 (2002)

[3] A. A. Fraerman et. al., Phys. Met. Metallogr., **92**, S226 (2001)

Примесное поглощение гетероструктур Ge/GeSi с квантовыми ямами в квантующих магнитных полях

В.Я.Алешкин, А.В.Антонов, В.И.Гавриленко, И.В.Ерофеева,
А.В.Иконников, Д. В.Козлов, О.А.Кузнецов[†], К.Е.Спирин

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950

[†] Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр.Гагарина, 23, 603950, Н.Новгород
e-mail: dzkoz@ipm.sci-nnov.ru

В работе исследовано примесное магнитопоглощение в напряженных многослойных гетероструктурах $p\text{-Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с квантовыми ямами с остаточными примесями ($N_1 \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Ранее при модулированном межзонном фотозвозбуждении электронов и дырок, захватываемых ионизованными примесями при $T = 4,2 \text{ К}$, нами было обнаружено более десятка линий поглощения в субмиллиметровом диапазоне, связываемых с возбуждением различных мелких акцепторных центров [1,2]. Сводные данные по положению линий магнитопоглощения для двух образцов №307а ($x = 0.12$, $d_{\text{Ge}} = 300 \text{ \AA}$, $d_{\text{GeSi}} = 230 \text{ \AA}$, двусная деформация слоев Ge $\varepsilon = 0.87 \times 10^{-3}$) и №308б ($x = 0.09$, $d_{\text{Ge}} = 350 \text{ \AA}$, $d_{\text{GeSi}} = 160 \text{ \AA}$, $\varepsilon = 0.34 \times 10^{-3}$) представлены на рис.1,2. Помимо линий циклотронного резонанса (ЦР) дырок в квантовых ямах в слоях Ge CH_1 и CH_2 , обусловленных переходами с двух нижних уровней Ландау, и ЦР электронов в IL -долине в слоях GeSi CE_{IL} [1-3] в спектрах обнаружен ряд линий, обозначенных символами CI с различными индексами, которые связывались с переходами с участием мелких примесей. Как известно, при однородном распределении примесей по структуре в спектрах поглощения наблюдаются переходы, соответствующие примесям, расположенным в центре квантовой ямы (максимальная энергия связи) и в центре барьера (минимальная энергия связи). Для выявления примесной природы линий поглощения использовались различные экспериментальные методы, такие как разогрев носителей постоянным электрическим полем, варьирование интенсивности и скважности межзонной подсветки [1,2].

Для детального описания примесных переходов в гетероструктурах Ge/GeSi с квантовыми ямами в магнитном поле был развит численный метод расчета, основанный на разложении волновой функции акцептора по базису из волновых функций дырок в квантовой яме в отсутствие магнитного поля [1]. На основе этого метода в настоящей работе рассчитаны энергии и вероятности дипольно-оптических переходов между состояниями акцепторов.

На рис.1,2 вместе с экспериментальными данными представлены рассчитанные положения линий поглощения. Пунктирными линиями показаны переходы между уровнями Ландау дырок $0s_1 \rightarrow 1s_1$ и $3a_1 \rightarrow 4a_1$, соответствующие

линиям ЦР CH_1 и CH_2 , и положение линии ЦР IL -электронов [1-3]. Сплошные и штрих-пунктирные линии соответствуют переходам типа $1s \rightarrow 2p_+$ для различных мелких нейтральных акцепторов. Как видно из рис.1, для образца 307а результаты расчетов энергий циклотронных и примесных переходов хорошо согласуются с положениями линий CH_1 , CH_2 , $\text{CI}_{1,2}$ и CI_x . Линии CI_1 и CI_2 мы связываем с переходами с основного $1s$ состояния нейтрального мелкого акцептора, ион которого расположен в центре барьера GeSi на возбужденные уровни типа $2p_+$, относящиеся к 1-ой и 2-ой подзонам размерного квантования. Помимо линий CI_1 и CI_2 на левом крыле линии ЦР дырок CH_1 в образце 307а отчетливо наблюдалась линия примесного магнитопоглощения CI_x [1,2]. Близость энергии наблюдаемого перехода к циклотронной энергии указывает на очень малую энергию связи примесного центра. Как показали расчеты, положение этой линии хорошо согласуется с энергией перехода $1s \rightarrow 2p_+$ для очень мелкого нейтрального акцептора, состоящего из примесного иона в центре квантовой ямы Ge и связанной с ним дырки в соседней квантовой яме (штрих-пунктирная линия на рис.1). Такие связанные состояния могут возникать при оптическом возбуждении свободных носителей с последующим захватом их ионизованными примесями. В принципе, линия CI_x может быть связана также с фотоионизацией мелкого A^+ центра, образованного акцептором, расположенным в центре барьера GeSi и двумя связанными с ним дырками в соседних квантовых ямах Ge.

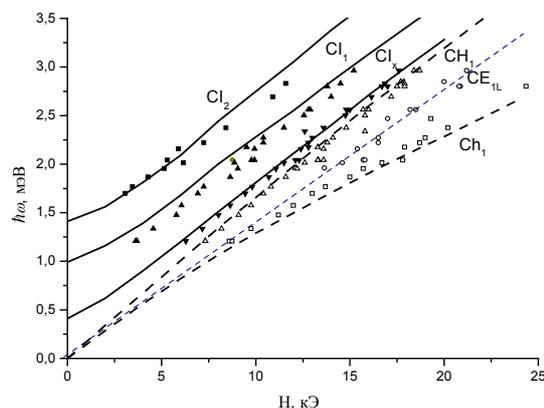


Рис. 1.

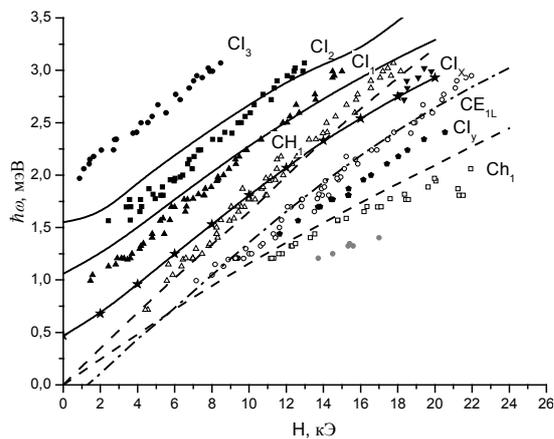


Рис. 2.

Аналогичная картина переходов наблюдалась в образце 3086 с более широкой квантовой ямой Ge (рис.2). Как и в образце 307а мы связываем линии CI_1 и CI_2 с переходами с $1s$ состояния нейтрального акцептора в центре барьера на $2p_+$ состояния, относящиеся к 1-ой и 2-ой подзонам размерного квантования [1]. На рис.3 представлены рассчитанные квадраты матричных элементов переходов с $1s$ состояния акцептора в центре барьера с проекцией полного момента на ось роста структуры $J = -3/2$ на возбужденные состояния (типа $2p_+$) с $J = -1/2$. Видно, что матричные элементы переходов на состояния, относящиеся к 1-ой и 2-ой подзонам, с ростом магнитного поля становятся близкими по величине вследствие гибридизации состояний. Хотя в этом образце измеренные положения линий CI_1 и CI_2 не так хорошо согласуются с расчетом, и теория и эксперимент демонстрируют сублинейную зависимость положения линий от магнитного поля. Это связано с пересечением при $H \approx 16$ кЭ уровней Ландау ($1s_1$ и $1a_2$, [1,2,4]) из 1-ой и 2-ой подзон, с которыми «связаны» соответствующие состояния типа $2p_+$. В этом образце вследствие большей чем в 307а ширины линии ЦР дырок CH_1 не удалось разрешить на ее левом крыле линию CI_x . Однако, как показывает расчет (рис.2), эта линия, связываемая с переходом $1s \rightarrow 2p_+$ для акцептора в центре квантовой ямы Ge, связывающего дырку в соседней квантовой яме, также сублинейно зависит от магнитного поля. В результате, в достаточно сильных магнитных полях $H \geq 18$ кЭ линия CI_x оказывается правее линии ЦР дырок CH_1 и ее удается разрешить в спектрах (звездочки на рис.2).

Наиболее высокочастотная примесная линия CI_3 в образце 3086 (рис.2) ранее связывалась нами с фотоионизацией A^+ -центра в квантовой яме с переходом дырки на 1-ый уровень Ландау [1]. При этом мы ориентировались на расчет энергии ионизации A^+ -центра при $H = 0$ для гетероструктуры №306а с более узкими квантовыми ямами Ge, который давал величину около 2 мэВ [5]. Проведенный в настоящей работе расчет энергий связи A^+ -центра в квантовой яме дал величину 1.5 мэВ для структуры

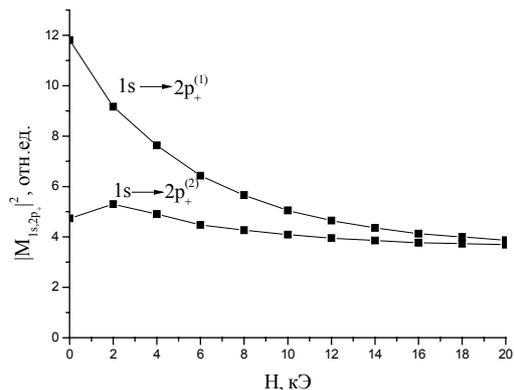


Рис. 3.

307а и только 1.3 мэВ для 3086. Как видно из рис.2, положение линии CI_3 экстраполируется при $H \rightarrow 0$ не к 1.3 мэВ, а примерно к 1.8 мэВ. Расчет показывает, что последняя величина близка к энергии перехода $1s \rightarrow 2p_+$ акцептора, расположенного на гетерогранице. В работе [6] отмечалось, что примеси могут накапливаться на гетерограницах вследствие особенностей роста структуры.

В настоящей работе обнаружена новая линия поглощения CI_y в образце 3086 (рис.2), которая проявляется в спектрах только при разогреве носителей постоянным электрическим полем. С другой стороны, ее интенсивность относительно основной линии ЦР дырок CH_1 возрастает при уменьшении интенсивности подсветки, что указывает на ее «примесное» происхождение. Мы считаем, что эта линия может быть связана с переходом с нижнего возбужденного состояния нейтрального акцептора в центре барьера $2p_-$, связанного с нижним уровнем Ландау дырок $0s_1$ на на уровень $2s$, относящийся к первому уровню Ландау $1s_1$. С ростом эффективной температуры носителей при разогреве электрическим полем населенность уровня $2p_-$ возрастает, что должно приводить к росту интенсивности линии поглощения. Результаты расчета энергии этого перехода также представлены на рис.2 (штрих-пунктирная линия). Видно, что расчет дает завышенные на 10-15% значения энергии перехода по сравнению с экспериментальными данными, что можно считать хорошим совпадением в отсутствие точной информации о месте расположения примесей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 05-02-17341, 03-02-16808), BRNE (Y2-P-01-08) и РАН.

- [1] В.Я. Алешкин и др. //ФТТ, **47**, 74 (2005).
- [2] В.Я. Алешкин и др. //ФТТ, **46**, 126 (2004).
- [3] В.Я. Алешкин и др. //ФТТ, **46**, 131 (2004).
- [4] V. Ya. Aleshkin *et al.* // Phys. Rev. B, **66**, 155336 (2002).
- [5] В.Я.Алешкин и др. // Матер. совещ. «Нанофотоника». Н.Новгород. ИФМ РАН, 318 (2003).
- [6] В.Я.Алешкин и др. // ФТП, **34**, 582 (2000).

Электролюминесценция на длине волны 1,53 мкм в структурах на основе наноразмерного кремния, легированного эрбием

С. К. Лазарук¹, А. В. Мудрый², А. А. Лешок¹, Д. Н. Унучек¹, В. А. Лабунов¹

¹Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П. Бровки 6, Минск, Беларусь

²Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, ул. П. Бровки 17, Минск, Беларусь
e-mail: serg@nano.bsuir.edu.by

Материалы, легированные эрбием, представляют значительный интерес в связи с возможностью использования излучения ионов Er^{3+} на длине волны 1,53 мкм, совпадающей с минимумом оптического поглощения в волноводах на основе оксида кремния. Особое внимание привлекает создание электролюминесцентных (ЭЛ) структур методами, совместимыми с кремниевыми технологиями. В данной работе мы представляем легированные эрбием наноструктуры, сформированные на кремниевых подложках, и их спектральные ЭЛ характеристики.

Пластины монокристаллического кремния, легированного фосфором до 10^{17} ат/см³, использовали в качестве подложек. Слой пористого кремния (ПК) был сформирован электрохимическим анодированием в 1%-ом водном растворе плавиковой кислоты при плотности тока 4 мА/см². Толщина слоя ПК была около 0,3 мкм. Нанокompозитные пленки осаждали магнетронным распылением специально приготовленной алюминиевой мишени со вставками Er_2O_3 (1 %) и Si (2 %). Нанокompозитные пленки без эрбия (магнетронное распыление алюминиевой мишени с кремниевыми вставками) были осажжены для сравнения. Далее фоторезистивная маска использовалась для защиты металлических электродов в процессе последующего электрохимического окисления алюминия в 10 % водном растворе ортофосфорной кислоты. Таким образом были сформированы диодные структуры с площадью 0,1 мм².

Структуры исследовались методом вторичной ионной масс-спектропии (ВИМС) и ЭЛ измерениями. ВИМС анализ проводился на оборудовании Cameca IMS-4f, использующем 12,32 keV O_2^+ в качестве зондирующего луча. Спектры ЭЛ исследовались на спектрометре MDR-23 и регистрировались германиевым p-i-n диодом.

На рис. 1 изображен профиль распределения Al, H, O, Si и Er по глубине анодной нанокompозитной пленки и прилегающего слоя подложки. Атомы кислорода равномерно распределены по толщине пленки, что указывает на равномерность процесса анодирования. Распределения атомов кремния и эрбия имеют максимум на поверхности подложки. Это может быть объяснено их твердофазной преципитацией

из перенасыщенного твердого раствора (Al–Si 2% – Er_2O_3 1%) в осажденной пленке при ее охлаждении [1]. При этом размер кремниевых преципитатов составляет несколько нанометров [2]. Позиция эрбиевого максимума указывает, что значительная часть атомов эрбия находится также в области границы раздела пленка/подложка. Более пологое распределение Si на границе раздела по сравнению с другими элементами объясняется развитой поверхностью ПК [3]. На тех же основаниях распределение эрбия имеет два различных участка в граничной области: с пологим и резким наклоном. Область с пологим наклоном соответствует распределению Er в ПК. Концентрация Er уменьшается от 1 ат.% на внешней поверхности ПК до, примерно, 0,4 ат.% на внутренней поверхности, и далее уменьшается резко до предела разрешения ВИМС анализа.

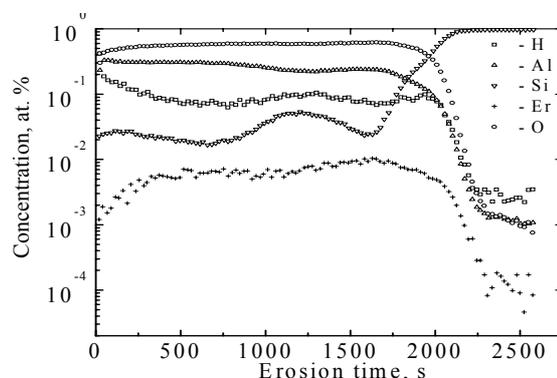


Рис. 1. ВИМС распределение элементов в легированной эрбием структуре.

Схема сформированного ЭЛ устройства представлена на рис. 2. Барьер Шоттки между

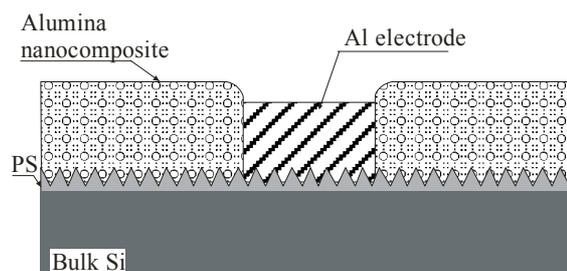


Рис. 2. Схема исследуемого ЭЛ устройства.

металлическим электродом и слоем ПК обеспечивает диодные вольтамперные характеристики.

При пропускании через диодные структуры электрического тока более 1 мА в ближнем ИК диапазоне регистрируется световой сигнал. На рис. 3 представлены спектры ЭЛ при различных токах через исследуемые структуры, содержащие атомы эрбия (а) и без них (б). Данные спектры имеют два заметных пика на длинах волн 1,2 мкм и 1,53 мкм. Первый пик связан с собственной люминесценцией кремния. Интенсивность пика на 1,2 мкм растет линейно с силой тока, а пика на 1,53 мкм – сверхлинейно. Если при токах до 10 мА интенсивность первого максимума превосходит аналогичную величину второго пика, то при больших значениях токов излучение на длине волны 1,53 мкм становится доминирующим.

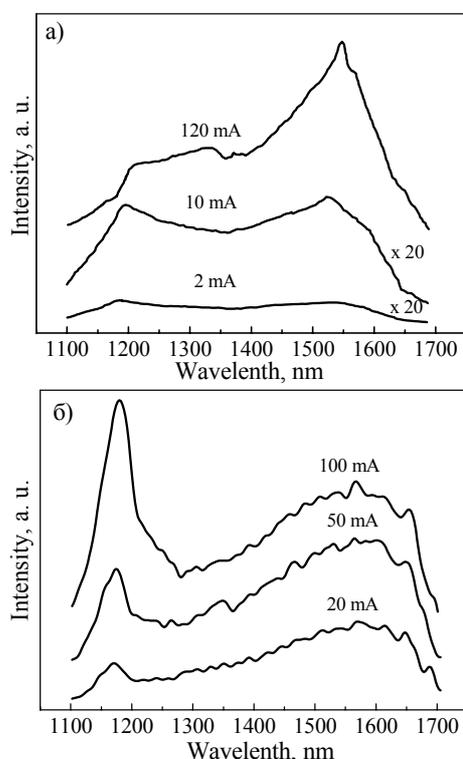


Рис. 3. Спектры ЭЛ при комнатной температуре при различных токах через легированную (а) и не легированную (б) эрбием структуру.

Иная картина наблюдается в аналогичных ЭЛ структурах, не содержащих эрбия (рис. 3(б)). При малых токах главный максимум имеет место на длине волны 1,56 мкм. При этом интенсивность пика на длине волны 1,2 мкм растет линейно с ростом электрического тока, а для пика на длине волны 1,56 мкм наблюдается сублинейная зависимость роста.

Линейный рост интенсивности ЭЛ на 1,2 мкм связан с собственным излучением кремния, присутствующем как в ЭЛ структурах [4], так и в фотолюминесцентных кремниевых структурах

[5]. Суперлинейный рост интенсивности люминесценции на длине волны 1,53 мкм хорошо известен в легированных эрбием структурах [6]. Однако похожие люминесцентные спектры наблюдались в дислокационном кремнии [5,7]. Следует заметить, что преципитация кремниевых наночастиц в исследуемых структурах может вызывать рост дислокаций. Ионы Er^{3+} и дислокации в кремнии (D_1 -линия) люминесцируют в одном спектральном диапазоне при низких температурах (около 1,53 мкм). При комнатной температуре люминесценция D_1 -линии смещается в длинноволновый спектральный диапазон с максимумом на длине волны 1,56 мкм (рис. 3(б)) [7,8]. Дислокационная люминесценция демонстрирует сублинейный рост при увеличении интенсивности возбуждения [6]. Мы предполагаем, что при больших значениях электрического тока пик люминесценции на длине волны 1,53 мкм относится к излучению ионов эрбия. Большая ширина ЭЛ спектра может быть связана с вкладом дислокационной ЭЛ, которая также наблюдалась в исследуемых структурах.

Таким образом, проведено исследование спектральных характеристик кремниевых наноструктур, легированных эрбием и без эрбия. Пик на длине волны 1,53 мкм соответствует излучению Er^{3+} ионов. Дислокационная люминесценция также наблюдается в исследованных структурах, что объясняет большую ширину ЭЛ спектра.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ИНТАС, договор № 03-51-6486.

- [1] VLSI Technology, ed. by Sze, S. M. (Bell Laboratories, New Jersey, 1983).
- [2] Kokonou, M., Lazarouk, S., Nassiopolou, A. G., et al., Abstract book of the 3d International Conference "Porous semiconductors – Science and Technology" (Tenerife, Spain, 2002) 78.
- [3] Lazarouk, S. K., Tomlinson, A. A. G., J. Mater. Chem., **7**, 667 (1997).
- [4] Лазарук, С. К., Жагиро, П. В., Лешок, А. А., Борисенко, В. Е., Известия академии наук РФ Серия физическая **66**, 178 (2002).
- [5] Drozdov, N. A., Patrin, A. A., Tkachev, V. D., JETP Lett., **23**, 597 (1976).
- [6] Franzò, G., Coffa, S., Priolo, F., Spinella, C., J. Appl. Phys., **81**, 2784 (1997).
- [7] Sveinbjörnsson, E. Ö., Weber, J., Appl. Phys. Lett., **69**, 2686 (1996).
- [8] Stepikhova, M., Palmetshofer, L., Jantsch, W., von Bardeleben, H. J., Gaponenko, N. V., Appl. Phys. Lett., **74**, 537 (1999).

Особенности фотолюминесценции Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков, выращенных на напряженном Si_{1-x}Ge_x слое.

Н.В.Востоков, Ю.Н.Дроздов, З.Ф.Красильник, Д.Н.Лобанов, А.В.Новиков, А.Н.Яблонский

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105, Россия
e-mail: dima@ipm.sci-nnov.ru

Проведенные ранее исследования методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) [1] показали, что предосаждение напряженного Si_{1-x}Ge_x слоя приводит к увеличению поверхностной плотности и размеров Ge(Si) самоформирующихся островков. При этом на поверхности структур с Si_{1-x}Ge_x слоем наблюдается локальное упорядочение во взаимном расположении островков. Было обнаружено [1] значительное увеличение сигнала фотолюминесценции (ФЛ) в области длин волн 1.3-1.55 мкм от островков, выращенных на Si_{0.9}Ge_{0.1} слое, по сравнению с островками, сформированными непосредственно на Si. В настоящей работе представлены результаты детального исследования влияния предосаждения напряженных Si_{1-x}Ge_x (x ≤ 20%) слоёв на ФЛ Ge(Si)/Si(001) самоформирующихся островков.

Исследуемые структуры были выращены на подложках Si(001) методом молекулярно пучковой эпитаксии из твердых источников при температуре роста 700⁰С. Структуры состояли из буферного слоя Si и напряженного слоя Si_{1-x}Ge_x толщиной 10 нм с x ≤ 20%, на который осаждался слой Ge с эквивалентной толщиной от 3.8 МС до 14 МС (1МС ≈ 0.14 нм). Структуры для ФЛ измерений имели покровный слой Si. Исследования морфологии поверхности выращенных структур выполнены ex-situ с помощью АСМ "Solver" P4 в полуконтактном режиме. Измерения спектров ФЛ выполнены на Фурье-спектрометре BOMEM DA3.36. ФЛ возбуждалась с помощью Ag⁺ лазера (линия 514.5 нм). Для регистрации ФЛ использовался охлаждаемый Ge детектор. Измерения ФЛ проводились при температуре T = 4.2 К.

АСМ исследования показали, что на начальных стадиях роста, в отличие от бимодального распределения островков по размерам и форме при росте на Si буфере, формирование островков на напряженном Si_{1-x}Ge_x слое при x ≥ 10% позволяет получить массив только пирамидальных островков («пирамид») [1], которые при дальнейшем увеличении количества осаждаемого Ge трансформируются в куполообразные островки («купола»). Было обнаружено, что пик ФЛ от куполов смещен в область меньших энергий по сравнению с пиком ФЛ от пирамид. Известно [2], что при трансформации пирамид в купола происходит уменьшение содержания Ge в островках, что должно приводить к уменьшению разрыва в

валентной зоне и, следовательно, увеличению энергии оптического перехода в куполах.

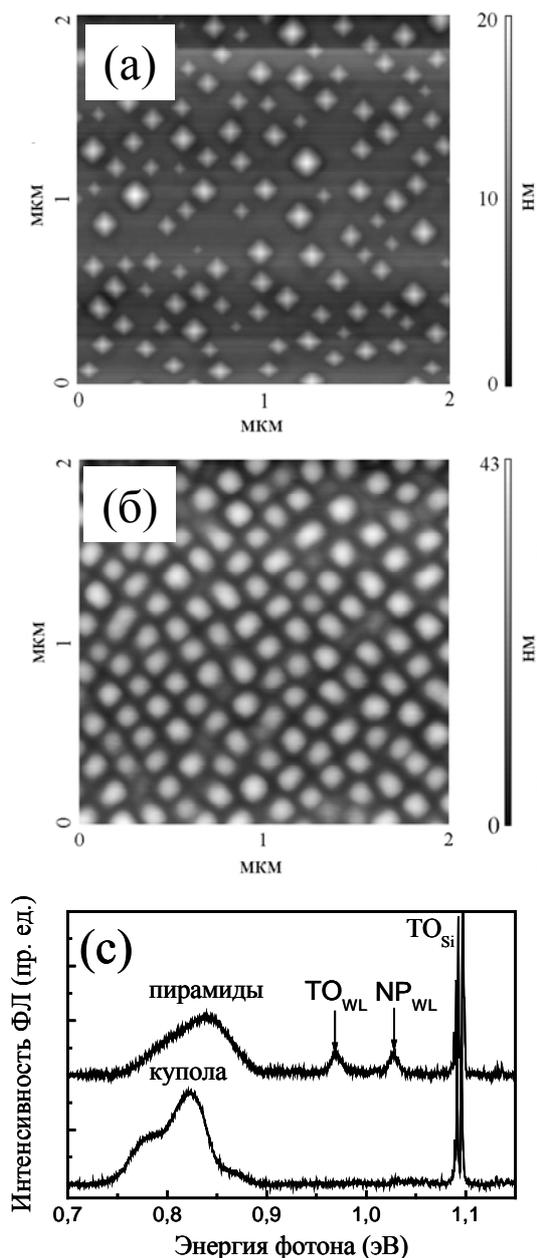


Рис.1. АСМ снимки образцов с пирамидами (а) и куполами (б), полученными соответственно осаждением 4.2 МС Ge и 13 МС Ge на Si_{0.9}Ge_{0.1} слой толщиной 10 нм. (с) Спектры ФЛ образцов с пирамидами и куполами. NP_{WL} и TO_{WL} – бесфононный и ТО-фононный сигналы ФЛ от смачивающего слоя, TO_{Si} – ТО-фононный сигнал ФЛ от объёмного кремния.

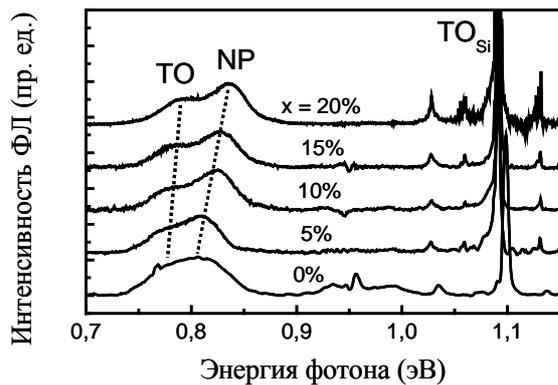


Рис.2. Спектры ФЛ образцов с куполообразными островками, полученными осаждением 10 МС Ge на $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слой толщиной 10нм с разным содержанием Ge (x). NP и TO – бесфононная и TO-фононная реплики сигнала ФЛ от островков.

Обнаруженное смещение пика ФЛ от куполов в сторону меньших энергий связывается нами с уменьшением влияния эффектов размерного квантования в результате значительного большей высоты куполов по сравнению с пирамидами. Очевидно, что значительное увеличение высоты островков при их переходе из пирамид в купола оказывает более существенное влияние на положение пика ФЛ от островков, чем различие в составе пирамид и куполов.

Ещё одним отличием спектра ФЛ структур с пирамидами от структур с куполами является отсутствие в спектрах ФЛ последних сигнала, связанного со смачивающим слоем (рис. 1с). Это вызвано высокой степенью заполнения поверхности образца куполами, в связи с чем смачивающий слой между островками практически исчезает (рис. 1б).

Было обнаружено, что для структур куполами при увеличении содержания Ge в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слое сигнал ФЛ от островков смещается в сторону больших энергий (рис. 2), что связывается с обнаруженным ранее уменьшением содержания Ge в незарощенных островках при росте доли Ge в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слое [1].

В спектрах ФЛ структур с содержанием Ge в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слое $x \geq 10\%$ в широкой полосе ФЛ от островков проявляются два отдельных пика, которые связываются с бесфононным (NP) и фононным (ТО) оптическими переходами в островках (рис. 2). Поскольку, как показал анализ спектров ФЛ, ширина NP и ТО пиков слабо зависит от доли Ge в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слое, появление двух отдельных пиков в сигнале ФЛ от островков, выращенных на $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слое с $x \geq 10\%$, может быть вызвано увеличением разности энергий между NP и ТО пиками (рис. 3). Возможным объяснением изменения разности энергий между NP и ТО пиками является изменение типа ТО фонона, участвующего в оптической рекомбинации, с $\text{TO}_{\text{Ge-Ge}}$ фонона на

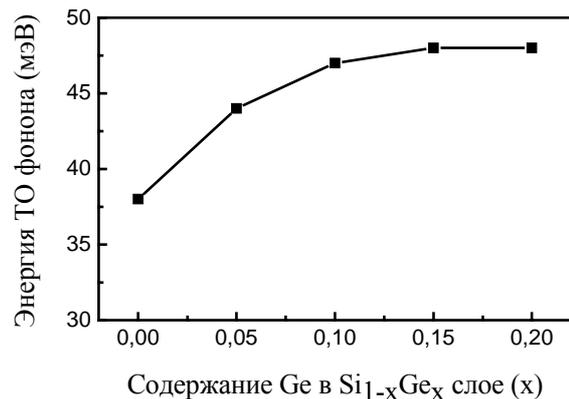


Рис.3. Энергия ТО фонона, определенная из разности энергий NP и ТО пиков ФЛ от островков, в зависимости от содержания Ge в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слое (x).

более коротковолновый $\text{TO}_{\text{Si-Ge}}$ фонон. Было обнаружено, что зависимость соотношения интенсивностей NP и ТО пиков от доли Ge в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слое имеет немонотонный характер и достигает максимума при $x = 10\%$. Как мы полагаем, это приводит к тому, что структуры с островками, выращенными на $\text{Si}_{0.9}\text{Ge}_{0.1}$ слое, имеют максимальную интенсивность сигнала ФЛ в области 1.3-1.55 мкм при комнатной температуре.

Таким образом, в работе проведены исследования влияния предосаждения напряженных $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x \leq 20\%$) слоёв на ФЛ $\text{Ge}(\text{Si})/\text{Si}(001)$ самоформирующихся островков. Обнаруженное смещение пика ФЛ от куполов в сторону меньших энергий по сравнению с пиком ФЛ от пирамид связывается с значительно большей высотой куполов, по сравнению с пирамидами. Выявлено, что с увеличением содержания Ge в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ слое более 10% в широкой полосе ФЛ от островков появляются два отдельных пика, которые связываются с бесфононным и фононным оптическими переходами в островках. Их появление связывается с изменением типа ТО фонона, участвующего в оптической рекомбинации, с $\text{TO}_{\text{Ge-Ge}}$ фонона на более коротковолновый $\text{TO}_{\text{Si-Ge}}$ фонон.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, программы BRNE (проект Y1 P-01-05) и программ Российской АН.

[1] Н.В. Востоков, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, А.Н. Яблонский и др., ФТТ, том 47, вып.1, с.29-32, (2005).

[2] R. Magalhães-Paniago, G. Medeiros-Ribeiro, A. Malachias, S. Kycia, T. I. Kamins, and R. Stan Williams, Phys. Rev. B 66, 245312 (2002)

Температурная зависимость фотолюминесценции и ИК фотопроводимость гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми точками.

В.М.Данильцев, М.Н.Дроздов, В.Р.Закамов, Л.Д.Молдавская, Д.А.Пряхин, В.И.Шашкин, О.И.Хрыкин.

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ГСП-105
e-mail: lmd@ipm.sci-nnov.ru

В конце 1990-х годов были начаты интенсивные исследования в области применения гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми точками (КТ) в качестве детекторов среднего ИК излучения. Благодаря нуль-мерному характеру размерного квантования энергетического спектра в КТ фотоприемники на их основе, в отличие от квантовых ям, могут принимать излучение любой поляризации при нормальном падении. В гетероструктурах с КТ может быть значительно снижено электрон – фононное рассеяние, что существенно увеличивает время жизни фотовозбужденных электронов и квантовую эффективность фотодетектирования, снижает темновой ток и позволяет рассчитывать на возможность повышения рабочих температур вплоть до комнатных. Убедительных доказательств преимуществ фотоприемников на основе КТ до сих пор не было получено ни в одной из исследовательских групп. В качестве объяснений этого приводится недостаточно высокая поверхностная плотность КТ, разброс размеров и формы КТ в структурах и как следствие - неоднородное уширение линий фотопоглощения, повышенное количество дефектов в слоях GaAs или InGaAs окружающих КТ, приводящее к снижению времени жизни. Эти параметры, конечно, немаловажны. В то же время, мы хотим обратить внимание на тот факт, что до сих пор при изготовлении ИК фотоприемников на КТ практически не уделялось внимания параметру «aspect ratio» - отношению высоты к латеральному размеру КТ. В то же время ясно, что только для КТ с соотношением вертикальных и латеральных размеров близким к единице, возможен действительно нуль-мерный характер квантования энергетического спектра, необходимый для проявления потенциальных преимуществ ИК фотоприемников на КТ перед структурами с квантовыми ямами и узкозонными полупроводниками. В структурах с линзообразной формой квантовых точек энергетический спектр будет ближе к спектру структур с квантовыми ямами, поэтому ИК фоточувствительность при нормальном падении излучения (не имеющем вертикальной компоненты электрического поля) будет сильно

подавлена. В данной работе проведено сопоставление ИК фотопроводимости гетероструктур с КТ с длиной волны фотолюминесценции при 300К от 1.1мкм до 1.28мкм, имеющих разную форму. Исследована температурная зависимость ИК фотопроводимости и фотолюминесценции (ФЛ) структур, имеющих максимальную фоточувствительность при 77К.

Структуры InGaAs/GaAs для исследования фотопроводимости были выращены методом МОГФЭ в реакторе пониженного давления на установке EPIQUIP на подложках полуизолирующего GaAs (100). Структуры состояли из 10 слоев селективно легированных КТ InAs разделенных промежуточными слоями GaAs толщиной 80нм – 100нм. Легирование массивов КТ проводилось путем встраивания слоев δ -Si на расстоянии 2.5нм перед каждым слоем КТ. Режимы роста КТ и детали процесса их зарастивания приведены в нашей работе [1]. Исследование спектральной зависимости фотопроводимости проводилось на спектрометре ИКС-29, модифицированном для этих измерений, в диапазоне температур от 80К до 300К при нормальном падении ИК излучения в продольной геометрии электронного транспорта. На рис.1 приведены спектры ФП структуры E683, в которой наблюдалось наиболее сильное межзонное фотопоглощение слоями КТ в диапазоне 1.3мкм – около 6±8%. Полученные спектры нормированы на спектр фотоприемника ИКС-29. В структуре

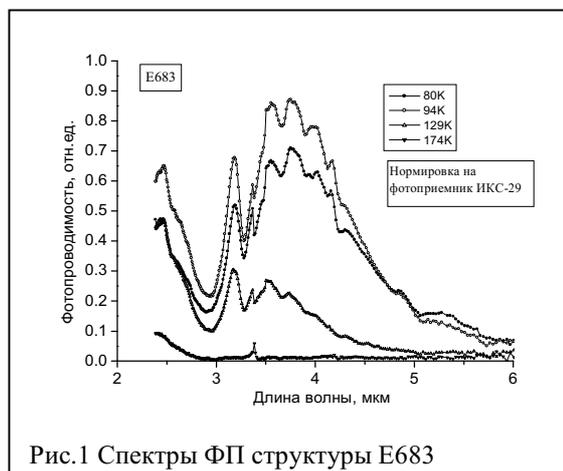


Рис.1 Спектры ФП структуры E683

наблюдается несколько линий ФП в диапазоне от 2.5мкм до 5мкм, максимальное значение фотопроводимости достигается при 100К. При напряжении на структуре 5В максимальное значение регистрируемого сигнала ФП составляет 120мкВ при уровне шумов около 0.5мкВ. Таким образом, соотношение «сигнал-шум» в максимуме ФП превышает 200. Для оценки абсолютного значения фоточувствительности мы использовали калиброванный фотоприемник ФСГ-22, имеющий вольт-ваттную чувствительность 4000В/Вт при 77К. Вольт-ваттная чувствительность структуры E683 составляет 80В/Вт. Ампер-ваттная чувствительность E683 равна 0.015А/Вт, что уступает токовой чувствительности ФСГ-22 всего в 2.5 раза из-за значительного различия сопротивлений E683 (9кОм) и ФСГ-22 (180кОм). Среди наших структур, в том числе исследованных в работах [1,2], полученное значение продольной фоточувствительности оказывается наибольшим и уступает лишь результатам нескольких работ (см., например, [3]) Отметим, что измерения пропускания ИК излучения в структуре E683 в диапазоне от 2.5 до 6 мкм при 300К (с нормировкой на идентичную подложку) не обнаруживают внутризонного ИК поглощения в слоях КТ с точностью лучше 0.5%. В то же время, толщина фотоприемного элемента в ФСГ-22 обеспечивает почти 100% поглощение излучения в рабочем диапазоне длин волн. Таким образом, соотношение регистрируемых значений фоточувствительности в E683 и ФСГ-22 существенно превышает соотношение значений поглощенной ими мощности ИК излучения. Это означает, что квантовая эффективность ФП на КТ значительно выше, чем у ФСГ-22, что доказывает одно из важных преимуществ ФП на КТ, о которых упоминалось выше.

Фоточувствительность структуры E683 регистрируется до температуры 200К – рис.2, при этом максимум в спектре ФП (рис.1) сдвигается в более коротковолновую область. Для анализа причин температурного гашения ФП мы провели исследование температурной зависимости фотолюминесценции серии

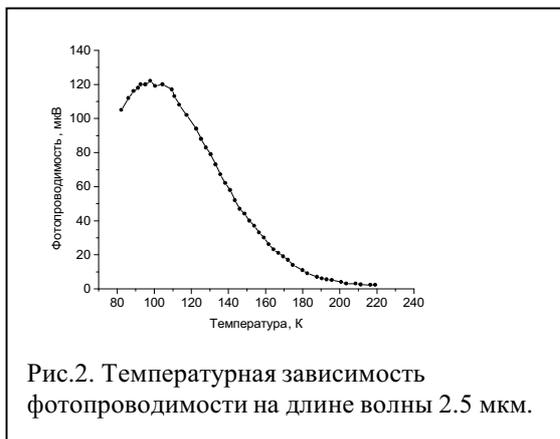


Рис.2. Температурная зависимость фотопроводимости на длине волны 2.5 мкм.

гетероструктур с селективно легированными КТ, предназначенными для изучения ФП. Мы обнаружили, что структуры, демонстрирующие наибольшую фоточувствительность имели наиболее длинноволновые линии межзонных переходов в ближнем ИК. Данные просвечивающей электронной микроскопии свидетельствуют, что в этих структурах значение «aspect ratio» повышается от 0.1 до 0.3. В то же время, в этих структурах соотношение интенсивностей ФЛ при 77К и 300К превышало 100 раз. В структурах с более коротковолновыми линиями ФЛ (<1.15мкм) это соотношение, как правило, не превышало 30. Эти данные свидетельствуют о повышенном количестве безызлучательных дефектов в структурах с наиболее длинноволновыми переходами до 1.28мкм. Анализ технологических процессов роста КТ позволяет утверждать, что эти дефекты возникают главным образом при низкотемпературном заравивании КТ слоями GaAs. В сущности, с этой же проблемой сталкиваются при создании лазерных структур на КТ InAs диапазона 1.3мкм. В методе молекулярно-пучковой эпитаксии найден ряд технологических решений роста лазерных структур с низким уровнем дефектов и других центров безызлучательной рекомбинации. Он заключается в оптимизации процесса заравивания КТ InAs низкотемпературными слоями InGaAs и GaAs толщиной 2-5нм, что позволяет снизить поглощение упругих напряжений и существенно повысить оптическое качество структур. Наша группа является одной из немногих, где такие структуры изготавливаются методом МОГФЭ, что является значительно более дешевым при массовом производстве. В настоящее время нами получены первые результаты по росту многослойных структур с крупными КТ с пониженным уровнем дефектов методом МОГФЭ, демонстрирующих интенсивную ФЛ при 300К и слабое температурное гашение. С этими структурами мы связываем возможности дальнейшего улучшения параметров ИК фотоприемников на КТ, в первую очередь – расширения диапазона рабочих температур. Работа поддерживалась РФФИ, гранты №№ 03-02-16780, 03-02-17404, 04-02-17180.

[1] А.В.Антонов, Д.М.Гапонова, В.М.Данильцев, М.Н.Дроздов, Л.Д.Молдавская А.В.Мурель, В.С.Туловчиков, В.И.Шашкин. ФТП т.39 вып.1 96-99 (2005).

[2] L.D.Moldavskaya, V.I.Shashkin, M.N.Drozdzov, V.M.Daniltsev, A.V.Antonov, A.N.Yablonsky. Acta Physica Polonica A, v.103, no6, p.579-584 (2003).

[3] L.Chu, A.Zrenner, M.Bichter, G.Abstreiter. Appl. Phys. Lett., v.79, p.2249 (2001).

Исследование электролюминесцентных диодов на основе гетероструктур с квантовыми точками *InAs*

А.В.Мурель, В.М.Данильцев, М.Н.Дроздов, Б.Н.Звонков¹, Д.Пряхин, В.И.Шашкин

Институт Физики Микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

¹Научно-исследовательский физико-технический институт при ННГУ, Нижний Новгород, Россия
e-mail: murel@ipm.sci-nnov.ru

Для применения в качестве активной области ИК оптоэлектронных приборов перспективны массивы самоорганизованных квантовых точек (КТ) *InAs*, выращенных на подложках арсенида галлия. Гетероструктуры с КТ демонстрируют фото- и электролюминесценцию на длинах волн около 1.3 мкм [1,2]. Для применения в оптоэлектронике требуется высокая эффективность излучающих приборов при малых уровнях плотности инжекционного тока.

В работе анализировалась электролюминесценция в зависимости от плотности инжекционного тока и температуры с целью выяснения физической природы и относительного влияния различных процессов рекомбинации носителей, преобладающих в эффективности излучения, и вклада в эмиссию уровней КТ.

Методом металлоорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ) при пониженном (75 Торр) давлении были выращены p^+i-n^+ -структуры, в центральную часть i -области (0.4-0.5 мкм) которых встраивались два слоя КТ *InAs*. Особенностью формирования КТ было заращивание их квантовой ямой *InGaAs* для уменьшения упругих напряжений, а также включение азотосодержащего источника на время роста КТ. Оптические свойства образцов изучались методами фотолюминесценции (ФЛ) и электролюминесценции (ЭЛ). Для электролюминесцентных диодов методом напыления создавались омические контакты на основе *Au*. Исследование ЭЛ проводилось на образцах площадью $\sim 0.5 \times 0.5$ мм². Плотность тока инжекции изменялась в диапазоне 0-400 А/см². Регистрировалось выходное излучение из боковой поверхности скола при температурах 80 и 300 К.

Были изучены вольтамперные (ВАХ) и вольт-фарадные характеристики электролюминесцентных диодов. Показатель неидеальности ВАХ при прямом смещении составлял $n=2$ при комнатной температуре, последовательное сопротивление - 15 Ом. Из вольт-фарадных измерений следовало, что i -область полностью обеднена при нулевом смещении.

Спектры ФЛ, измеренные при комнатной температуре (рис.1), показали, что основной оптический переход в КТ наблюдается на длине

волны 1.3 мкм. Ширина основного пика ФЛ на полувысоте (FWHM) составляет 40-45 мэВ, что предполагает достаточно высокую однородность КТ по размеру и форме, расстояние между

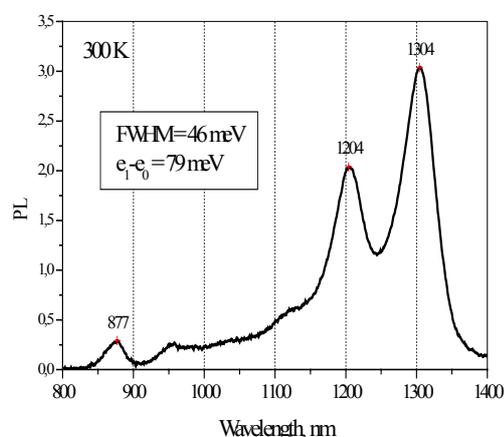


Рис.1. Спектр ФЛ структуры с квантовыми точками, измеренный при комнатной температуре.

основным и первым возбужденным уровнем ($e_1 - e_0$) ~ 80 мэВ. Это значение хорошо согласуется с расчетами, сделанным в [2], которые дали для КТ, излучающих на длине волны 1.3 мкм, разделение пиков ~ 70 мэВ. В области длин волн 1-1.15 мкм наблюдается люминесценция из возбужденных состояний более высоких порядков,

Полученные зависимости спектров ЭЛ от плотности тока при комнатной температуре (рис.2) позволили заключить, что при малых токах преобладает эмиссия из основного состояния с длиной волны излучения вблизи 1.3 мкм, при токе 80 А интенсивность эмиссии из основного и возбужденного состояний сравниваются и далее начинает преобладать эмиссия из возбужденных состояний - пики двух возбужденных состояний (~ 1.2 и ~ 1.1 мкм). Одновременно происходит рост эмиссии из квантовой ямы *InGaAs* (0.95 мкм), которая начинает преобладать при очень высоких токах инжекции ≥ 100 А/см². Это согласуется с наблюдаемыми переходами в спектрах ФЛ (рис.1).

При температуре 77 К интенсивность ЭЛ на порядок величины возрастает при тех же плотностях тока, а пики переходов сдвигаются в

соответствие с температурной зависимостью запрещенной зоны полупроводника.

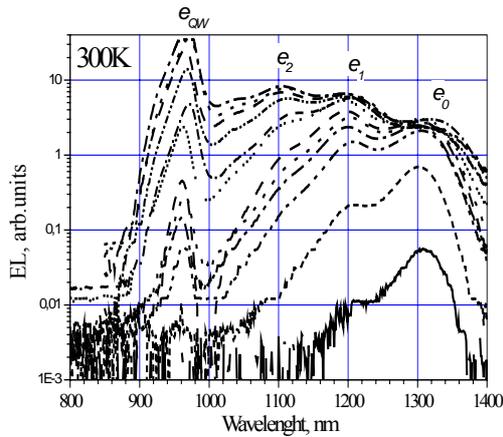


Рис.2. Спектры ЭЛ структуры с квантовыми точками, измеренные при комнатной температуре и различных плотностях тока (10мА-1А).

Для анализа выходной интенсивности излучения от тока инжекции в спектрах ЭЛ выделялись пики каждого оптического перехода методом разложения и вычислялись соответствующие интегральные интенсивности излучения. На рис.3 и 4 представлены результаты обработки спектров ЭЛ, измеренных при температурах 300 и 77К, соответственно. При обеих температурах сначала проявляется эмиссия

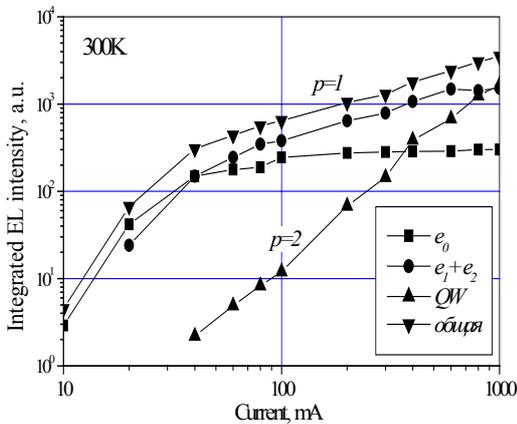


Рис.3. Зависимость интегральной интенсивности излучения от плотности тока инжекции при температуре 300К.

из самого низкоэнергетического состояния, и постепенно с ростом тока инжекции возгораются более высокоэнергетические состояния. Другими словами, более высокоэнергетическая эмиссия проявляется до того, как эмиссия из основного состояния достигнет максимальной величины. Это явление предполагает существование «phonon bottleneck effect», описанного в [3,4].

Интегральная интенсивность ЭЛ как функция приложенного тока (L - I характеристика) описывается степенной зависимостью $L \sim I^p$, где коэффициент p связан с преобладающим

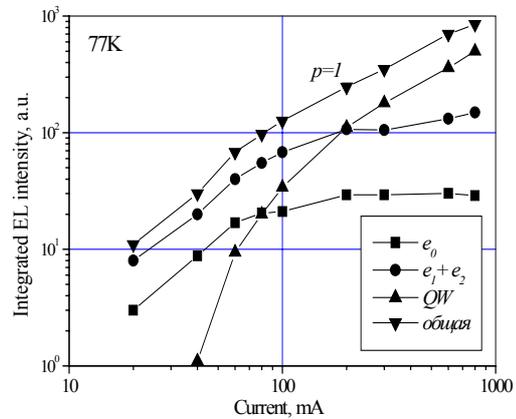


Рис.4. Зависимость интегральной интенсивности излучения от плотности тока инжекции при температуре 77К.

процессом рекомбинации носителей [4,5]. Для наших диодов при низкой (<40мА) плотности тока и комнатной температуре $p=2$, что указывает на механизм мономолекулярной рекомбинации носителей, связанной с дефектными состояниями. Однако, при больших токах и низкой температуре $p=1$, т.е. преобладает излучательная рекомбинация. Для квантовой ямы при комнатной температуре во всем диапазоне токов инжекции $p=2$ и не наблюдается насыщения (рис.3).

Авторы благодарны группе Б.Н.Звонкова за помощь в технической реализации светоизлучающих диодов.

Работа поддержана грантами РФФИ 03-02-17404, 04-02-17180.

1. Huffaker D.L., Deppe D.J., Appl.Phys.Lett., **73**, 520 (1998).
2. Mukai K., Ohtsuka N., Shoji H., Sugawara M., Appl.Phys.Lett., **68**, 3013 (1996).
3. Mukai K., Ohtsuka N., Shoji H., Sugawara M., Phys.Rev., **54**, R5243 (1996).
4. Brunner K., Bockelmann U., Abstreiter G., Walther M., Bohm G., Tranke G., Weimann G., Phys.Rev.Lett., **69**, 3216 (1992).
5. Ulloa J.M., Hierro A., Miguel-Sanchez J., Guzman A., Tournie E., Sanchez-Rojas J.L., Calleja E., Appl.Phys.Lett., **85**, 40 (2004).

Численное моделирование ударного возбуждения ионов эрбия горячими носителями в режиме электрического пробоя диодной светоизлучающей структуры Si:Er/Si

С.В.Оболенский¹, В.Б.Шмагин², В.П.Кузнецов³,
В.Н.Шабанов³, В.А.Козлов², Д.Ю.Ремизов², З.Ф.Красильник²

¹Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского, пр.Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия

²Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия

³Научно-исследовательский физико-технический институт, Гагарина 23/3, Нижний Новгород, Россия
e-mail: obolensk@rf.unn.ru

Актуальность разработки кремниевых светоизлучающих диодов с активной областью легированной эрбием обуславливается возможностью генерации инфракрасного излучения с длиной волны 1,55 мкм, которая является оптимальной для волоконно-оптических устройств.

В работах [1,2] мы показали, что, механизм электрического пробоя p-n перехода оказывает решающее влияние на интенсивность и эффективность возбуждения эрбиевой электролюминесценции (ЭЛ) в p^+n и $p^+n^+n^+$ диодных светоизлучающих структурах на основе Si:Er, излучающих при обратном смещении в режиме пробоя p-n перехода. Цель настоящей работы – численное моделирование ударного возбуждения ионов эрбия горячими носителями (электронами) в режимах туннельного, смешанного и лавинного пробоя p^+n , $p^+n^+n^+$ (pin) и $p^+n^+n^-$ диодных структур (рис.1).

На основе квазигидродинамического приближения создана численная модель разогрева и транспорта электронов в неоднородном электрическом поле области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводникового диода. Для моделирования процессов лавинного размножения носителей в ОПЗ светодиода и ударного возбуждения ионов эрбия использован метод Монте-Карло.

Рассчитывались распределения поля, концентрации, средней скорости и средней энергии электронов, коэффициента возбуждения ионов эрбия по ширине ОПЗ (рис.2-5). Под коэффициентом возбуждения ионов эрбия мы понимаем величину $f = \sigma \cdot n \cdot v$, где σ - сечение возбуждения, n – концентрация и v - скорость электронов. Интенсивность ЭЛ определялась как

$$F = \int_{ОПЗ} f \cdot dx.$$

Отметим хорошее совпадение результатов расчета интенсивности ЭЛ ионов Er^{3+} с данными эксперимента в области

туннельного и смешанного механизмов пробоя для исследованных структур (рис.6), что подтверждает адекватность предложенной модели и правильность выполненных расчетов. Спад интенсивности эрбиевой ЭЛ, наблюдаемый экспериментально [1,2] в области лавинного пробоя диодов, связан с существенно неоднородным распределением плотности тока накачки по площади p-n перехода в лавинных диодах и не описывается в рамках предложенной модели.

Особое внимание в работе уделено моделированию так называемых туннельно-пролетных структур типа $p^+n^+n^-$ [2], в которых области генерации носителей (тонкий p^+n^+ переход) и возбуждения ионов эрбия (широкая слаболегированная область $n^-Si:Er$, $n \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$) пространственно разнесены. По мнению авторов, в указанных структурах удастся преодолеть ограничение на ширину ОПЗ (в структурах p^+n и $p^+n^+n^+$ расширение ОПЗ неизбежно сопровождается трансформацией механизма пробоя в лавинный и уменьшением интенсивности ЭЛ) и, тем самым, существенно увеличить интенсивность ЭЛ.

В частности, исследовано влияние уровня легирования n^- области, толщины и уровня легирования n^+ области на интенсивность ЭЛ диодной структуры типа $p^+n^+n^-$. Согласно оценкам, при соответствующем выборе параметров структуры предполагается увеличение интенсивности ЭЛ в 3 – 7 раз, по сравнению с наиболее распространенными структурами типа p^+n (рис.6).

[1] V.B. Shmagin, V.P. Kuznetsov, D.Yu. Remizov, Z.F. Krasil'nik, L.V. Krasil'nikova, D.I.Kryzhkov. Mater. Science & Eng. B, **105/1-3**, 70 (2004).

[2] В.Б.Шмагин, Д.Ю.Ремизов, С.В.Оболенский, Д.И.Крыжков, М.Н.Дроздов, З.Ф. Красильник. ФТТ, **47**, 120 (2005).

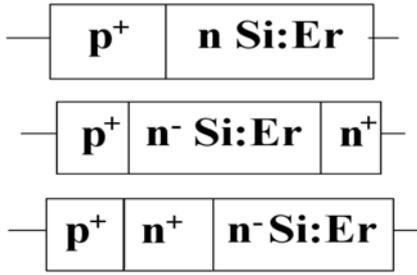


Рис.1. Типы исследованных диодов.

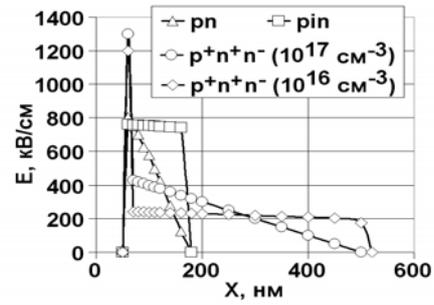


Рис.2. Распределение поля в ОПЗ диодов.

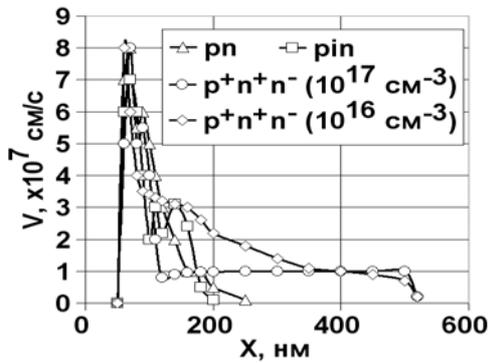


Рис.3. Распределение средней скорости электронов в ОПЗ диодов

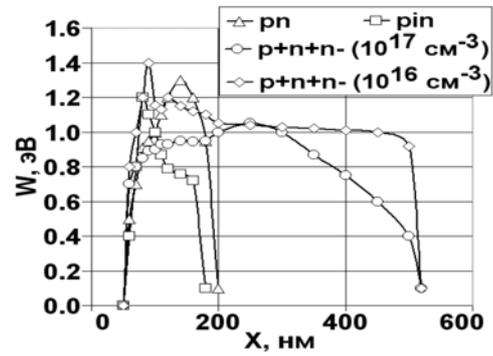


Рис.4. Распределение средней энергии электронов в ОПЗ диодов

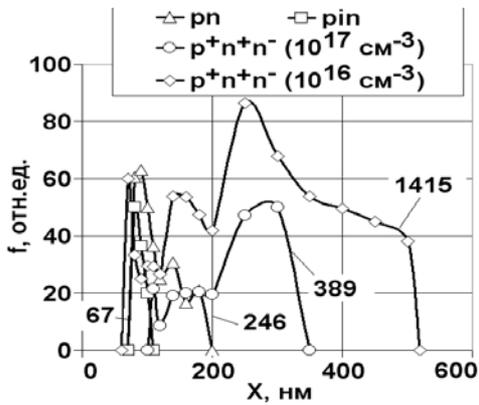


Рис.5. Распределение коэффициента возбуждения эрбия в ОПЗ диодов. Цифрами указана величина площади под графиком, пропорциональная интенсивности ЭЛ.

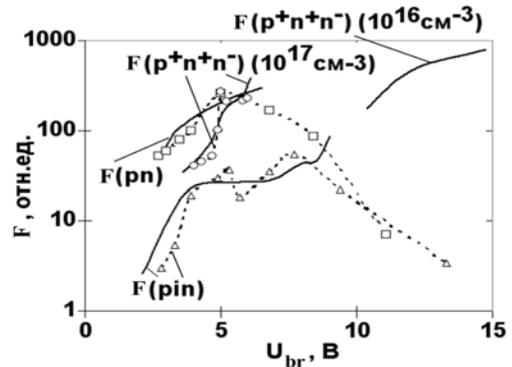


Рис.6. Зависимость интенсивности ЭЛ от напряжения пробоя диодов при фиксированном токе накачки. (—) - расчет, (- -) - эксперимент. В скобках указан уровень легирования n-областях в структурах типа $p^+n^+n^-$.

Взаимодействие подзатворных и приконтактных плазмонов и генерация терагерцового излучения в полевом транзисторе с субдециметровым затвором

В.В. Попов¹, О.В. Полищук¹, М.С. Shur²

¹Саратовское отделение Института радиотехники и электроники РАН, Саратов 410019, Россия

²Department of Electrical, Computer, and System Engineering and RPI/IBM Center for Broadband Data Transfer, CII 9015, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York 12180

e-mail: polischuk@soire.renet.ru

Известно, что возбуждение плазменных колебаний в канале полевого транзистора (ПТ) с двумерным электронным газом (2DEG) сильно изменяет терагерцовый (ТГц) отклик такого устройства. Это явление может быть использовано для детектирования, преобразования частоты и генерации ТГц излучения [1-4]. При идентичных граничных условиях на краях подзатворного участка канала ПТ частота плазменных колебаний, возбуждаемых под затворным электродом, может быть аппроксимирована простой формулой [1]

$$\omega_n = \frac{\pi s}{L_{eff}} n \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad s = \sqrt{eU_0/m}, \quad (1)$$

где s – фазовая скорость плазменной волны, L_{eff} – эффективная длина затворного электрода $L_{eff} = L + 2d$, определяемая геометрической длиной затвора L и расстоянием d между затвором и каналом транзистора, e и m соответственно заряд и эффективная масса электрона, U_0 – эффективная величина (учитывающая толщину 2DEG) размаха напряжения на затворе, которая представляет собой разницу между затворным напряжением U_g и напряжением отсечки U_{th} (соответствующим полному обеднению канала ПТ), $U_0 = U_g - U_{th}$. Двумерную (2D) концентрацию электронов в подзатворной области канала ПТ можно оценить в модели плоского конденсатора как $N = \epsilon_0 \epsilon U_0 / ed$, где ϵ – диэлектрическая проницаемость барьерного слоя, ϵ_0 – электрическая постоянная. Для типичных параметров ПТ с субдециметровым затвором на основе структуры InGaAs с 2DEG [4] $L = 60$ нм, $\epsilon = 13.88$, $N = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при $U_g = 0$ ($V_{th} = -1.17$ В), $m = 0.042m_0$, где m_0 – масса свободного электрона, формула (1) дает значение частоты основного плазменного резонанса ($n = 1$) около 7.5 ТГц.

Электростатическая теория [1-3] не может ответить на вопрос насколько эффективно плазменные колебания в канале ПТ могут возбуждаться внешним электромагнитным излучением или, другими словами, насколько величина поглощения ТГц мощности в канале ПТ на частоте плазменного резонанса превосходит фоновое нерезонансное поглощение (соответствующая величина называется коэффициентом усиления поглощения). В данной работе, в строгой элек-

тродинамической постановке, с использованием полной системы уравнений Максвелла исследуется процесс возбуждения подзатворных плазменных колебаний внешним ТГц излучением и вычисляется коэффициент усиления поглощения. Анализируется взаимодействие плазменных колебаний, возбуждаемых на экранируемом и неэкранируемом участках 2D электронного канала.

Рассмотрим нормальное падение плоской электромагнитной волны на исследуемую структуру (вставка на рис.1). Затворный электрод представляет собой бесконечно длинную, идеально проводящую полосу шириной L нулевой толщины, расположенную на поверхности подложки ($y = 0$). Электрическое поле падающей

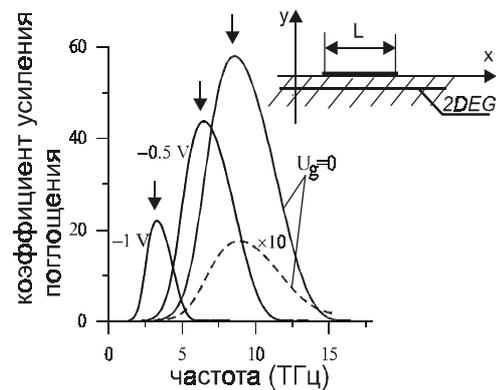


Рис.1. Коэффициент усиления поглощения в зависимости от частоты для разных значений напряжения на затворе (соответствующих разным значениям 2D электронной плотности в канале ПТ) при $L = 60$ нм, $d/L = 0.5$, $V_{th} = -1.17$ В, $\tau = 7 \times 10^{-12}$ с (сплошные линии) и $\tau = 2.3 \times 10^{-13}$ с (штриховая линия).

волны $E_0 \exp(-i\omega t)$ поляризовано поперек плоскости (вдоль оси x). Слой 2DEG заглублен в подложку на расстояние d от поверхности. Поверхностная проводимость канала ПТ описывается в модели Друде: $\sigma(\omega) = Ne^2\tau / m(1 - i\omega\tau)$, где τ – характерное время электронной релаксации. С использованием закона Ома для 2D электронного канала и условия $E_x = 0$ на идеально проводящей полоске затворного электрода, система уравнений Максвелла сводится к интегральному уравнению для плотности поверхностного тока

на полоске. Полученное интегральное уравнение решается численно методом Галеркина с использованием полиномов Чебышева в качестве аппроксимирующих и базисных функций на отрезке $[-L/2; L/2]$. В результате находятся индуцированное электрическое поле во внешней среде,

$$\mathbf{E}_a^{(ind)}(x, y) = \mathbf{E}_0^{(r)} \exp(ik_0 y) + \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_a^{(sc)}(k_x) \exp(ik_x x + ik_{y,a} y) dk_x, \quad (2)$$

и полное электрическое поле в подложке под каналом ПТ,

$$\mathbf{E}_s(x, y) = \mathbf{E}_0^{(t)} \exp[-ik_0 \sqrt{\varepsilon_s} (y + d)] + \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_s^{(sc)}(k_x) \exp[ik_x x - ik_{y,s} (y + d)] dk_x, \quad (3)$$

где $k_{y,a(s)} = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_{a(s)} - k_x^2}$, $\varepsilon_{a(s)}$ – диэлектрические постоянные соответственно окружающей среды ($\varepsilon_a = 1$) и подложки, $k_0 = \omega / c$, c – скорость света в вакууме. Интегралы в правой части уравнений (2) и (3) описывают рассеянные поля, тогда как первые слагаемые представляют собой плоские волны, соответственно нормально отраженную от поверхности подложки и прошедшую через канал ПТ.

На рис.1 представлена зависимость коэффициента усиления поглощения от частоты внешней волны при различных значениях напряжения на затворе. Как видно из рис.1, максимум резонансного поглощения может перестраиваться по частоте во всем ТГц диапазоне путем изменения величины затворного напряжения. Плотность электронов в 2D канале ПТ в зависимости от величины затворного напряжения вычислялась в модели плоского конденсатора. При этом плотность электронов в неэкранированной и экранированной областях канала полагалась одинаковой. Коэффициент усиления поглощения достигает 60 при криогенных температурах ($\tau = 7 \times 10^{-12}$ с) и остается больше единицы даже при комнатной температуре ($\tau = 2.3 \times 10^{-13}$ с). Степень черноты (отношение поглощенной мощности к рассеянной мощности на частоте резонанса) такого резонансного поглотителя достигает гигантских значений порядка 10^3 . Отметим замечательное совпадение частоты резонанса поглощения с частотой основной ($n = 1$) плазменной моды, вычисленной по формуле (1) (стрелки на рис.1). Поглощение в резонансе возрастает с увеличением резонансной частоты, так как при этом возрастает дипольный момент, наводимый внешним ТГц излучением поперек полоски затворного электрода. В то же время, резонанс поглощения становится шире из-за утечки подзатворных плазмонов в неэкранированные области канала. Рисунок 2 показывает распределения электрического поля в плоскости 2D электронного слоя на частоте основного плазменного резонанса при различных значениях характерных времен электронной релаксации. Видно, что с уменьшением диссипации поле подзатворных

плазменных колебаний дальше выходит в неэкранированные участки 2D электронного слоя. При отсутствии диссипации в неэкранированных

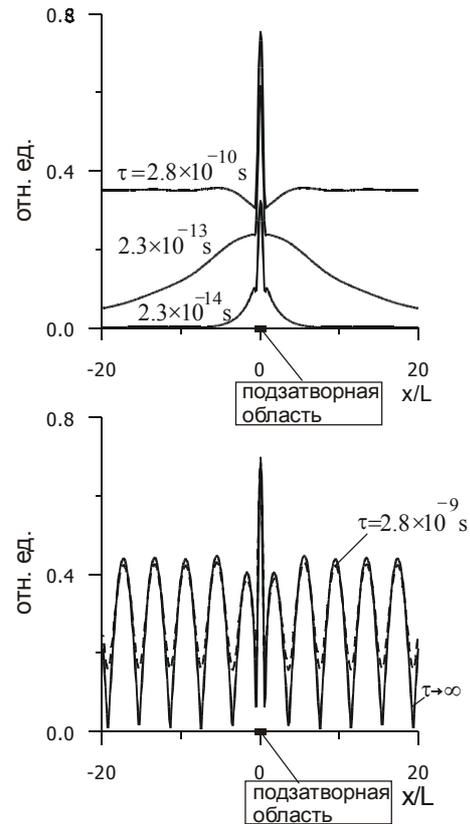


Рис.2. Распределения электрического поля плазменных колебаний в плоскости 2D электронного слоя.

областях канала возникает стоячая плазменная волна с удвоенным расстоянием между соседними узлами (или пучностями) равным длине волны плазмонов в неэкранированном 2D электронном слое [5]. Таким образом утечка подзатворных плазмонов в неэкранированные области канала вызывает дополнительное (не связанное с диссипацией или электромагнитным излучением из подзатворной области канала) затухание подзатворных плазмонов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ по проекту 03-02-17219 и Программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Новые материалы и структуры».

- [1] M.Dyakonov, M.Shur, IEEE Trans. on Electron Devices, **43**, 380 (1996).
- [2] M. S. Shur, J.-Q. Lu, IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, **48**, 750 (2002).
- [3] W.Knap et.al, J. Appl. Phys., **91**, 9346 (2002).
- [4] W.Knap et.al, Appl. Phys. Lett., **84**, 1 (2004).
- [5] A.V.Chaplik, Surf. Sci. Rep., **5**, 289 (1985).

Анализ спектров электролюминесценции SiGe - светодиода в области межзонных переходов

А.М. Емельянов¹, Н.А. Соболев¹, Т.М. Мельникова², Н.В. Абросимов³

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия

²НПО "Орион", 111123 Москва, Россия

³Institute for Crystal Growth, D-12489 Berlin, Germany
e-mail: Emelyanov@mail.ioffe.ru, nick@sobolev.ioffe.rssi.ru

Электролюминесценция (ЭЛ) монокристаллов твердых растворов Si-Ge вызывает большой интерес в связи с возможностью, путем варьирования концентраций компонентов раствора, изменять длину волны (λ) излучения. По литературным данным [1] уже достигнуты величины внутренней квантовой эффективности ЭЛ таких структур $\eta=0.1\%$ на $\lambda\sim 1.3$ мкм при комнатной температуре. Недавние исследования механизма непрямой (с участием фононов) излучательной рекомбинации в монокристаллическом Si в области межзонных переходов [2] значительно изменили существовавшие ранее представления. Они показали, что полученные к настоящему времени экспериментальные результаты могут быть объяснены в рамках представлений об экситонном механизме излучательной рекомбинации в Si не только при низких температурах, но и при достаточно высоких, включая комнатную. Целью настоящей работы являлось исследовать спектры ЭЛ в области межзонных переходов в монокристаллическом Si-Ge и, используя описанную в [2] методику анализа спектров, определить механизм излучательной рекомбинации в Si-Ge, на основе которого эти характеристики могут быть объяснены.

SiGe-диоды были изготовлены на легированной бором полированной монокристаллической пластине Si-Ge, ориентации (122), с удельным сопротивлением 2.5 Ом·см. Концентрация Ge составляла 5.2%. P-n переходы были сформированы по планарной технологии методом диффузии фосфора через отверстия диаметром 0.8 мм в пленке SiO₂. Концентрация фосфора в p⁺-слое составляла $\sim 4 \times 10^{20}$ см⁻³. Обратная сторона пластины была легирована диффузионно бором до концентрации $\sim 1 \times 10^{19}$ см⁻³. Омические контакты были сформированы термическим напылением Au и Sn. Для возбуждения ЭЛ к диодам прикладывалось импульсное напряжение с частотой 32 Гц при длительности импульсов 0.1-2 мс. Спектры ЭЛ регистрировались с использованием монохроматора (разрешение 7 нм), InGaAs-фотоприемника и селективного нановольтметра. Представленные спектры были скорректированы с учетом как спектральной

характеристики фотоприемника, так и всего оптического тракта.

Измеренные при 82 К и 300 К и токе 80 мА спектры ЭЛ диода приведены на рис.1 и рис.2, соответственно. Как и в спектрах ранее исследованных SiGe-светодиодов [1,3,4], в представленных спектрах присутствуют пики ЭЛ, относящиеся к излучательным переходам с участием фононов (РА) и относящиеся к бесфононным (NP) переходам. При 300 К эти пики значительно перекрываются. Описанная в [2] методика включает построение вертикальных прямых, соответствующих началу роста ЭЛ в длинноволновой части спектра при различных механизмах излучательной рекомбинации. Для Si-Ge это - прямые 2-7 на рис.1 и рис.2. Ширина запрещенной зоны при температуре T (E_g^T) Si-Ge раствора при концентрации Ge 5.2% меньше E_g^T для Si на ~ 24 мэВ [5], а энергия связи для экситона (E_{ex}) равна ~ 13.5 мэВ [3]. При этом, согласно результатам работы [4], энергия ТО-фонона (E_{ph1}), определяющего основной РА максимум ЭЛ, равна 58 мэВ. Энергия наиболее энергетичного фонона (E_{ph2}) по аналогии с Si принята равной $2E_{ph1}$, что объясняется участием в акте рекомбинации двух оптических фононов с энергией E_{ph1} [6]. Используемый нами принцип анализа спектров ЭЛ основан на том, что на спектральных зависимостях при энергиях квантов, соответствующих началу действия каждого механизма излучательной рекомбинации (при пересечениях спектральной кривой с соответствующими вертикальными прямыми), должны наблюдаться изломы, сопровождающиеся ростом производных кривых. Как видно из рис.1 и рис.2, характерные изломы при 82 К и 300 К наблюдаются только для экситонных механизмов ЭЛ. Это позволяет утверждать, что доминирующей излучательной рекомбинацией в твердых растворах Si-Ge для РА и NP переходов является рекомбинация через экситоны. Как отмечается в [2], для доминирования экситонного механизма излучательной рекомбинации в Si при 300 К необходимо, чтобы излучательное время жизни экситонов (τ_e) на несколько порядков было меньше излучательного времени жизни свободных носителей заряда (τ_f). Такой же

характер соотношения τ_r и τ_f необходим и для доминирования при 300 К экситонного механизма излучательной рекомбинации в Si-Ge. Для РА переходов, как отмечено в [2], указанное соотношение является следствием того, что, во-первых, среднее расстояние между свободными носителями значительно больше Боровского радиуса экситона. Во-вторых, для излучательной рекомбинации необходима определенная корреляция в положениях электрона, дырки и образующегося или поглощаемого при рекомбинации фонона, которая со значительно большей вероятностью может реализоваться в случае рекомбинации через экситоны. Согласно современным представлениям [4], для выполнения закона сохранения импульса в NP излучательной рекомбинации в Si-Ge участвуют атомы примеси. Поэтому второй (кроме значительного различия средних расстояний между электроном и дыркой) причиной большого различия τ_r и τ_f для NP переходов может быть необходимость определенной корреляции в положениях электрона, дырки и

атома примеси, которая со значительно большей вероятностью реализуется в случае рекомбинации экситонов.

В исследованных структурах в широком диапазоне токов в условиях высокого уровня инжекции наблюдались линейные зависимости интегральной интенсивности ЭЛ от тока и, по крайней мере при 300 К, экспоненциальный спад ЭЛ, методика измерений которого описана в [2]. Как показано в [2], эти результаты также могут быть объяснены в рамках экситонного механизма излучательной рекомбинации и не находят объяснения при излучательной рекомбинации свободных носителей заряда. ЭЛ изготовленных нами SiGe-светодиодов при 300 К и токах 300 мА вызывала практически такой же фототок Ge-фотодиода, как и ЭЛ ранее исследованного Si-светодиода с $\eta \sim 0.6\%$ [7] при аналогичных условиях сбора излучения на фотоприемную площадку. Работа частично поддержана INTAS (грант 2001-0194) и РФФИ (грант 04-02-16935).

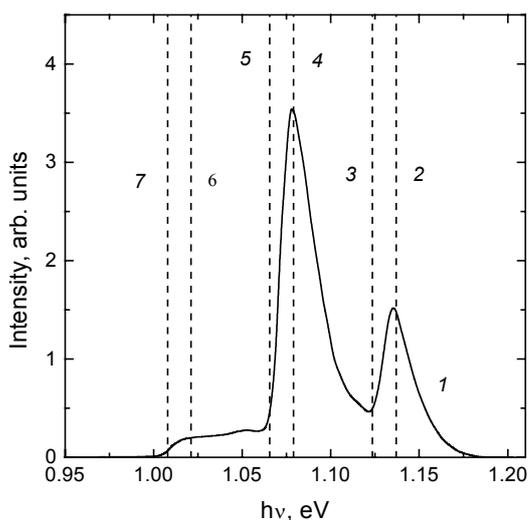


Рис.1. 1 – зависимость интенсивности ЭЛ от энергии квантов ($h\nu$) при 82 К. Вертикальными линиями отмечены энергии квантов, соответствующие: 2 – $E_g^{82} \approx 1.137$ эВ [5,6]), 3 – E_g^{82} за вычетом E_{ex} , 4 – E_g^{82} за вычетом E_{ph1} , 5 – E_g^{82} за вычетом E_{ph1} и E_{ex} , 6 – E_g^{82} за вычетом $E_{ph2}=2 E_{ph1}$, 7 – E_g^{82} за вычетом E_{ph2} и E_{ex} .

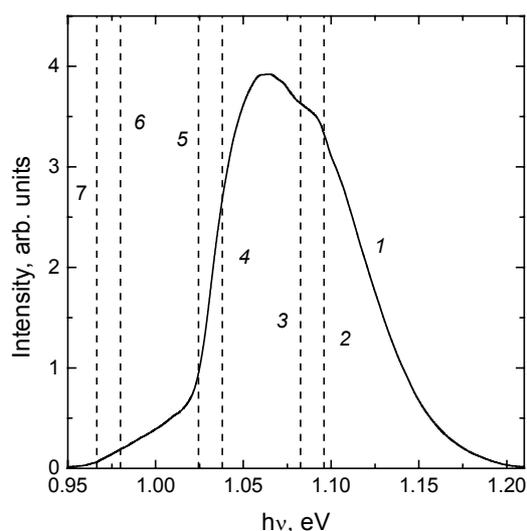


Рис.2. 1 – зависимость интенсивности ЭЛ от энергии квантов ($h\nu$) при 300 К. Вертикальными линиями отмечены энергии квантов, соответствующие: 2 – $E_g^{300} \approx 1.096$ эВ [5,6]), 3 – E_g^{300} за вычетом E_{ex} , 4 – E_g^{300} за вычетом E_{ph1} , 5 – E_g^{300} за вычетом E_{ph1} и E_{ex} , 6 – E_g^{300} за вычетом $E_{ph2}=2 E_{ph1}$, 7 – E_g^{300} за вычетом E_{ph2} и E_{ex} .

- [1] Stoica, T., Vescan, L., *Semicond. Sci. Technol.*, **18**, 409 (2003).
 [2] Емельянов, А.М., *Письма в ЖТФ*, **30**, вып. 22, 75 (2004).
 [3] Robbins, D.J., Canham, L.T., Barnett, S.J., Pitt, A.D., Calcott, P., *J. Appl. Phys.*, **71**, 1407 (1992).
 [4] Weber, J., Alonso, M.I., *Physical Review B*, **40**, 5683 (1989).
 [5] Braunstein, R., Moor, A.R., Herman, F., *Phys. Rev.*, **109**, 695 (1958).
 [6] Смит, Р., *Полупроводники*. Мир, М., 1979, 560 с.
 [7] Емельянов, А.М., Николаев, Ю.А., Соболев, Н.А., Мельникова, Т.М., *ФТП*, **38**, 634 (2004).

Исследование структурных и оптических свойств гетероструктур с субмонослойными вставками Ge в матрице Si, выращенных МПЭ

И.П.Сошников^{1,2}, Н.Н.Леденцов¹, О.М.Горбенко², А.В.Новиков³, М.Шалеев³,
З.Ф.Красильник³, D.Litvinov⁴, D.Gerthsen⁴

¹Физико-Технический Институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая 26, С.-Петербург, Россия

²Институт Аналитического Приборостроения РАН, Рижский пр-т 28, С.-Петербург, Россия

³Институт Физики Микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия

⁴Technical University of Karlsruhe, Karlsruhe, Germany

ipsosh@beam.ioffe.rssi.ru

Субмонослойные гетероструктуры со сверхрешетками Ge/Si представляют интерес как модельный объект для исследований корреляционных эффектов и как потенциальный (перспективный) светоизлучающий элемент оптоэлектронных приборов [1].

Исследования гетероструктур с субмонослойными включениями проводились многими исследователями, как правило, на примере систем InAs/GaAs, InAs/AlGaAs [2,3]. В частности, было показано, что в таких системах в зависимости от толщины спейсеров могут формироваться вертикально-коррелированные структуры оптоэлектронные свойства, которых отличаются от свойств других гетероструктур. В системе Ge/Si гетероструктуры с субмонослойными включениями впервые были реализованы в работах Цырлина и др. [4].

Однако, анализ структур со сверхрешетками Ge/Si с целью выявления закономерностей и особенностей корреляционных эффектов в них не проводился.

В представленной работе на установке МПЭ Balzers UMS 500P была выращена специальная серия гетероструктур со сверхрешетками с субмонослойными вставками Ge разделенными Si спейсерами. СМС содержали от 9 до 20 периодов на различных образцах.

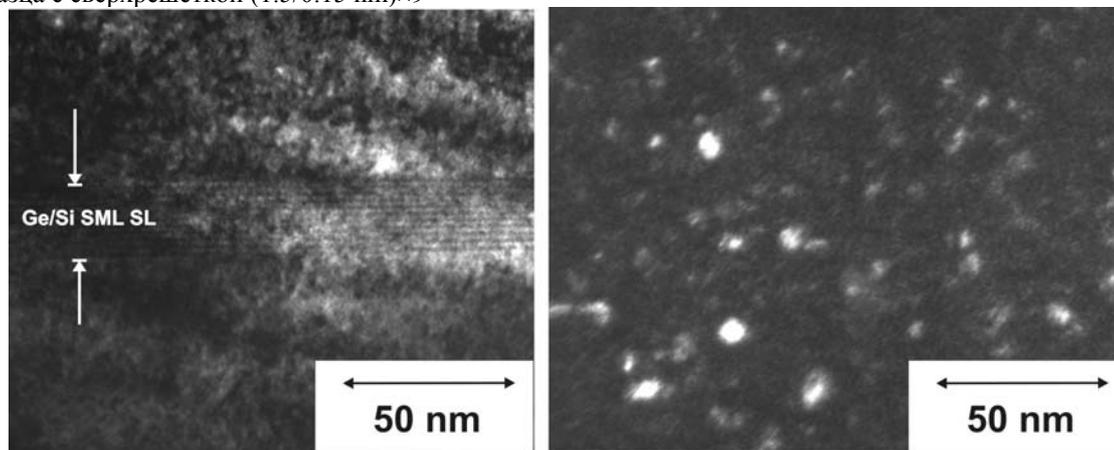
Толщины спейсеров и слоев Ge варьировались в диапазонах от 1,5 до 4 нм и от 0,65 до 1 атомного монослоя, соответственно.

Исследование структуры образцов проводилось методами ПЭМ на электронном микроскопе CM 200FEG. Анализ изображений проводился при помощи специализированной программы DIAnaTEM [5].

Исследование люминесцентных свойств образцов проводились на Фурье-спектрометр BOMEM DA3.36 с охлаждаемым Ge детектором. Оптическая накачка осуществлялась Ag⁺ лазером (линия 514.5 нм).

В результате ТЕМ исследований было обнаружено, что для всех исследованных образцов содержание Ge в слоях имеет латерально неоднородное распределение. В частности, наблюдается образование коррелированных и антикоррелированных нанодоменов. Пример ЭМ изображений структуры в геометрии cross section и plan view приведен на рис.1. Анализ ВРЭМ изображений поперечных сечений (рис.2) показывает, что характерные латеральные размеры Ge в нановключениях изменяются в пределах от 5 до 8 нм при изменении толщин спейсеров от 1,5 до 4 нм.

Рис.1. Темнопольные (200) электронно-микроскопические изображения поперечного сечения и в плане образца с сверхрешеткой (1.5/0.15 nm)×9



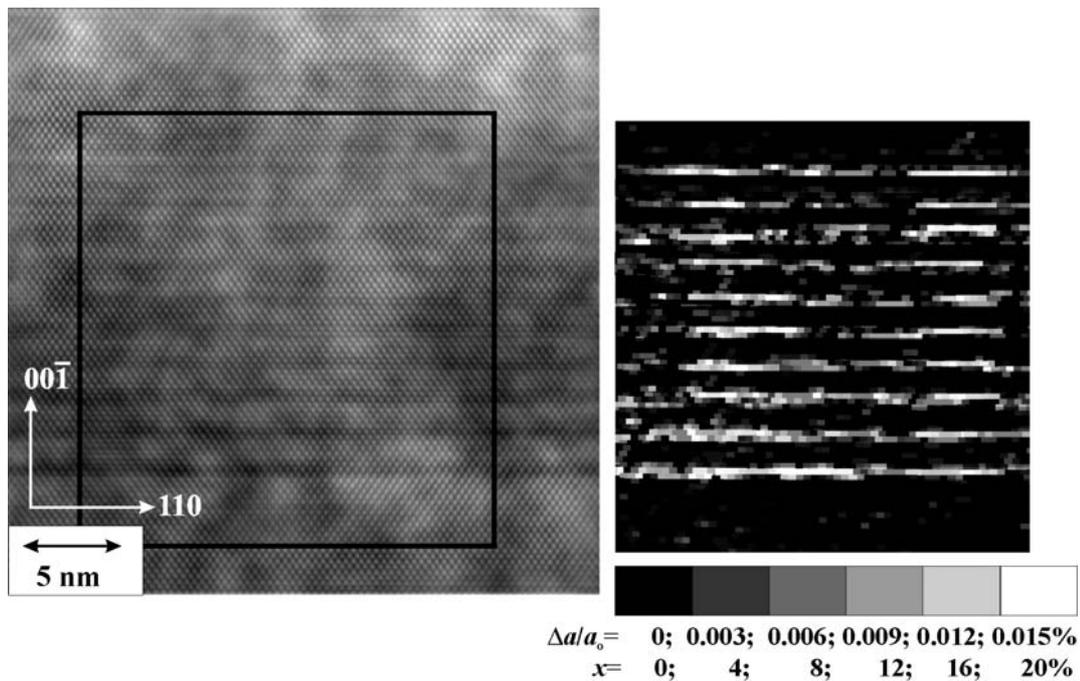


Рис.2. Высокорастворяющее ЭМ изображения поперечного сечения образца с сверхрешеткой (1.5/0.15 nm)×9 и карта распределения состава

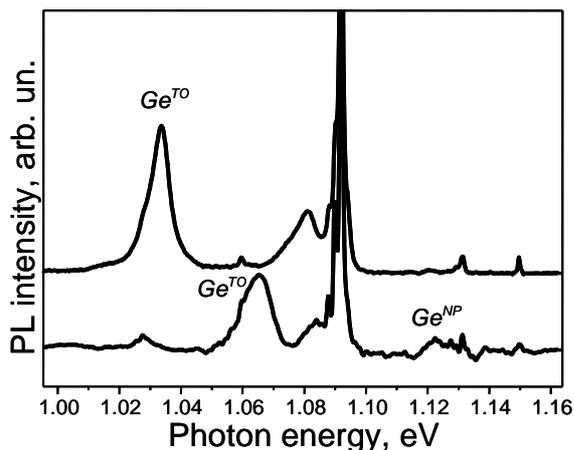


Рис.3. Спектры ФЛ при $T=4^{\circ}\text{K}$ образцов с субмонослойными сверхрешетками Ge/Si. Содержание Ge в нановключениях при этом составляет до $x=0,25$. Анализ распределения Ge островков показывает, что при толщинах спейсеров 1,5 нм может наблюдаться вертикальная корреляция наностроек, а при толщинах спейсеров 4 нм - антикорреляция структуры. Анализ данных о характере корреляции показывает, что они удовлетворительно согласуются с моделью Щукина [6].

В спектрах ФЛ исследуемых структур присутствуют пики, связанные с наличием субмонослойных включений Ge (рис. 3). В спектрах ФЛ наблюдаются пики, связанные как с оптическими переходами без участия фононов (Ge^{NP}), так и с переходами с участием оптических поперечных фононов (Ge^{TO}) (рис. 3). Необходимо отметить, что интенсивность Ge^{TO} пика значительно превосходит интенсивность Ge^{NP}

пика. Обнаружено, что положение пиков ФЛ и их интенсивность зависят от толщины Si спейсера в сверхрешетке и корреляционного характера структуры. Зависимость положения пиков ФЛ от параметров структур (толщины Si спейсера и температуры роста) качественно согласуется с выполненными теоретическими расчетами зонной структуры сверхрешеток с субмонослойными включениями Ge с учетом сегрегации Ge.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ.

- [1]. "Quantum Dot Heterostructures" D. Bimberg M. Grundmann and N. N. Ledentsov Wiley 328 p. (1999)
- [2]. Soshnikov, I.P., Volovik, B.V., Kovsh, A.R., Zhukov, A.E., Ustinov, V.M., Tsatsul'nikov, A.F., Gorbenko, O.M., Ledentsov, N.N., Werner, P., Zakharov, N.D., D.Gerthsen, Bimberg, D. Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. **5023**, (2002) 60 (Proc. 10th Intern. Symp. Nanostructures: Physics and Technology 2002. St.Petersburg 2002, Russia, p.68-72)
- [3]. Litvinov, D., A.Rosenauer, D.Gerthsen, Ledentsov, N.N., Bimberg, D., G.A.Ljubas, Bolotov, V.V., Volodin, V.A., Efremov, M.D., Preobrazhenskii, V.V., Semyagin, B.R., Soshnikov, I.P., Appl. Phys. Lett. **81**(6) (2002) 1080-1082
- [4]. Макаров А.Г., Леденцов Н.Н., Цацульников А.Ф., Цырлин Г.Э., Егоров В.А., Устинов В.М., Захаров Н.Д., Werner P., ФТП, **37**(2), 219, (2003)
- [5]. Сошников И.П., Горбенко О.М., Голубок А.О., Леденцов Н.Н., ФТП, **35**(4), 361, (2001)
- [6]. Shchukin, V.A., Ledentsov, N.N., Hoffmann, A., Bimberg, D., Soshnikov, I.P., Volovik, B.V., Ustinov, V.M., Litvinov, D., Gerthsen D., Physica Status Solidi B- Basic Research, **224** 503, (2001)

Исследование атомной структуры нитевидных нанокристаллов GaAs и Al_{0,3}Ga_{0,7}As, выращенных МПЭ.

И.П.Сошников^{1,2,3}, Г.Е.Цырлин^{1,2,3}, А.А.Тонких^{2,3}, Ю.Б.Самсоненко^{1,2,3},
В.Г.Дубровский^{1,2,3}, В.М.Устинов^{1,2,3}, О.М.Горбенко³, D.Litvinov⁴, D.Gerthsen⁴

¹Научно-образовательный комплекс «Санкт-Петербургский Физико-Технический Научно-образовательный Центр РАН» ул.Хлопина 8, к.3, С.-Петербург, Россия

²Физико-Технический Институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая 26, С.-Петербург, Россия

³Институт Аналитического Приборостроения РАН, Рижский пр-т 28, С.-Петербург, Россия

⁴Technical University of Karlsruhe Karlsruhe, Germany

ipsosh@beam.ioffe.rssi.ru

Уникальные свойства нитевидных нанокристаллов (ННК) (высокая прочность, большое отношение высоты к диаметру, квазиодномерность в оптоэлектронных спектрах и др.) обеспечивают перспективность их применения в таких приборных приложениях как электронные эмиттеры, микрогазоанализаторы и т.д.

Оптоэлектронные и механические свойства нанообъектов зависят от их структуры [1]. Поэтому в работе проводятся исследования структурных свойств нитевидных нанокристаллов GaAs и Al_{0,3}Ga_{0,7}As, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Выращивание массивов ННК GaAs и Al_{0,3}Ga_{0,7}As проводилось по методике изложенной в [2,3]. Отметим, что для активации роста ННК осаждались сверхтонкие слои Au (~1 нм). Контроль состояния поверхности и формирования ННК in situ осуществлялся методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Исследование структуры отдельных ННК проводилось методами просвечивающей электронной микроскопии на микроскопе CM200FEG Philips. Анализ электронно-микроскопических изображений проводился с помощью программы DIAnaTEM [4].

Специальные исследования показали, что структура ННК, выращенных на поверхностях (100) и (111)В, является идентичной. Кроме того, не обнаружено зависимости структуры НК от содержания Al в исследованном диапазоне.

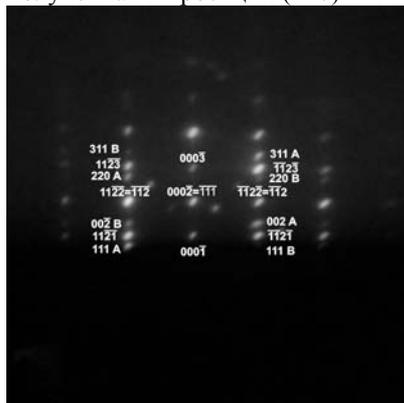
Образование морфологии ансамблей Al_{0,3}Ga_{0,7}As и GaAs НК характеризуется переходом к точечным картинам ДБЭО. Анализ полученных картин ДБЭО показывает, что эти картины являются комбинацией дифракции на объемных кубическом (сфалерит) и гексагональном (вюрцит и/или политип 4Н) кристаллах. Отметим, что картины дифракции показывают наличие двух ориентаций кубической фазы развернутых друг относительно друга на 180° вокруг оси ННК.

Электронно-микроскопические исследования ННК показывают, что наблюдается несколько типов форм образующихся ННК или их комбинации: призмы (а), сужающиеся к вершине в виде «бутылочного горла» (b) и усеченной пирамиды (с). Отметим, что размеры всех трех типов формы или их комбинаций могут варьироваться в перекрывающихся пределах и более подробно изучаются в других работах [5].

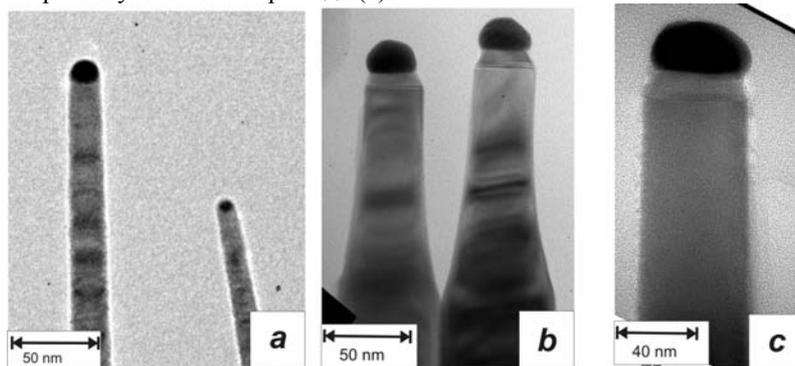
Электронно-микроскопические исследования ННК показывают, что они содержат области с решеткой вюрцитного типа и/или политипа 4Н (рис.2). Характерные размеры областей с гексагональной решеткой составляют до 100 nm и более.

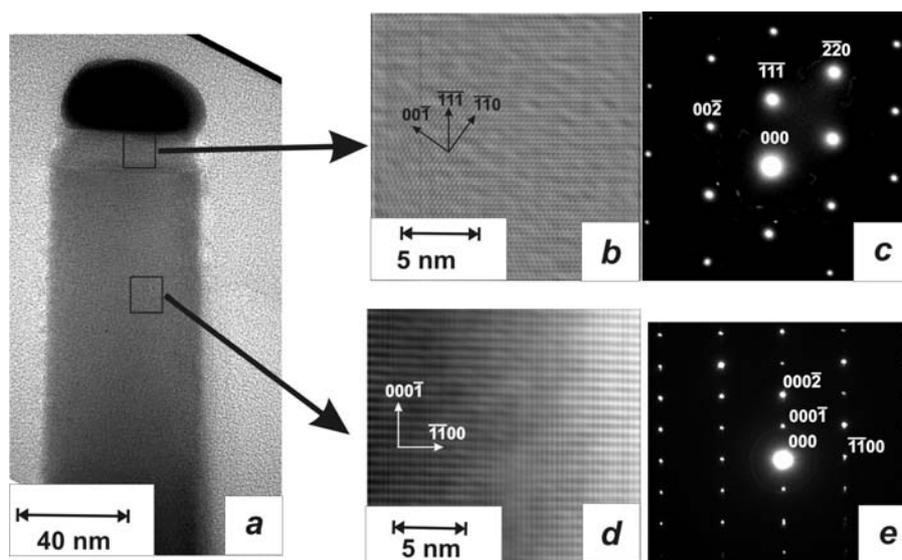
Следует отметить, что несмотря на близость энергий образования [6] (разница составляет менее 0,014 eV/at.) формирование вюрцитной фазы в GaAs и твердых растворах AlGaAs

Картина ДОБЭ от поверхности GaAs (111)В с массивом НК, полученная в проекции (110)



Электронномикроскопические изображения поперечных сечений (110) GaAs НК, выращенных на поверхности GaAs (111)В, с морфологией призма (а), «бутылочное горло»/усеченная пирамида (b) и призма/усеченная пирамида (с).





Высокоразрешающие электронномикроскопические изображения участков ННК и электронные дифрактограммы от выделенных областей с кубической (b,c) и гексагональной (d,e) кристаллической структурой.

является уникальным [7,8]. Образование вюрцитной фазы в GaAs при выращивании на неактивированных поверхностях, насколько нам известно, наблюдалось лишь однажды при использовании весьма специфических условий роста [9].

Сопоставление формы и структуры $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ и GaAs ННК (рис.2) показывает, что при формах ННК «бутылочное горло» и призма может наблюдаться как кубическая, так и гексагональная фаза. В то же время при форме ННК в виде усеченной пирамиды наблюдается образование кубической фазы.

В [7] было показано, что содержание As в капле катализаторе очень невысокое. Величина соотношения Ga/Au по оценкам [7] может варьироваться в диапазоне от 1 до 15%. Оценка параметра решетки сплава по картинам микродифракции электронов дает величину $4,07 \pm 0,02 \text{ \AA}$, что при сопоставлении с зависимостью содержания раствора от параметра решетки дает величину соотношения Ga/Au $\sim 0,1$. В соответствии с фазовой диаграммой [10] в рабочей области температур и состава сплава Au-Ga могут наблюдаться фазы L, α , α' или их комбинация. Отметим, что фаза α (твердый раствор замещения) имеет кубическую симметрию, а перитектическая фаза α' обладает симметрией гексагонального типа $R\bar{6}_3/mnc$. Флуктуации состава сплава и температуры могут приводить к изменению структуры сплава. Рост GaAs с каплей катализатором сплава Au-Ga, по-видимому, должен протекать с наследованием симметрии структуры затравки-катализатора. Последнее предположение хорошо объясняет возникновение структуры политаипа 4Н как результат наследования структуры α' фазы, которая может быть представлена в виде последовательности АВАС... плотноупакованных атомных слоев [10]. Такой механизм преобразования фаз объясняет наблюдаемую связь формы ННК и его структуры:

снижение содержания Ga в капле катализаторе ведет к пропорциональному снижению размеров капли и вероятной трансформации фазы в α (кубическая фаза сплава). Т.к. размер верхней части ННК определяется размерами капли, то снижение размеров капли будет приводить к соответствующему снижению поперечных размеров ННК в процессе роста, а изменение структуры сплава к изменению кристаллографической структуры наращиваемых слоев ННК.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ.

- [1] "Quantum Dot Heterostructures" D. Bimberg M. Grundmann and N. N. Ledentsov Wiley 328 p. (1999)
- [2] Тонких А.А., Цырлин Г.Э., Самсоненко Ю.Б., Сошников И.П., Устинов В.М., ФТП, **38**, 10, 1239, (2004)
- [3] Сошников И.П., Тонких А.А., Цырлин Г.Э., Самсоненко Ю.Б., Устинов В.М., Письма в ЖТФ, **30**, 18, 28, (2004)
- [4] Сошников И.П., Горбенко О.М., Голубок А.О., Леденцов Н.Н., ФТП, **35**, 4, 361, (2001)
- [5] Person, A.I., Larsson, M.W., Stenstroem S., Ohlson, B.J., Samuelson, L., Wallenberg, L.R.. Nature Materials **3**, 10, 677, (2004)
- [6] Froyen, S., Cohen, M. Phys.Rev. **B28**, 6, 3258, (1983)
- [7] Ohlsson, B.J., Bjork, M.T., Magnusson, M.H., Deppert, K., Samuelson, L., Wallenberg, L.R.. Appl. Phys.Lett. **79**, 20, 3335, (2001)
- [8] Hiruma, K., Yazawa, M., Haraguchi, K., Ogawa, K., Katsuyama, T., Koguchi, M., and Kakibayashi, H.. J. Appl. Phys. **74**, 5, 3162, (1993)
- [9] Кютт Р.Н., Улин В.П., Дышеков А.А., Хапачев Ю.П. ЖТФ **41**, 12, 39, (1996)
- [10] Phase Diagrams of Binary Gold Alloys (Monograph series on alloy phase diagrams) Ed. by H. Okamoto, T.B. Massalski, 1987

Влияние дефектообразования и формирования нанокристаллов на оптические и люминесцентные свойства пленок GeO₂ при ионной имплантации и отжиге

Д.И. Тетельбаум, О.Н. Горшков, А.П. Касаткин, В.А. Камин, В.А. Новиков, А.Н. Михайлов, А.И. Белов

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ имени Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина 23/3, Н. Новгород, Россия
e-mail: tetelbaum@phys.unn.ru

Эффективные излучательные свойства нанокристаллов (НК) Si, синтезируемых в широкозонных диэлектриках, открывают перспективу применения кремния в разработке новых оптоэлектронных приборов. Наиболее изучены процессы формирования и свойства НК Si в матрице SiO₂, как наиболее естественном для кремниевой технологии материале. Однако, при всех достоинствах, пленки SiO₂ обладают существенным недостатком, сдерживающим их применение для создания лазерных структур: они обладают слабой чувствительностью показателя преломления к УФ излучению, что делает невозможным запись дифракционных решеток УФ лучом. Введение в SiO₂ сравнительно небольшого количества германия, т.е. формирование сложного оксида SiO₂-GeO₂, позволяет преодолеть этот недостаток [1]. К сожалению, в оксидах SiO₂-GeO₂, по-видимому, затруднено образование НК Si. Так, нами установлено, что в пленках SiO₂-10%GeO₂, полученных методом магнетронного распыления и подвергнутых ионной имплантации Si⁺, после высокотемпературного отжига практически не выражена полоса фотолюминесценции (ФЛ) в красной - ближней ИК области спектра, типичная для НК Si [2]. Предполагалось, что в таких оксидах избыточному кремнию энергетически выгоднее замещать атомы Ge, создающие локальные упругие напряжения и повышающие свободную энергию оксида. Формирование НК Si используется как для получения интенсивной люминесценции при 700-800 нм при комнатной температуре, так и для сенсibilизации излучения примеси Eg на длине волны 1,54 мкм [3].

Указанный фактор, связанный с локальными напряжениями, не имеет места в чистом оксиде GeO₂, тоже обладающем хорошей чувствительностью к УФ излучению. Возможность формирования НК Si не является единственным условием использования пленок в оптоэлектронике: операции, производимые при синтезе НК Si, не должны существенно ухудшать другие полезные свойства, такие как оптическое пропускание в рабочем диапазоне длин волн и фоточувствительность.

В настоящей работе исследованы спектры пропускания и спектры ФЛ в диапазоне 350-900 нм, показатель преломления *n* пленок GeO₂, полученных методом магнетронного реактивного ВЧ распыления порошковых мишеней диоксида германия, и изменение этих свойств в зависимости от режимов ионной имплантации Si и отжига.

Осаждение пленок (с толщиной ~ 300 нм) осуществлялось на подложки плавного кварца. Был отработан оптимальный режим осаждения и последующего отжига, обеспечивающий получение пленок с оптической шириной запрещенной зоны (определенной по кривым Тауца) $E_g = 5.6-5.8$ эВ и $n = 1.59$. Такие значения характерны для объемных оксидов GeO₂ [4], что свидетельствует о хорошем стехиометрическом соотношении Ge и O в пленках.

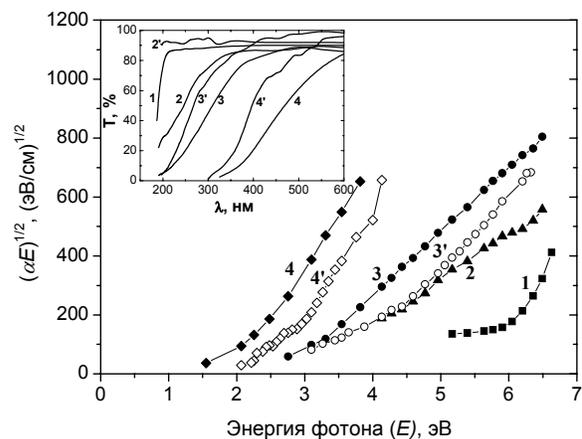


Рис.1. Зависимости Тауца и спектры пропускания (на вставке) пленок GeO₂ после осаждения (1), после облучения Si⁺ с дозами 3·10¹⁶ (2), 1·10¹⁷ (3), 3·10¹⁷ см⁻² (4), а также после отжига при 1000°C пленок, облученных Si⁺ с дозами 3·10¹⁶ (2'), 1·10¹⁷ (3'), 3·10¹⁷ см⁻² (4').

В результате ионной имплантации Si⁺ с энергией 100 кэВ происходило уменьшение E_g , тем сильнее, чем выше доза (рис.1). Величина E_g составляла 4.0, 2.8 и 2.0 эВ для доз $\Phi = 3 \cdot 10^{16}$, $1 \cdot 10^{17}$, $3 \cdot 10^{17}$ см⁻², соответственно. Уменьшение E_g

обусловлено образованием оборванных связей за счет выбивания атомов из узлов. Последующий отжиг при 1000°C (2 часа) в атмосфере азота приводит к восстановлению E_g , степень которого зависит от дозы: для $\Phi = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ восстановление является полным, тогда как для $\Phi = 1 \cdot 10^{17}$ и $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ только частичным. По-видимому, выбитый кислород при малых дозах преимущественно остается в пределах пленки и в процессе отжига восстанавливает стехиометрию, тогда как при больших дозах часть кислорода распыляется. Атомы кремния могут частично занимать кислородные вакансии, образуя цепочки Si-Si-Si, Si-Ge-Si, Si-Ge-Ge и кластеры типа нефазовых включений [5].

Показатель преломления n , измеренный с помощью эллипсометрии на длине волны 632.8 нм, при $\Phi = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ увеличился с 1.59 до 1.60. Увеличение n при ионном облучении характерно и для SiO_2 и связано с внесением радиационных дефектов. После отжига величина n претерпела аномально большое снижение – до 1.49, которое нельзя объяснить наличием остаточных дефектов. Возможно, имеет место изменение плотности материала [6]. Способность GeO_2 к существенному изменению показателя преломления при облучении может оказаться полезным эффектом при формировании планарных оптических волноводов.

Измерения ФЛ при возбуждении N_2 -лазером на длине волны 337 нм показали (рис.2), что имплантация Si^+ приводит к усилению фиолетовой и синей ФЛ (широкая полоса в диапазоне 350-500 нм), обусловленной кислородо-дефицитными центрами типа нейтральных кислородных вакансий и (или) Ge^{2+} -центров [1,4,7]. После отжига эта полоса ослабевает, а в районе 700-800 нм возникает интенсивная полоса ФЛ, свидетельствующая о формировании НК Si [2]. Интенсивность этой полосы максимальна при дозе $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$.

Таким образом, ионная имплантация Si^+ позволяет создавать слои GeO_2 с люминесцирующими НК Si. Хотя при этом имеет место сдвиг края поглощения в области оптимальных с точки зрения ФЛ доз, это не исключает компромисса между достижением удовлетворительных люминесцентных свойств и сохранением величины E_g . Кроме того, для формирования слоев, излучающих в области прозрачности кремнеземных волокон (при легировании редкоземельными элементами) важно сохранение пропускания за краем межзонного поглощения GeO_2 . Данные, представленные на рис.1, показывают в этом отношении обнадеживающие результаты, хотя необходимы дополнительные исследования. Важным результатом является также демонстрация возможности регулировки с помощью ионной

имплантации показателя преломления GeO_2 в широких пределах (как в сторону повышения, так и в сторону понижения).

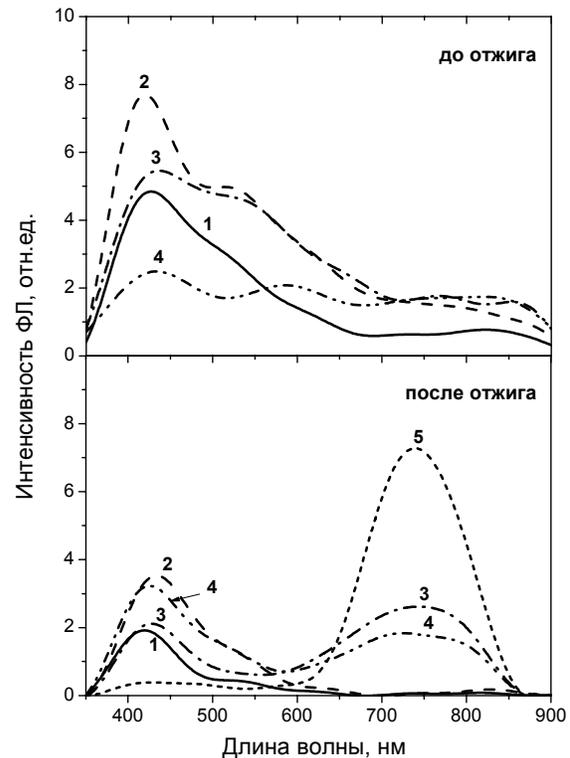


Рис.2. Спектры ФЛ исходной пленки GeO_2 (1), пленок GeO_2 , облученных Si^+ с дозами $3 \cdot 10^{16}$ (2), $1 \cdot 10^{17}$ (3), $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (4), до и после отжига при 1000°C; кривая 5 – спектр ФЛ пленки SiO_2 с НК Si, сформированными путем облучения ионами Si^+ (10^{17} см^{-2}) и последующего отжига при 1000°C в течение 2 часов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-17125), Минобразования РФ (НТП “Научные исследования высшей школы в приоритетных направлениях науки и техники”), совместной программы Минобразования РФ и фонда CRDF (BRHE NN-001-01).

- [1] Nishii, J., Fukumi, K., Yamanaka, H. et al., Phys. Rev. B, **52**, 1661 (1995).
- [2] Горшков, О.Н., Дудин, Ю.А., Камин, В.А. и др., Письма в ЖТФ (2005).
- [3] Kik, P.G., Polman, A., J. Appl. Phys., **88**(4), 1992 (2000).
- [4] Nishii, J., Kitamura, N., Yamanaka, H. et al., Opt. Lett., **20**(10), 1184 (1995).
- [5] Качурин, Г.А., Реболе, Л., Тыщенко, И.Е. и др., ФТП, **34**(1), 23 (2000).
- [6] Fujimaki, M., Ohki, Y., Brener, J.L. et al., Opt. Lett., **25**(2), 88 (2000).
- [7] Gallagher, M., Osterberg, U., Appl. Phys. Lett., **63**(22), 2987 (1993).

Электролюминесценция от многослойных гетероструктур Ge/Si при комнатной температуре

А.А.Тонких^{1,2,3}, Г.Э.Цырлин^{1,2,3}, В.Г.Талалаев³, N.D.Zakharov³, P.Werner³

¹Институт Аналитического приборостроения РАН, Рижский пр. 26, Санкт-Петербург, Россия

²Физико-Технический Институт им.А.Ф.Иоффе РАН, ул.Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия

³Max Planck Institute of Microstructure Physics, Weinberg 2, Halle(Saale), Germany

В настоящее время значительный интерес исследователей направлен на создание эффективных светоизлучающих приборов на основе кремния. Актуальность данного направления физики полупроводников обусловлена перспективами совмещения Si излучателя с интегральной схемой, что, как ожидается, позволит увеличить скорость передачи данных между чипами и понизить энергопотребление прибора в целом. Одним из перспективных направлений развития кремниевой оптоэлектроники является использование гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками (КТ) и квантовыми ямами, получаемыми на подложках кремния эпитаксиальными методами.

В нашей работе проведено экспериментальное исследование методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), фото- и электролюминесценции (ФЛ, ЭЛ), ФЛ с временным разрешением, а также рамановской спектроскопии многослойных Ge/Si гетероструктур, селективно легированных Sb, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на Si(100) подложках. Исследования показали, что при определенных условиях в структуре образцов формируются бездефектные колонки вертикально совмещенных Ge КТ (ВСКТ). На рис.1 представлено ПЭМ изображение поперечного сечения ВСКТ Ge/Si в структуре образца с 20 периодами Ge КТ. При выращивании данной структуры каждый слой кремния в периодической структуре селективно легировался Sb. Исследование методом ПЭМ показывает, что в структуре такого рода образцов не наблюдается образования дислокаций несоответствия и проникающих дислокаций.

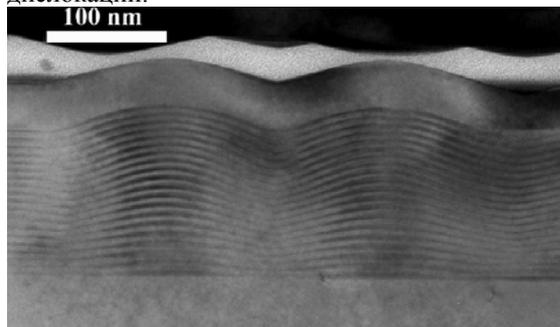


Рис.1 ПЭМ изображение поперечного сечения многослойной гетероструктуры с вертикально совмещенными Ge/Si КТ.

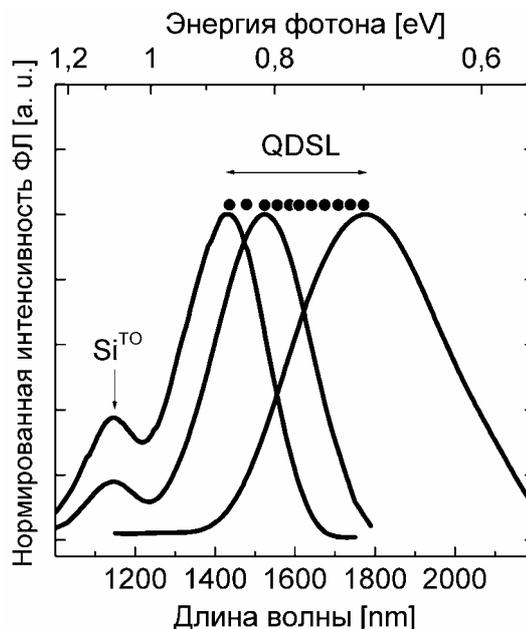


Рис.2 Спектры ФЛ для многослойных гетероструктур Ge/Si, снятые при комнатной температуре. Кружками обозначены положения максимумов ФЛ, наблюдавшиеся для для различных образцов.

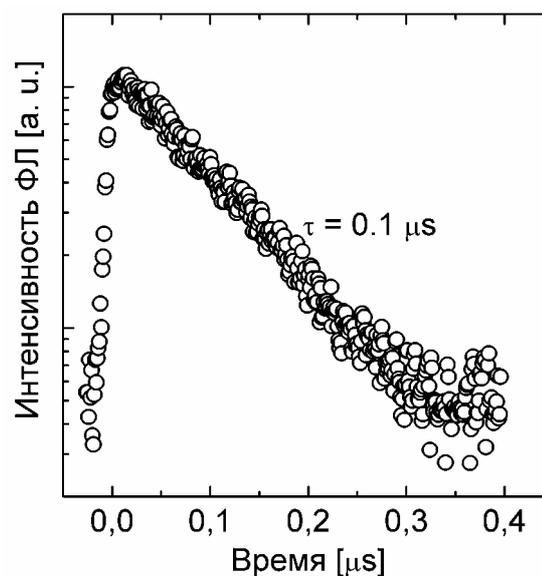


Рис.3. Спектр ФЛ с временным разрешением, снятый при 10K в полосе QDSL при плотности возбуждения $35\text{W}/\text{cm}^2$.

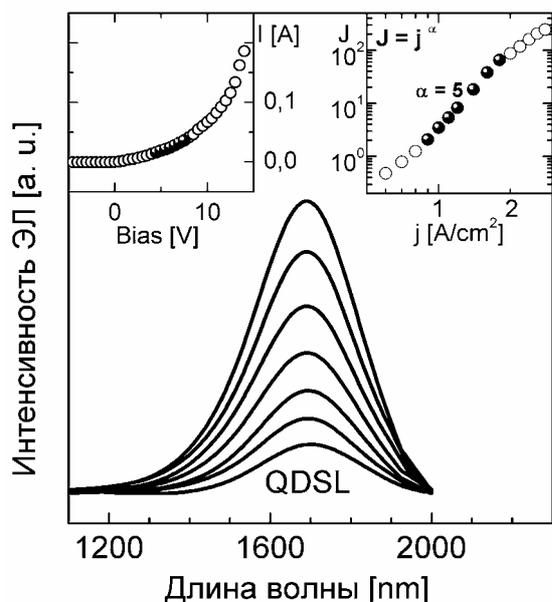


Рис.4 Спектры ЭЛ для многослойной гетероструктуры Ge/Si, помещенной в p-n переход. Измерения проводились при различных мощностях накачки при комнатной температуре. На вставках изображены вольтамперная характеристика и зависимость интегральной интенсивности QDSL полосы от плотности тока через диодную структуру.

Ранее [1] нами было установлено, что вертикально совмещенные Ge/Si КТ являются источниками излучательной рекомбинации. Спектры ФЛ исследуемых структур представлены на рис.2. В спектрах ФЛ исследуемых образцов при комнатной температуре доминирует широкая полоса (QDSL полоса), максимум которой расположен, в зависимости от ростовых параметров, в диапазоне 1.3-1.8 μm . Интегральная интенсивность QDSL полосы при комнатной температуре для различных образцов в 10^1 - 10^3 раз превышает интегральную интенсивность фундаментальной полосы кремния Si_{TO}, и увеличивается $\sim N^2$ при увеличении количества периодов структуры N. На рис.3 изображен график спада ФЛ, измеренный в полосе QDSL на длине волны 1.55 μm . Измерения проводились при 10К с целью снизить вклад безызлучательных процессов для рекомбинации экситонов. График спада ФЛ может быть аппроксимирован одной экспонентой с характерным временем спада $\tau \sim 0.1\mu\text{s}$, что, в отсутствие влияния безызлучательных процессов, соответствует времени излучательной рекомбинации. Заметим, что полученные величины более чем на порядок ниже, чем характерные времена излучательной

рекомбинации в Ge КТ [2]. Мы полагаем, что полученные результаты ФЛ измерений могут быть интерпретированы следующим образом. Область вертикально совмещенных КТ представляет собой сверхрешетку, в которой образуется электронная мини зона. Дырки локализованы в слоях Ge - квантовых ямах для дырок. Следует также отметить, что селективное легирование Sb спэйсера Si приводит к увеличению глубины квантовых ям для электронов, которыми являются прослойки кремния в области вертикально совмещенных КТ Ge. По этой причине энергии активации для электронов из минизоны, образованной в сверхрешетке Ge/Si, превышают энергию связи экситона, образованного на границе Ge/Si квантовых точек, равную 25meV [3]. Для многослойных Ge/Si структур нами наблюдались энергии активации для электронов в диапазоне 40-80meV. Мы полагаем, что благодаря значительному превышению энергией активации величины тепловой энергии $k_B T$ при комнатной температуре, селективно легированные гетероструктуры демонстрируют интенсивную ФЛ при 300К. Проведенные эксперименты позволили оптимизировать конструкцию селективно легированных Ge/Si многослойных гетероструктур. Оптимизированные структуры помещались в область p-n перехода Si диода. В результате нами получена серия приборно-ориентированных диодных структур, которые демонстрируют интенсивную ЭЛ при комнатной температуре в диапазоне длин волн 1.4-1.7 μm . Для большинства диодных структур ЭЛ наблюдалась при напряжениях 0.7-3.0V. На рис.4 представлены спектры ЭЛ для одной из диодных структур, снятые при различных плотностях тока. Величина эффективности электролюминесценции, измеренная по методу сферы Ульбрихта при комнатной температуре, составляет величину 0.04%.

Данная работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 05-0217780 и SANDiE; Г.Э.Ц. благодарит Alexander fon Humboldt Foundation, А.А.Т. благодарит Deutsche Forschungsgemeinschaft.

Литература.

1. N.D.Zakharov, V.G.Talalaev, P.Werner, A.A.Tonkikh, G.E.Cirlin, Appl.Phys.Lett., v.83, N15, p. 3084-3086 (2003).
2. S.Fukatsu, H.Sunamura, Y.Shiraki, S.Komiyama Appl.Phys.Lett. 71(2), 258-260 (1997).
3. А.В.Двуреченский, А.И.Якимов. ФТП, 35(9), 1143-1153 (2001).

Люминесцентные свойства ансамблей кремниевых нанокристаллов при высоких уровнях оптического возбуждения

О.А. Шалыгина¹, Д.А. Сапун¹, Д.М. Жигунов¹, С.А. Тетеруков¹,
В.Ю. Тимошенко¹, П.К. Кашкаров¹, М. Zacharias²

¹ Московский Государственный Университет им.М.В. Ломоносова, 119992, Москва

² Max-Planck-Institute of Microstructure Physics, Weinberg 2, 06120 Halle, Germany

Обнаруженная в работе [1] возможность оптического усиления в структурах квазиупорядоченных кремниевых нанокристаллов в матрице диоксида кремния (nc-Si/SiO₂) свидетельствует о перспективности данных структур для создания кремниевых светоизлучающих устройств, совместимых с планарной технологией. В нашей работе исследованы фотолюминесцентные (ФЛ) свойства структур nc-Si/SiO₂ при высоких уровнях оптического возбуждения, которые существенны при использовании данных структур в качестве оптических усилителей и лазерных сред.

Образцы структур nc-Si/SiO₂ были приготовлены реактивным распылением мишени SiO в вакууме или при определенном давлении O₂, при этом на подложку c-Si последовательно наносились слои SiO и SiO₂. Формирование кремниевых нанокристаллов (nc-Si) достигалось высокотемпературным отжигом [2].

Полученные структуры nc-Si/SiO₂ характеризовались интенсивной (квантовый выход до 1%) и стабильной ФЛ при T=300 K [3], причем с уменьшением среднего размера нанокристаллов *d* наблюдался сдвиг максимума полосы ФЛ в сторону больших энергий квантов (рис.1). Значительная полуширина линии ФЛ (0.23 и 0.34 эВ для *d*=4.5 и 1.5 нм соответственно) связана с дисперсией нанокристаллов по размерам [3]. На вставке рис.1 представлены кинетики ФЛ указанных образцов в области ФЛ $h\nu_{PL} = 1.53$ эВ при возбуждении

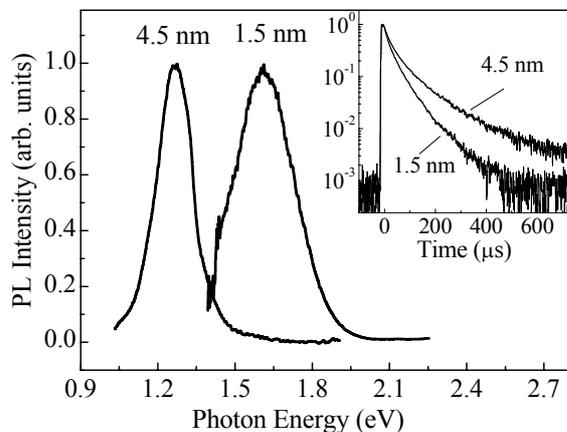


Рис.1. Спектры ФЛ образцов nc-Si/SiO₂ с различным средним размером nc-Si. На вставке: кинетики ФЛ образцов nc-Si/SiO₂ с *d*=1.5 и 4.5 нм, измеренные при $h\nu_{PL} = 1.53$ эВ. T = 300 K.

импульсами N₂-лазера (энергия квантов $E_p = 3.7$ эВ, длительность импульсов $\tau_p = 10$ нс). Видно, что спад интенсивности ФЛ для образца с *d* = 4.5 нм более медленный, чем для образца с *d* = 1.5 нм, что связано с большей вероятностью безызлучательных процессов в образцах с меньшим средним размером nc-Si. Кроме того, кинетики не являются моноэкспоненциальными, и могут быть хорошо аппроксимированы “растянутой экспонентой” $I = I_0 \exp\{-t/(\tau)^\beta\}$, где τ - среднее время жизни, β - параметр неэкспоненциальности. Следует отметить, что интенсивность ФЛ образцов при изменении температуры от 300 до 10 K изменялась в пределах 30 %, тогда как время жизни менялось более чем на порядок. Действительно, из представленной на рис.2 зависимости времени жизни ФЛ образца nc-Si/SiO₂ с *d* = 1.5 нм от обратной температуры видно, что с понижением температуры время жизни возрастает, что свидетельствует о переходе экситонов в долгоживущее триплетное состояние [4]. Пунктиром на рис.2 показана аппроксимация экспериментальных данных зависимостью

$$\frac{1}{\tau} = \frac{3}{\tau_t} + \frac{1}{\tau_s} \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right), \quad (1)$$

$$\tau = \frac{3 + \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right)}{3 + \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right)},$$

где k_B и T постоянная Больцмана и температура соответственно, τ_t и τ_s – время жизни экситона в триплетном и синглетном состояниях, ΔE –

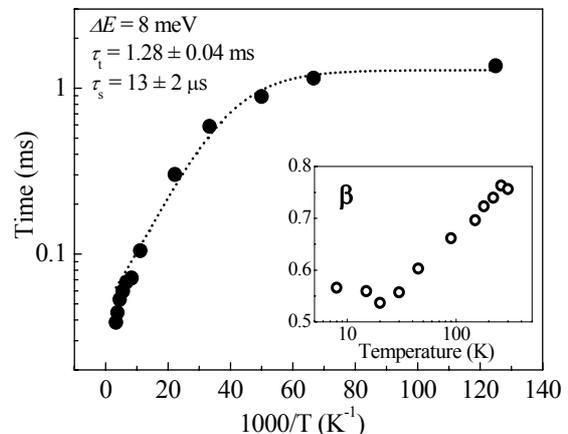


Рис.2. Зависимость времени жизни ФЛ образца nc-Si/SiO₂ (*d* = 1.5 нм) от обратной температуры (точки). Пунктиром показана аппроксимация по формуле (1). $h\nu_{PL} = 1.53$ эВ.

расщепление энергии синглет-триплетных состояний [5]. Полученные из аппроксимации оценки для τ_i и τ_s , а также для ΔE согласуются по порядку величины с соответствующими параметрами для *изолированных* nc-Si [5], но имеют меньшее значение, что свидетельствует об особенностях поведения экситонов в исследуемых ансамблях *взаимодействующих* кремниевых нанокристаллов.

На рис.3 показаны зависимости интенсивности ФЛ образцов с $d = 1.5$ и 4.5 нм от уровня возбуждения при различных температурах. Видно, что с ростом накачки зависимости проявляют тенденцию к насыщению, что связано с возрастанием вероятности безызлучательного оже-процесса [6]. Причем зависимость для образца с $d = 4.5$ нм отклоняется от линейной при меньших значениях накачки, чем для образца с $d = 1.5$ нм ($T = 300$ К). Данный факт может быть объяснен большим значением сечения поглощения для образцов с нанокристаллами большего среднего размера. Кроме того, насыщение интенсивности ФЛ образца с $d = 1.5$ нм при $T = 10$ К начинается при меньших накачках, чем при $T = 300$ К, что, по-видимому, связано с большим значением времени жизни экситонов при низких температурах (см. рис.2).

На рис.4 представлены зависимости среднего времени жизни в исследуемых образцах с $d = 1.5$ и 4.5 нм от уровня накачки при $T = 10$ К ($h\nu_{PL} = 1.53$ эВ). Видно, что время жизни в образце с $d = 1.5$ нм превышает соответствующую величину для образца с $d = 4.5$ нм. Для объяснения полученных данных наряду с излучательными и безызлучательными процессами необходимо предположить наличие дополнительных каналов релаксации фотовозбужденных носителей зарядов в ансамблях кремниевых нанокристаллов, учитывая также возможность процесса миграции энергии в таких структурах, например, по диполь-дипольному механизму (механизм Фёрстера). Очевидно, невозможен рост энергии мигрирующего экситона. Поэтому в образце с $d = 1.5$ нм кремниевые нанокристаллы,

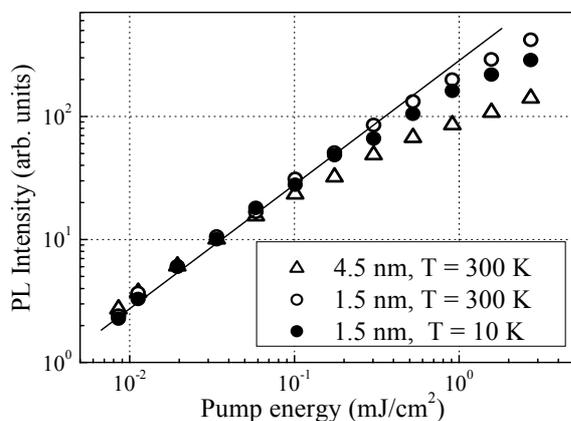


Рис.3. Зависимость интенсивности ФЛ образцов nc-Si/SiO₂ с $d = 1.5$ и 4.5 нм от уровня возбуждения при различных температурах.

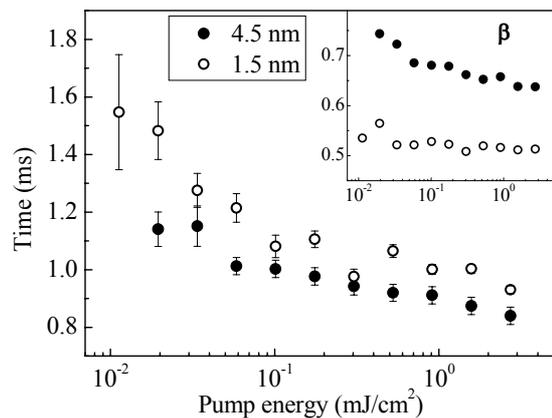


Рис.4. Зависимость времени жизни в образцах nc-Si/SiO₂ с $d = 1.5$ и 4.5 нм. На вставке: зависимость параметра неэкспоненциальности от уровня возбуждения. $h\nu_{PL} = 1.53$ эВ. $T = 10$ К.

люминесценция которых исследовалась ($h\nu_{PL} = 1.53$ эВ), являются акцепторами энергии, а в образце с $d = 4.5$ нм того же размера nc-Si – донорами. Именно процесс переноса энергии в системе взаимодействующих нанокристаллов и привел к росту времени жизни в образце с $d = 1.5$ нм по сравнению с образцом с $d = 4.5$ нм, а также к показанному выше уменьшению значений τ_i , τ_s и ΔE . Очевидно, что этот процесс должен приводить к зависимости вероятности излучательной рекомбинации экситонов от времени, а следовательно, к сильно неэкспоненциальной кинетике релаксации интенсивности ФЛ ($\beta < 1$).

Таким образом, проведенные в работе исследования показывают, что процессы оже-рекомбинации и переноса энергии по ансамблю кремниевых нанокристаллов существенно ограничивают интенсивность ФЛ при низких температурах и высоких уровнях оптического возбуждения. Полученные результаты могут являться факторами, влияющими на достижение высоких значений оптического усиления в nc-Si/SiO₂ структурах.

- [1] M. Cazzanelli, D. Navarro-Urrios, F. Riboli, N. Dalosso, L. Pavesi, J. Heitmann, L. X. Yi, R. Scholz, M. Zacharias, U. Gösele, J. Appl. Phys., **96**, 3164 (2004).
- [2] M. Zacharias, J. Heitmann, R. Scholz, U. Kahler, M. Schmidt, J. Blasing, Appl. Phys. Lett., **80**, 661 (2002).
- [3] П.К. Кашкаров, М.Г. Лисаченко, О.А. Шальгина, В.Ю. Тимошенко, Б.В. Каменев, M. Schmidt, J. Heitmann, M. Zacharias, ЖЭТФ, **124**, 1255 (2003).
- [4] A. G. Cullis, L. T. Canham, P. D. J. Calcott, J. Appl. Phys., **82**, 909 (1997).
- [5] M. Fujii, Sh. Takeoka, Sh. Hayashi, Phys. Rev. B, **62**, 16820 (2000).
- [6] K. D. Kovalev, H. Heckler, G. Polisski, and F. Koch, Phys. stat. sol. (b), **215**, 871 (1999).

Фотолюминесценция возбуждения нанокристаллов кремния в матрице SiO₂.

Т.С.Шамирзаев¹, Е.Н.Вандышев¹, К.С. Журавлев¹, Е.А.Раджабов²

¹Институт Физики Полупроводников, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090 Россия

²Институт Геохимии СО РАН, ул. Фаворского 1а, Иркутск, 650033 Россия

e-mail: timur@thermo.isp.nsc.ru

Обнаружение эффективной фотолюминесценции (ФЛ) пористого кремния в видимой области спектра при комнатной температуре [1] стимулировало широкие исследования наноструктур кремния, полученных разными методами, что обусловлено возможностью их применения в светоизлучающей оптоэлектронике. Одним из наиболее важных, для создания электролюминесцентных приборов, параметров структур с нанокристаллами является эффективность захвата носителей заряда из матрицы в нанокристалл.

В данной работе с целью выяснения механизма захвата носителей заряда в нанокристаллы кремния измерялась фото-, рентгено- и катодолюминесценция, а также фотолюминесценция возбуждения (ФЛВ) нанокристаллов кремния, сформированных в матрице SiO₂. Все измерения проводились при комнатной температуре. Нанокристаллы кремния были получены путем имплантации ионов кремния в матрицу оксида кремния и последующим термическим отжигом. Ионы кремния с энергиями 170 кэВ имплантировались в оксид кремния толщиной 500 нм, выращенный на подложке кристаллического кремния. Доза имплантации составила $1 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Для возбуждения стационарной ФЛ использовались Ar⁺-и N₂ лазера (длина волны 488 нм и 337 нм соответственно). Спектр фотолюминесценции анализировался спектрометром на основе двойного дифракционного монохроматора, оснащенного фотоумножителем, работающим в режиме счета одиночных фотонов. Для измерения спектров ФЛВ в качестве источника возбуждения использовался плазмотрон, излучение которого пропускать через монохроматор, а ФЛ анализировалась одиночным решеточным монохроматором. Для

оценки эффективности излучения нанокристаллов, в тех же условиях проводились

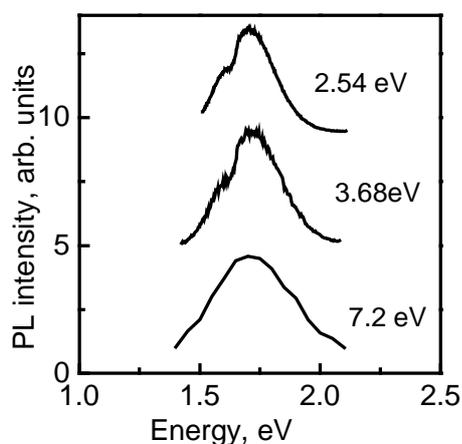


Рис. 1. Спектры ФЛ нанокристаллов Si/SiO₂ при различных энергиях возбуждения.

измерение люминесценции люминофора с квантовым выходом близким к единице. Величина квантового выхода люминесценции структуры с нанокристаллами при возбуждении излучением с энергией фотонов 9 эВ составила 5×10^{-3} .

Спектры фотолюминесценции исследуемой наноструктуры, при различных энергиях возбуждения приведены на рис. 1. Из рисунка видно, спектр представляет собой широкую линию с максимумом 1.7 эВ. При возбуждении ФЛ излучением с энергией фотонов больше 2,5 эВ форма спектра ФЛ практически не изменяется. Спектр ФЛВ измеренный в максимуме линии ФЛ приведен на рис.2. Из рисунка видно, что интенсивность ФЛ слабо меняется при изменении энергии возбуждения вплоть до 8 эВ. При повышении энергии возбуждения в спектре ФЛВ наблюдается две линии с энергиями 8.3 и 9 эВ, которые можно связать с образованием экситонов в матрице SiO₂

Авторы благодарны В.И.Корепанову, В.И.Олешко и Е.Ф.Полисадовой за помощь при проведении измерений катодоллюминесценции.

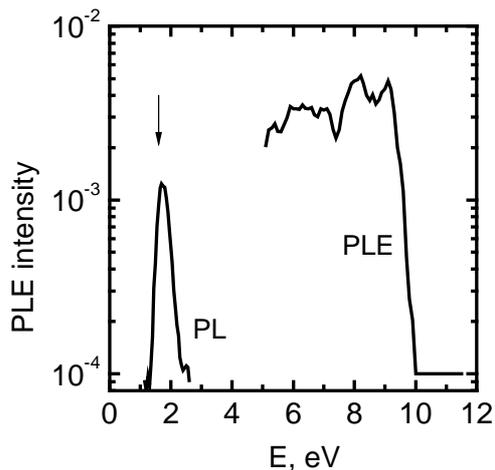


Рис. 2. Спектр фотоллюминесценции возбуждения нанокристаллов Si/SiO₂ в максимуме линии ФЛ.

[2]. Дальнейшее повышение энергии возбуждения, до значений, соответствующих энергиям больше чем ширина запрещенной зоны SiO₂, неожиданно приводит к резкому падению интенсивности ФЛ. При энергиях возбуждения превышающих 10 эВ ФЛ не регистрируется. Полученные результаты свидетельствуют о том, что носители заряда, образовавшиеся в матрице SiO₂ при межзонном возбуждении, не захватываются нанокристаллами. Для проверки этого предположения мы дополнительно провели измерения рентгено и катодоллюминесценции наноструктур. При межзонном возбуждении носителей заряда в структуре рентгеновским излучением с энергиями квантов 30 кэВ и электронным пучком с энергией электронов 300 кэВ люминесценция также не наблюдается.

Таким образом, в работе показано, что эффективная люминесценция нанокристаллов Si/SiO₂ имеет место либо при возбуждении носителей заряда внутри нанокристалла, либо их захвате с уровней, расположенных в запрещенной зоне матрицы, в тоже время захват носителей заряда, образовавшихся при межзонном возбуждении, подавлен. Следовательно, для создания электролюминесцентных приборов на основе нанокристаллов Si/SiO₂ необходимо предпринимать дополнительные меры для обеспечения захвата нанокристаллами носителей заряда, инжектированных в зону матрицы.

- [1] L.T. Canham, Appl.Phys.Lett. **57**, 1046 (1990).
- [2] L. Skuja J.Non-Crystalline Solids **239**, 16 (1998).

Резонансная межзонная фотопроводимость в Si/Ge структурах с Ge квантовыми точками

О.А. Шегай¹, З.Ф.Красильник², Д.Н.Лобанов², А.И.Никифоров¹,
А.В.Новиков², В.В.Ульянов¹, Т.С.Шамирзаев¹

¹Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Академика Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия

²Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия
e-mail: shegai@thermo.isp.nsc.ru

Ранее, сообщалось об обнаружении ступенчатого роста фотопроводимости (ФП) в зависимости от интенсивности межзонного света (I) в Si/Ge структурах с самоорганизующимися квантовыми точками (КТ) Ge [1]. В настоящей работе приводятся результаты обнаружения резонансных особенностей в таких структурах, полученных в различных ростовых условиях. Изучено влияние тянущего поля (U) и температуры измерений на положение и форму резонансных пиков в ФП структур, выращенных при различных температурах и с различной толщиной осажденного слоя Ge.

Изучаемые в работе структуры с КТ были выращены с использованием метода МЛЭ при температуре роста слоя Ge $t_g = 700$ С и 300 С и толщиной осаждения Ge $N_{Ge} = 4 - 13$ монослоев (МС). В ряде структур с КТ перед осаждением Ge выращивался напряженный $Si_{0.9}Ge_{0.1}$ слой.

Латеральная ФП Si/Ge структур с КТ измерялась на образцах размером $\sim 2 \times 4$ мм². Индиевые контакты наносились на поверхность вдоль короткой стороны структуры таким образом, что расстояние между ними составляло около 2 мм. Методика измерения межзонной ФП более подробно представлена в [2].

На рис.1 представлены кривые зависимости ФП от интенсивности засветки для структуры № 2140 с Ge КТ ($N_{Ge} = 13$ МС), выращенными при $t_g = 700$ С на напряженном слое $Si_{0.9}Ge_{0.1}$ толщиной 10 нм. Измерения выполнены при $T = 10.7-11.7$ К. Тянущее напряжение U изменялось в пределах 75 – 90 В. Из рисунка видно, что кривые ФП имеют ступенчатый вид, причем с ростом I происходит увеличение амплитуды ступенек. На краю ступеньки максимальной амплитуды наблюдается резонансный рост ФП. С ростом U происходит смещение ступенек и резонанса в область меньших I .

На рис.2 показаны кривые ФП для структуры № 1977 с Ge КТ ($N_{Ge} = 6.5$ МС, $t_g = 700$ С) при достаточно больших значениях U при $T = 10.7$ К. Из рисунка видно, что довольно узкий резонанс ФП появляется, начиная с $U = 85$ В, дальнейший рост U приводит к значительному уширению резонанса, при этом происходит существенное изменение его формы – она становится асимметричной. Для данной

структуры также наблюдался ступенчатый характер ФП при малых значениях U .

На рис.3 представлены кривые ФП для структуры с Ge КТ № 113_3, для которой $N_{Ge} = 10$ МС ($t_g = 300$ С). Видно, что, как и для структуры № 2140, резонансная особенность в ФП возникает на краю ступенчатого роста ФП, но в отличие от структуры № 1977 по мере роста U происходит сужение резонанса и при $U = 38$ В он исчезает. Вместе с ним исчезает и ступенька в

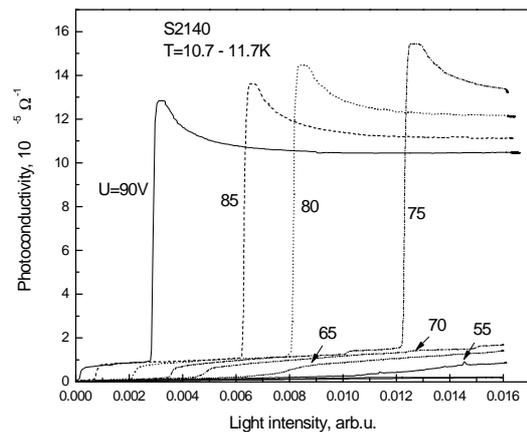


Рис.1. Зависимость ФП от интенсивности межзонного света для структуры с КТ Ge ($N_{Ge} = 13$ МС), выращенной при $t_g = 700$ С на смачивающем слое $Si_{0.9}Ge_{0.1}$ толщиной 10 нм. $T = 10.7-11.7$ К, диапазон тянущих полей 55 – 90 В.

ФП. Отметим, что проявление резонанса для структур, выращенных при меньшей температуре, происходит при меньших значениях U .

Анализ наблюдаемых резонансных кривых ФП (как и ранее наблюдаемого ступенчатого роста ФП) основывается на теории протекания [3]. Известно, что Ge/Si структуры относятся к структурам 2 типа, когда области локализации для электронов и дырок пространственно разнесены: дырки локализуются на состояниях в Ge КТ, а электроны находятся в Si матрице. Латеральная релаксация механического напряжения вокруг КТ приводит к образованию барьеров седлового вида, ограничивающих движение электронов между КТ. Его величина существенно меньше разрыва зон гетерограницы Ge/Si. При увеличении интенсивности света

генерированные межзонным светом электроны заполняют локализованные состояния, достигают уровня протекания и наблюдается ступенчатый рост ФП. Проявление нескольких ступенек (рис.1) мы связываем с вкладом в ФП возбужденных 2-мерных уровней электронов, возникающих из-за вертикального разделения носителей заряда различного знака вблизи

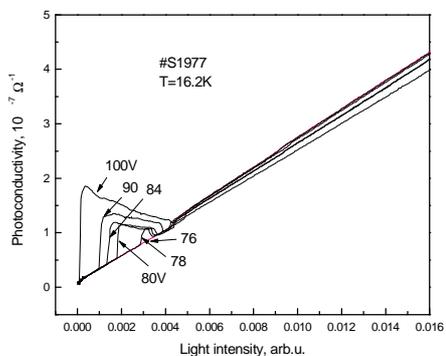


Рис.2. Зависимость ФП от интенсивности межзонного света для структуры с КТ Ge ($N_{Ge} = 6.5$ МС), выращенной при $t_g = 700$ С. $T = 16.2$ К, диапазон тянущих полей 76 – 100 V.

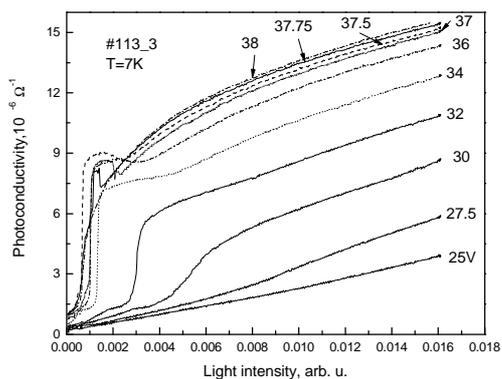


Рис.3. Зависимость ФП от интенсивности межзонного света с КТ Ge ($N_{Ge} = 10$ МС), выращенной при $t_g = 300$ С. $T = 7$ К, диапазон тянущих полей 25 – 38 V.

смачивающего слоя. Такое поведение замечено для структур с достаточно большими размерами КТ (N_{Ge}), что обусловлено малой плотностью состояний электронов из-за вытеснения их КТ, т.е. по мере роста N_{Ge} происходит сужение пространства, занимаемого электронами. Амплитуда последующих ступенек возрастает из-за того, что толщина седлового барьера для вышележащих состояний электронов понижается.

Возникновение резонансов, мы полагаем, связано с особенностями транспорта через седловой потенциал. Рост тянущего поля приводит к понижению седлового барьера (а значит и уровня протекания), что проявляется в

смещении резонанса и ступенек в область малых I , как это видно из рис.1 и рис.3. С другой стороны, с учетом того, что рост U приводит к смещению уровней соседних локализованных состояний, находящихся по разную сторону барьера, седловая точка - максимум седлового барьера, смещается в сторону верхнего состояния. При $U = 0$ седловая точка находится посередине седлового барьера и характеризуется наиболее узким «каналом» для электронов. При достаточно больших U эта точка может оказаться ниже уровня протекания и возникает эффект «узкого горла», приводящий к подавлению транспорта носителей заряда.

В реальных структурах из-за флуктуации размеров и положения КТ часть седловых барьеров, может оказаться ниже уровня протекания однако, они выключаются из игры за счет эффекта «узкого горла». В области больших U в этом процессе задействовано большинство седловых барьеров и эффект «узкого горла» проявляется в полной мере. Именно с этим эффектом мы связываем резонансное проявление ФП, представленное на рис.1 – рис.3.

Таким образом, в работе приводятся первые результаты обнаружения резонансного поведения межзонной фотопроводимости Si/Ge структур с самоорганизующимися квантовыми точками, выращенными при различных ростовых условиях. Объяснение наблюдаемых резонансов основывается на особенностях протекания через седловой барьер в сильном электрическом поле.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 03-02-16466 и 03-02-16468).

[1] Shegai O.A., Markov V.A. et al PLDS 1/2 261 (2002).

[2] Шегай О.А., Журавлев К.С. и др. Изв. АН. Сер. Физическая 67 192 (2003).

[3] Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. в кн. Электронные свойства легированных полупроводников («Наука», Москва, 1979).

Межзонная фотопроводимость Si/Ge структур с Ge квантовыми точками в магнитном поле

О.А. Шегай, А.Ю.Березовский, А.И.Никифоров

Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Академика Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия

e-mail: shegai@thermo.isp.nsc.ru

В работе изучалось влияние слабых (до 1 кГс) магнитных полей на ступенчатую межзонную фотопроводимость (ФП) Si/Ge структур с квантовыми точками (КТ) Ge. Структуры Si/Ge с КТ германия были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии [1]. На подложке Si (001) выращивался буферный слой Si толщиной приблизительно 100 нм. Затем для каждой из структур выращивался слой Ge с различной номинальной толщиной N_{Ge} , который затем закрывался слоем кремния толщиной около 40 нм.

На Рис. 1 показаны кривые зависимости ФП от интенсивности межзонного света I при различных значениях магнитного поля B , направленного по нормали образца № 80_7 с $N_{Ge} = 11$ монослоев (МС) при $T = 4.2$ К и при фиксированном значении тянущего поля

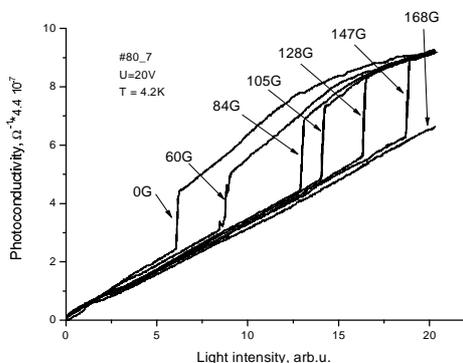


Рис. 1. Зависимость ФП от интенсивности межзонного света для структуры № 80_7 ($N_{Ge} = 11$ МС) при различных значениях магнитного поля. $T = 4.2$ К, $U = 20$ В.

$U = 20$ В. Из рисунка видно, что увеличение B до ≈ 0.2 кГс приводит к смещению ступеньки в область максимальных значений I . На Рис.2. для данной структуры показаны зависимости положения ступеньки от магнитного поля для двух ориентаций поля: вдоль и поперек нормали образца. Зависимости имеют квадратичный вид, результаты подгонки показаны линиями. Больше смещение ступеньки с ростом наблюдается, когда B направлено по нормали образца.

На Рис. 3 показаны аналогичные зависимости для образца № 113_4 ($N_{Ge} = 20$ МС). Здесь картина обратная: более значительный сдвиг ступеньки происходит когда B направлено вдоль структуры. На Рис. 4 показана ориентационная зависимость для данной структуры при изменении угла между плоскостью образца и B . При увеличении угла происходит расщепление ступеньки на две приблизительно равной амплитуды. Первая ступенька медленнее сдвигается в область больших I по сравнению со второй и ее амплитуды быстро уменьшается.

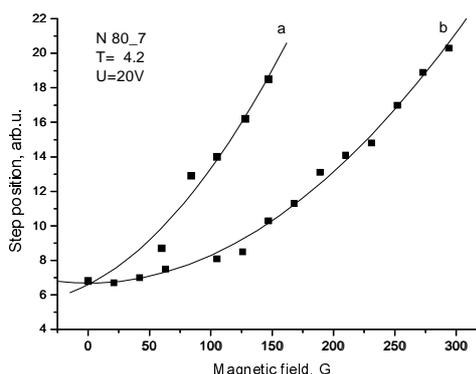


Рис.2. Зависимость положения ступеньки ФП от магнитного поля, направленного по нормали (a) образца № 80_7 и вдоль (b) образца. $T = 4.2$ К, $U = 20$ В.

Анализ полученных данных проводился в рамках теории протекания [2] по локализованным состояниям, образующимся между Ge КТ с учетом пространственной релаксации механического напряжения вокруг [3]. Ступенчатый рост ФП объясняется достижением уровня протекания неравновесными электронами, заполняющими эти состояния. Поскольку область локализации носителей заряда порядка размеров КТ, то вызывает удивление сам факт значительного влияния слабого магнитного поля на положение ступеньки (Рис. 1), также как и влияние на положение ступеньки продольного магнитного поля (Рис. 2 и Рис. 3).

Наблюдаемое на Рис.1 – Рис. 3 поведение ФП в магнитном поле, по-видимому, связано с особенностями протекания через седловой барьер, разделяющий соседние локализованные

состояния [3]. Как известно, в области прыжковой проводимости наблюдается сильная (экспоненциальная) зависимость от магнитного поля [2].

Наличие напряженных КТ в Si/Ge структурах приводит к модуляции энергетических зон, так что генерируемые межзонным светом электроны локализируются между КТ. При приложении тянущего поля его большая часть приходится на барьерные области седлового вида. По одну сторону барьера происходит сдвиг электронов к барьеру, а по другую – наоборот, удаление. Кроме того, рост U вызывает сдвиг энергетических уровней электронов разделенных барьером. При достижении уровня протекания неравновесными электронами они туннелируют

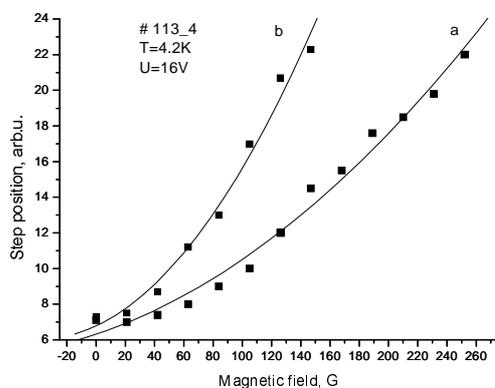


Рис.3. Зависимость положения ступеньки ФП от магнитного поля, направленного по нормали (а) образца № 113_4 и вдоль (b) образца. $N_{Ge} = 20$ МС, $T = 4.2$ К, $U = 16$ В.

через седловой барьер вблизи седловой точки, т.е. в наиболее узкой его части. По другую сторону барьера носители заряда движутся в узком канале до соседнего локализованного состояния. Тогда картину протекания можно качественно представить как некие «озера» (локализованные состояния электронов), сдвинутые по энергии относительно друг друга, соединенных узкими «каналами». Поскольку величина потока через поперечное сечение структуры постоянна при некотором фиксированном тянущем поле и некоторой интенсивности света, то это значит, что в «каналах» дрейфовая скорость электронов во столько раз больше чем в «озерах», во сколько сечение последнего больше сечения первого. Тогда в магнитном поле сила Лоренца гораздо больше для электронов, движущихся в «каналах», которая приводит к некоторому смещению потока электронов. В результате происходит увеличение туннельного тока электронов через седловой барьер, приводящий к уменьшению заселенности локализованного состояния, и для достижения уровня протекания необходима большая интенсивность света. Эти качественные рассуждения дают объяснение

наблюдаемому смещению ступеньки в область больших I с ростом V (Рис.1). Таким же образом объясняется и смещение ступеньки в случае, когда магнитное поле направлено вдоль структуры.

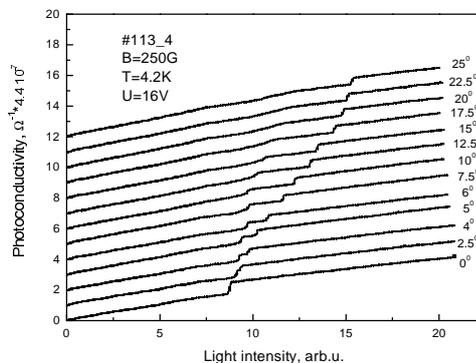


Рис.4. Зависимость ФП от интенсивности межзонного света для структуры № 113_4 ($N_{Ge} = 20$ МС) при увеличении угла между плоскостью образца и В. $T = 4.2$ К, $U = 16$ В, $B = 250$ Гс. Кривые сдвинуты друг относительно друга на одно деление.

Различное смещение ступеньки для структур с различным N_{Ge} ($N_{Ge} = 11$ и 20 МС) в магнитном поле различной ориентации (Рис. 2 и Рис.3) объясняется меньшим рельефом зон в первой структуре по сравнению со второй.

В рамках предложенной модели, нам не удалось объяснить наблюдаемое на Рис.4 расщепление ступеньки при плавном увеличении угла между направлением магнитного поля относительно поверхности структуры образца № 113_4.

В Si/Ge структурах с Ge квантовыми точками обнаружено, что ступенчатая фотопроводимость при межзонной засветке испытывает сильное влияние малого магнитного поля, приложенного вдоль и поперек нормали структур с различной номинальной толщиной слоя Ge. Ориентационные измерения в магнитном поле показали, что происходит расщепление ступеньки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-16466, 03-02-16468).

[1] Пчеляков О.П., Болховитянов Ю.Б. и др. ФТП **34** 1281 (2000).

[2] Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. в кн. Электронные свойства легированных полупроводников («Наука», Москва, 1979).

[3] Shegai O.A., Markov V.A. et al PLDS $\frac{1}{2}$ 261 (2002).

Резонансные особенности фотопроводимости в AlGaAs/InGaAs структурах с квантовыми точками

О.А. Шегай, А.К.Бакаров, А.К.Калагин, А.И.Торопов

Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Академика Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия

e-mail: shegai@thermo.isp.nsc.ru

Недавно, при изучении фотопроводимости (ФП) как функции интенсивности межзонной засветки (I) AlGaAs/InGaAs структур с самоорганизующимися квантовыми точками (КТ) InGaAs было обнаружено пороговое поведение ФП [1]. В настоящей работе приводятся результаты обнаружения резонансной ФП двух типов для структур, выращенных в одинаковых условиях, в области достаточно больших тянущих полей (U).

Структуры с КТ InGaAs были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Концентрация КТ составляет приблизительно 10^{10} см^{-2} , латеральный размер КТ лежит в пределах 30 - 40 нм. Помимо слоя с КТ (номинальная толщина 4.5 МС) структуры содержат две квантовые ямы GaAs толщиной 8.5 и 5 нм, разделенных слоем AlGaAs толщиной 25 нм. Слой КТ отделен от первой (более узкой) ямы слоем AlGaAs толщиной 8.5 нм, сверху структура закрывалась поверхностным слоем GaAs толщиной около 10 нм.

Исследуемые образцы размером $2 \times 4 \text{ мм}^2$ имели область засветки около $2 \times 2 \text{ мм}^2$, к структурам были получены омические контакты из индия по стандартной методике. Измерения были выполнены при низких температурах, более подробно методика измерений приведена в [2].

На рис.1 показаны кривые зависимости ФП образца № 541 от I при $U = 100 \text{ В}$ и $T = 15.8 \text{ К}$ при многократной записи кривых. Из рисунка видно, что, в области малых I существует полоса резонансного поведения ФП. Отметим, что эти резонансы носят хаотический и неустойчивый характер. Такое поведение имеет место начиная с $U \approx 90 \text{ В}$ и $T \approx 15 \text{ К}$, когда сначала появляется один резонанс, а затем, по мере роста U их количество возрастает. В области высоких температур количество резонансов уменьшается вплоть до их исчезновения, как это показано на рис.2.

На рис.3 приведены кривые зависимости межзонной ФП при сканировании интенсивности света для образца № 526 с КТ, выращенного приблизительно с такими же параметрами, что и образец № 541. Когда U меньше 84 В наблюдается лишь монотонный рост ФП. При 84 В в области больших I в ФП появляется резонансный пик, который при

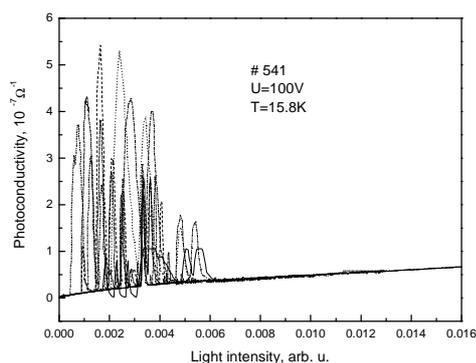


Рис. 1. Зависимость ФП от интенсивности межзонного света структуры № 541 при $U = 100 \text{ В}$, $T = 15.8 \text{ К}$. При многократной записи кривых.

увеличении U резко смещается в область малых I , при этом происходит увеличение амплитуды и уширение резонанса. Дальнейшее увеличение U приводит к смещению правой границы резонанса в область больших I . Обращает на себя внимание асимметричный вид широкого резонанса с плавной границей со стороны малых I и резким спадом ФП со стороны больших I .

Анализ представленных результатов проводился в рамках теории протекания [3]. В данных структурах зонная диаграмма относится к типу 1, когда область внутри КТ является ямой, как для электронов, так и для дырок. С учетом пространственной релаксации механического напряжения вокруг КТ, между ними образуются локализованные состояния, ограниченные барьерами седлового вида [4], также как и для структур Si/Ge с Ge КТ, зонная диаграмма которых относится ко 2 типу.

Мы полагаем, что огибающий контур резонансных кривых ФП, показанных на рис.1, в целом, похож на кривые, представленные на рис.3. Поэтому анализ результатов начнем с образца № 526. Увеличение U приводит к понижению седлового барьера, а значит и уровня протекания, лежащего вблизи седловой точки. Следствием этого является сдвиг резонанса в область малых I , как это видно из рис.3. при увеличении U с 84 до 87 В и далее. Здесь левый край резонанса соответствует достижению

неравновесными электронами уровня протекания. С другой стороны, рост U приводит к эффекту «узкого горла», который заключается в том, что наиболее узкая часть пространства для носителя заряда, лежащая посередине между соседними КТ, может оказаться ниже уровня протекания. Тогда электроны, попавшие в эту область, подавляют туннельный транспорт основной массы носителей заряда, выше уровня протекания. Резко спадающая, правая часть резонансной ФП, как это видно из рис.3, объясняется этим эффектом.

Огибающий контур резонансных кривых, показанных на рис.1, имеет такое же объяснение, что и выше, резонансные же особенности мы связываем с тем, что в структуре № 541 больше разброс размеров КТ и расстояний между КТ. По-видимому, это приводит к росту областей пересечения неравновесных электронов и дырок, приводящая к межзонной рекомбинации и процессу перепоглощения. При низкой T эти процессы подавлены из-за локализации носителей заряда в пространственно разнесенных локализованных состояниях и при $T = 4.2$ К резонансная ФП

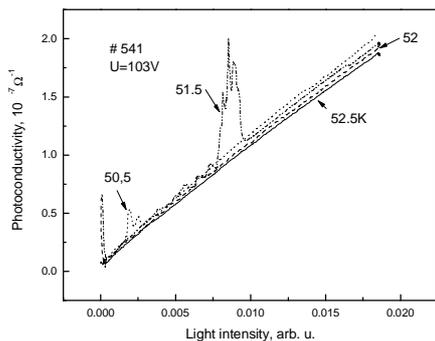


Рис.2. Зависимость ФП от интенсивности межзонного света структуры № 541 при различных температурах, $U = 103$ В.

мала. При высоких T носители заряда не чувствуют рельефа вокруг КТ и наблюдается, как и в объемном полупроводнике, лишь монотонный рост ФП (рис.2). По температуре исчезновения резонансной ФП (рис.2), равной приблизительно 50 К, можно оценить характерный рельеф, связанный с механическими напряжениями в структуре № 541, составляющий примерно 4мэВ. Эта величина превышает те, которые были получены для Ge/Si структур с Ge КТ, что связано с большим рассогласованием параметров решетки AlGaAs/InGaAs структур.

Таким образом, в работе приводятся результаты обнаружения резонансных особенностей фотопроводимости в зависимости от интенсивности межзонной засветки AlGaAs/InGaAs структур с самоорганизующимися квантовыми точками

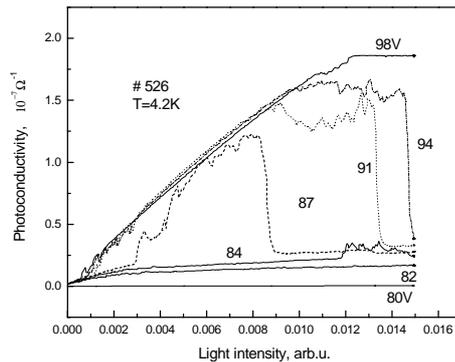


Рис. 3. Зависимость ФП от интенсивности межзонного света для AlGaAs/InGaAs структуры № 526. $T = 4.2$ К, U лежит в интервале 80 – 98 В.

InGaAs. Результаты анализируются на основе теории протекания через седловые барьеры, локализуя носители заряда между квантовыми точками.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-16466).

- [1] Шегай О.А., Бакаров А.К. и др. ФТП **39** 115 (2005).
- [2] Shegai O.A., Markov V.A. et al. PLDS **1/2**, 261 (2002).
- [3] Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М. Наука, 1979) с.174.
- [4] Шегай О.А., Журавлев К.С. и др. ФТП **34**, 1363 (2000).

Наблюдение резонанса Фано в спектре фототока в дельта-легированных донорами гетероструктурах GaAs/InGaAsP с квантовыми ямами

В.Я. Алешкин¹, А.В. Антонов¹, В.И. Гавриленко¹, Л.В. Гавриленко¹,
Б.Н. Звонков²

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия.

²НИФТИ Нижегородского государственного университета, Нижний Новгород, Россия

e-mail: aleshkin@ipm.sci-nnov.ru

Введение

В объемных полупроводниках в спектре фототока и поглощения света, возникающего при ионизации мелкой примеси наблюдается асимметричный пик, соответствующий энергии продольного оптического фонона. Этот пик является резонансом Фано, возникающим из-за взаимодействия носителя, находящегося на примесном уровне, с оптическим фононом. Как известно, резонанс Фано [1] возникает в том случае, когда локализованное состояние, энергия которого соответствует непрерывному спектру, взаимодействует с состояниями непрерывного спектра. В случае рассматриваемого резонанса Фано роль локализованного состояния играет состояние системы, когда электрон находится на основном состоянии примеси и имеется оптический фонон. Если электрон поглощает фонон, то он оказывается в непрерывном спектре. Таким образом, электрон-фононное взаимодействие связывает локализованное состояние и состояния непрерывного спектра.

Благодаря этому взаимодействию вблизи энергии оптического фонона имеется резкий асимметричный пик, как в спектре поглощения света, так и в спектре фототока. Ширина этого пика очень мала (менее 2 см^{-1}) что позволяет измерять энергию оптического фонона с высокой точностью.

Это явление хорошо изучено в p-Si [2-4], наблюдалось оно также в n-GaAs и n-InP [5].

В данной работе наблюдался пик фототока обусловленный фононным резонансом Фано в квантовых ямах гетероструктуры InGaAsP/GaAs дельта-легированных кремнием. Обнаружено, что линия фототока, обусловленная переходами электрона с основного состояния донора в гетероструктуре с квантовыми ямами существенно шире таковой для объемного полупроводника, а резонансные линии в объемном полупроводнике и квантовой яме имеют примерно равные ширины. Кроме того, резонансная линия в квантовых ямах оказалась немного смещенной в длинноволновую область по сравнению с объемным GaAs. Резонансная линия фототока в квантовых ямах имеет более симметричную форму по сравнению с таковой в объемном GaAs.

Эксперимент и обсуждение

Исследуемая гетероструктура была выращена на полуизолирующем GaAs и содержала 30

GaAs квантовых ям, разделенных 400Å барьерами $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}_{0.8}\text{P}_{0.2}$. Постоянная решетки соответствовала постоянной решетки GaAs. Ширина квантовых ям составляла 200 Å. Центры квантовых ям были легированы кремнием (см. рис.1). Поверхностная концентрация доноров в каждой квантовой яме по данным холловских измерений составила $3.3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Спектры фототока измерялись при температуре 4.2K на фурье спектрометре WOMEM.

На рисунке 2 приведен спектр фототока гетероструктуры с квантовыми ямами в области до 350 см^{-1} . На рисунке ясно видны две полосы фототока. Длинноволновая полоса соответствует

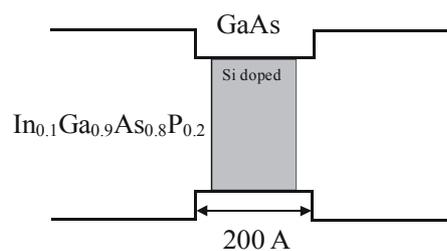


Рис. 1.

переходам электронов с основного состояния донора в возбужденные состояния. Она обладает большой полушириной. Коротковолновая полоса соответствует резонансу Фано (в области 300 см^{-1}). Ее ширина значительно меньше ширины длинноволновой полосы и амплитуда пика примерно на порядок меньше амплитуды максимума длинноволновой полосы.

На рисунке 3 приведены спектры фототока

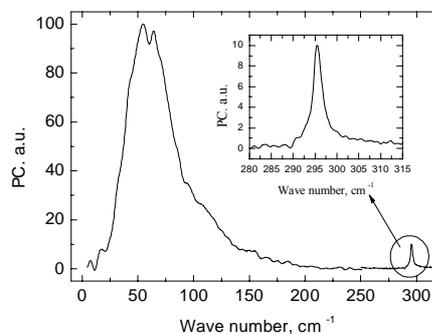


Рис. 2

в области длинноволновой полосы для гетероструктуры $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}_{0.8}\text{P}_{0.2}/\text{GaAs}$ с квантовыми ямами и объемного GaAs, легированного доно-

рами до концентрации $8.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (Si, подвижность при 77 К $59 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{Vs}$, толщина 70 мкм (номер 15-132-2)). Пик в районе 36 см^{-1} для объемного GaAs обусловлен переходами между 1S и 2P состояниями донора. Энергия ионизации обозначена стрелкой (48 см^{-1}).

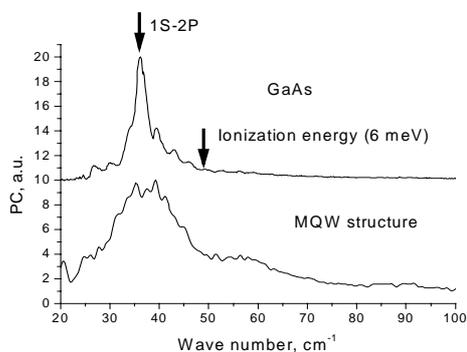


Рис. 3.

Из рис. 3 хорошо видно, что в квантовой яме длинноволновая полоса фотопроводимости, значительно более широкая нежели в объемном материале. Причина этого состоит в том, что примесь располагается в яме в довольно широком интервале по ее толщине. Энергия ионизации примеси зависит от положения примесного атома в квантовой яме. Для примеси, расположенной в центре квантовой ямы энергия ионизации больше чем в объемном GaAs, а для примеси вблизи гетероперехода – меньше. Из рис. 3 видно, что длинноволновый край фототока для гетероструктуры начинается при меньших энергиях, чем для объемного GaAs, что указывает на присутствие примеси вблизи гетерограницы. На коротковолновом крае этой полосы фототока от гетероструктуры хорошо видна особенность в районе $55\text{-}60 \text{ см}^{-1}$ ($6.82\text{-}7.55 \text{ эВ}$), которая отсутствует в спектре фототока объемного GaAs. Вероятно, эта особенность обусловлена ионизацией примеси, которая располагается в центре квантовой ямы. Отметим, что осцилляции в спектре фототока объемного GaAs обусловлены эффектами интерференции.

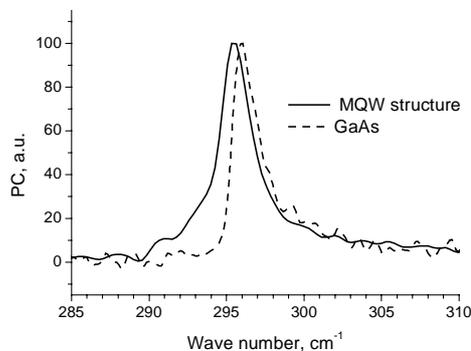


Рис. 4

На рис. 4 представлены спектры фототока объемного GaAs и гетероструктуры с квантовыми ямами в области энергий, соответствующих энергии продольного оптического фонона. В спектре фототока объемного GaAs хорошо

заметен несимметричный пик, соответствующий резонансу Фано. Для гетероструктуры с квантовыми ямами аналогичный пик слегка смещен в длинноволновую область (на $0.5 \text{ см}^{-1} = 0.06 \text{ мэВ}$). Из рисунка хорошо видно, что полуширина пиков, соответствующих резонансу Фано для GaAs и гетероструктуры отличаются не сильно (2 и 2.5 см^{-1}), в то время как ширина спектров, соответствующих ионизации и переходам между основным и возбужденными состояниями донора, отличались значительно (более чем в два раза). Это подчеркивает то обстоятельство, что энергия резонанса Фано слабо зависит от энергии ионизации примеси, а определяется в основном энергией продольного оптического фонона.

Кроме того, из рисунка 4 видно, что пик для гетероструктуры менее асимметричен, чем для таковой для объемного GaAs. Эту особенность можно объяснить тем фактом, что положение минимума фототока чувствительно к структуре волновой функции основного состояния донора. В гетероструктуре волновая функция основного состояния, а, следовательно, и положение минимума фототока зависят от положения донора. Поэтому разброс в положении доноров приводит к размытию и исчезновению минимума в окрестности пика фототока, связанного с резонансом Фано. При этом, естественно, пик становится более симметричным, что и видно на рис. 3. Небольшое смещение пиков, соответствующих резонансу Фано, в объемном GaAs и можно объяснить изменением формы пика в гетероструктуре. Другим возможным объяснением смещением резонанса в квантовых ямах могла быть деформация материала квантовых ям. Однако проведенные рентгено-структурные исследования показали отсутствие таких деформаций.

Выводы

Таким образом, мы показали, что с помощью наблюдения резонанса Фано можно определять энергию продольных оптических фононов в квантовых ямах. Наличие разброса примесей по квантовой яме слабо влияет на точность определения этой энергии. Поскольку энергия оптических фононов зависит от деформации и состава квантовой ямы, то указанный метод может быть использован для определения этих параметров.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 04-02-17178), и МНТЦ (грант 2293).

- [1] U.Fano. Phys.Rev. **124**, 1866 (1961).
- [2] H.R.Chandrasekhar, A.K.Ramdass, S.Rodriguez. Phys.Rev. B **14**, 2417 (1976).
- [3] G.D.Watkins, W.B.Fowler. Phys.Rev. B **16**, 4524 (1977).
- [4] R.Galic, D.Braun, F.Kuchar, et al. J. Phys.C. **15**, 2923 (2003).
- [5] K.Jin, et al. Phys.Rev. B **64**, 205203 (2001)

Природа отрицательной остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами

В. Я. Алешкин, В. И. Гавриленко, А. В. Иконников, К. В. Маремьянин,
Ю. Г. Садофьев^{†*}, S. R. Jonson^{*}, Y.-H. Zhang^{*}

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

[†]Рязанская государственная радиотехническая академия, Рязань, 390048, Россия

^{*}Department of Electrical Engineering and Center for Solid State Electronic Research, Arizona State University, Tempe, AZ 85287, USA

e-mail: antikon@ipm.sci-nnov.ru

Введение

Гетероструктуры InAsAlSb перспективны для создания приборов СВЧ электроники, оптоэлектроники среднего ИК диапазона и спинтроники. Малая эффективная масса электронов в квантовой яме InAs ($0.03m_0$) обуславливает их высокую подвижность (до 9×10^5 см²/В·с при $T = 4.2$ К [1]). Большая величина разрыва зоны проводимости на гетерогранице (1.35 эВ) приводит к наличию двумерного (2D) электронного газа в квантовой яме даже в нелегированных структурах. Концентрация 2D электронов (а значит и встроенное электрическое поле) при низких температурах может изменяться в значительных пределах благодаря явлению остаточной фотопроводимости (ОФП), которая может быть не только положительной (ПОФП), но и отрицательной (ООФП) [2,3].

Настоящая работа посвящена продолжению начатых авторами в работе [4] исследований спектров остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb с целью установления механизмов ОФП и происхождения 2D электронного газа в номинально нелегированных структурах.

Эксперимент

Исследуемые гетероструктуры выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs(100) [5]. Активная часть структуры выращивалась на метаморфном буферном слое AlSb или GaSb и состояла из нижнего барьера AlSb толщиной 12 нм, квантовой ямы InAs толщиной 15 нм, верхнего барьерного слоя AlSb толщиной 30-40 нм и слоя GaSb толщиной 6 нм, защищающего AlSb от реакции с парами воды на воздухе. В структурах A1532 – A1535 поверх слоя GaSb выращивался слой InAs толщиной 2 нм.

Таблица 1. Параметры исследованных образцов при $T = 4.2$ К.

Образец	Буфер	Верхний слой	$n_s, 10^{12}$ см ⁻²	$\mu, 10^5$ см ² /В·с
A680	AlSb	GaSb	0.74	-
A692	AlSb	GaSb	0.71	-
B1532	AlSb	InAs	-	-
B1534	AlSb	InAs	0.75	0.33
B1535	GaSb	InAs	0.46	0.48

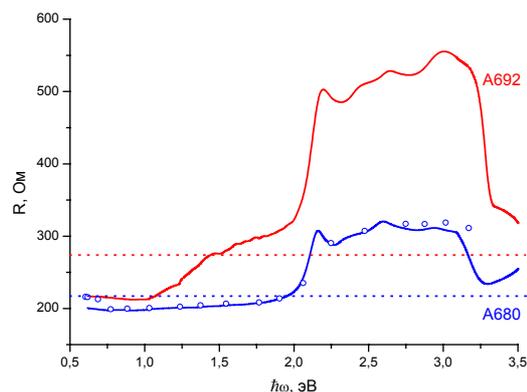


Рис. 1. Спектры фотопроводимости гетероструктур A680 и A692. Сплошные кривые получены при постоянно включенной подсветке и непрерывной развертке длины волны излучения, точки соответствуют остаточным значениям сопротивления, полученным при последовательном увеличении энергии квантов подсветки. Горизонтальными точечными линиями показаны темновые (после охлаждения до первого включения подсветки) значения сопротивлений образцов.

Методика эксперимента аналогична применявшейся в работе [4]. Спектры остаточной фотопроводимости исследовались при $T = 4.2$ К с помощью решеточного монохроматора МДР-23. Образец имел форму прямоугольной пластинки с характерными размерами 4x3 мм, по краям которой были нанесены два полосковых индиевых омических контакта. Измерялось величина сопротивления образца, установившаяся под действием излучения с определенной энергией квантов. Одновременно измерялось сопротивление образца в магнитном поля $H = 9$ кЭ, которое для всех исследованных образцов является сильным ($\mu H/c \gg 1$), по величине этого (холловского) сопротивления определялась концентрация носителей.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены спектры фотопроводимости в номинально нелегированных структурах A680 и A692. Данные образцы по своим параметрам близки к ранее исследованным образцам A839 и B824 [4]. Как видно из рис. 1 и следует из сопоставления с [4], спектры ОФП для всех четырех образцов значительной

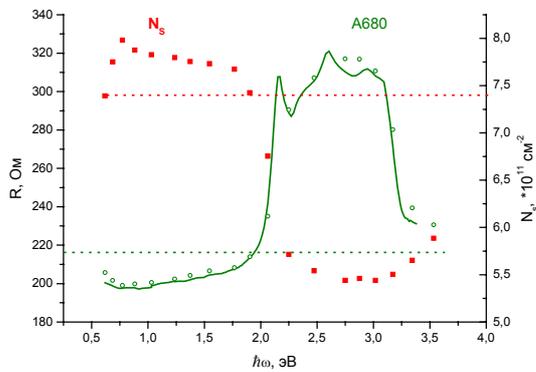


Рис. 2. Зависимость концентрации 2D электронов от энергии фотонов и спектр фотопроводимости образца А680. Горизонтальными линиями показаны темновые (после охлаждения до первого включения подсветки) значения концентрации электронов и сопротивления образца.

мере подобны. В длинноволновой области наблюдается ПОФП вплоть до $\lambda = 2$ мкм ($\hbar\omega = 0.62$ эВ). С ростом $\hbar\omega$ наблюдается увеличение сопротивления и ПОФП сменяется на ООФП. При $\hbar\omega = 2.1$ эВ наклон спектральной кривой резко увеличивается. При дальнейшем увеличении энергии кванта на спектральных кривых наблюдаются максимумы при 2.2, 2.4, 2.65 и 3 эВ, а затем происходит резкий спад ООФП при $\hbar\omega > 3.15$ эВ. ПОФП связывается с фотоионизацией глубоких доноров в барьерных слоях AlSb и накоплением электронов в квантовой яме InAs. Наблюдаемая при больших энергиях квантов ООФП связывается с межзонной генерацией электрон-дырочных пар. Встроенное электрическое поле не дает возможности фотовозбужденным электронам попасть в квантовую яму, в результате они захватываются глубокими ионизованными донорами. Напротив, возникшие в валентной зоне AlSb дырки увлекаются электрическим полем к квантовой яме и рекомбинируют с 2D электронами, уменьшая, тем самым, концентрацию электронов в яме. Разумеется, коротковолновое излучение, так же как и длинноволновое, может приводить к ионизации глубоких доноров. В результате при достаточно длительном освещении образца с определенной длиной волны устанавливается динамический баланс процессов генерации и рекомбинации электронов и новое, соответствующее данной длине волны, значение концентрации электронов в квантовой яме, которое сохраняется и при выключении подсветки (см. [4]). В этой связи обнаруженное в работе [4] резкое падение ООФП при $\hbar\omega > 3.15$ эВ (см. рис.1) естественно связать с «выключением» прямых переходов между подзоной тяжелых дырок (где наибольшая плотность состояний в валентной зоне) и зоной проводимости вследствие достижения потолка последней. При этом устанавливается новый баланс генерации и рекомбинации электронов и большая «равновесная» концентрация электронов.

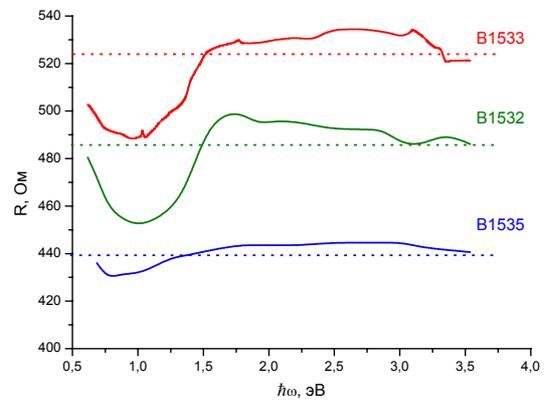


Рис. 3. Спектры фотопроводимости гетероструктур InAs/AlSb (образцы B1532, B1534 и B1535). Горизонтальными точечными линиями показаны темновые (после охлаждения до первого включения подсветки) значения сопротивлений образцов.

На рис. 2 показаны зависимости остаточного сопротивления образца А680 и концентрации 2D электронов от $\hbar\omega$. Видно, что концентрация уменьшается примерно в полтора раза по сравнению с темновым значением в области ООФП и слегка увеличивается в области ПОФП. Аналогичные зависимости наблюдаются и в других образцах. Таким образом, можно сделать вывод, вывод, что ОФП связана в первую очередь именно с изменением концентрации 2D электронов.

На рис.3 представлены спектры ОФП в гетероструктурах B1532, B1534 и B1535. Так же, как и на рис. 1, в длинноволновой области спектра наблюдается достаточно сильная ПОФП, однако в отличие от образцов А680 и А692, ООФП выражена очень слабо. Образцы B1532, B1534 и B1535 отличаются от других тем, что поверх слоя GaSb был нанесен еще покрывающий слой InAs. Это позволяет предположить, что наблюдаемая ООФП обусловлена захватом фотовозбужденных электронов поверхностными донорами в GaSb (ср. [2,3]), которые очевидно отсутствуют в покрывающем слое InAs, а не глубокими донорами в барьерных слоях AlSb (и рекомбинацией фотовозбужденных дырок с электронами в квантовой яме).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 05-02-17531) и РАН.

- [1] С. Nguyen *et al.* // J. Electron. Mater., **22**, 255 (1993).
- [2] Ch. Gauer *et al.* // Semicond. Sci. Technol., **8**, S137 (1993).
- [3] С. Gauer *et al.* // Semicond. Sci. Technol., **9**, 1580 (1994).
- [4] В. Я. Алешкин и др. // ФТП, **39**, 30 (2005).
- [5] Yu.G.Sadofyev *et al.* // Appl. Phys. Lett., **81**, 1833 (2002).

Фотонные зоны поглощения в спектрах нанопористых металлических пленок

В.В.Попов¹, Т.В.Теперик¹, F.J. García de Abajo², Д.В.Фатеев¹,

¹ Саратовское отделение Института радиотехники и электроники РАН
ул. Зеленая 38, 410019 Саратов, Россия

² Centro Mixto CSIC-UPV/EHU and Donostia International Physics Center, Aptdo. 1072, 20080 San Sebastian, Spain
e-mail: popov@soire.renet.ru

Известно, что металлические пленки, как правило, слабо поглощают свет. Причина этого заключается в том, что в силу высокой концентрации свободных электронов в металле, на поверхности пленки возбуждаются сильные осциллирующие токи, которые эффективно переизлучают свет в окружающее пространство, в то время как интенсивность светового поля внутри металла остается малой. По сути, аналогичная ситуация имеет место и при возбуждении светом плазменных колебаний в металлических наночастицах, в результате чего поглощение света остается сравнительно небольшим даже при плазменном резонансе.

В то же время, в работе [1] были обнаружены глубокие (до -20дБ) резонансные провалы в спектрах отражения света от нанопористых золотых пленок, что, с первого взгляда, находится в противоречии с вышеприведенными рассуждениями. В работах [2,3] на основе детального электродинамического анализа было показано, что гигантское поглощение света нанопористыми металлическими пленками связано с возбуждением светом плазменных колебаний в сферических полостях внутри металла. При этом, такие "внутренние" плазменные колебания оказываются связанными со светом гораздо эффективнее, чем "внешние" плазменные колебания, возбуждаемые, например, на поверхности металлических наночастиц.

В работе [2] было предсказано явление полного поглощения света поверхностью нанопористого металла даже в случае, когда только одна планарная решетка сферических пор находится вблизи плоской поверхности металла. Однако в пленках с одной решеткой нанопор пик поглощения оказывается достаточно узким (порядка 3 нм по шкале длин волн). В работах [3,4] было также предсказано явление гигантской резонансной прозрачности нанопористых металлических пленок. При этом в работе [4] было показано, что в пленках с несколькими слоями решеток пор отдельные пики прохождения образуют зоны прозрачности. В данной работе теоретически исследованы спектры поглощения многослойных нанопористых металлических пленок.

Пусть свет падает нормально из вакуума на плоскую поверхность металлической пленки, содержащей сферические диэлектрические нановключения, центры которых образуют гране-центрированную кубическую (ГЦК) решетку. Направление [111] ГЦК-решетки сферических полостей совпадает с направлением нормали к поверхности пленки. Слои сферических диэлектрических включений, расположенные в плоскостях [111], образуют двумерные гексагональные решетки, параллельные плоской поверхности металла, с базисными векторами решетки \mathbf{a} и \mathbf{b} ($|\mathbf{a}|=|\mathbf{b}|$, $\mathbf{a}\cdot\mathbf{b}=|\mathbf{a}|^2\cos 60^\circ$).

Для вычисления спектров поглощения света такой нанопористой металлической пленкой был использован комбинированный теоретический метод, объединяющий формализм матрицы рассеяния и разложение полного поля в периодической решетке сферических включений по мультиполям (метод Корринги-Кона-Ростокера). Указанный метод был разработан в работах [5] и адаптирован для моделирования оптических свойств нанопористых металлических материалов в [2-4]. Длины базисных векторов решетки $|\mathbf{a}|$ и $|\mathbf{b}|$, расстояние между плоскостями, проходящими через центры сферических полостей, в соседних слоях c , диаметр сферических включений d и расстояние от плоских поверхностей пленки до вершин сферических диэлектрических включений h являются входными расчетными параметрами. В данной работе представлены результаты расчета для $d=285$ нм, $|\mathbf{a}|=|\mathbf{b}|=c=305$ нм и $h=5$ нм. Диэлектрический отклик металла описывается в рамках локальной модели Друде: $\varepsilon(\omega)=1-\omega_p^2/\omega(\omega+i\nu_e)$, где ω_p – плазменная частота, ν_e – частота рассеяния электронов с характерными для серебра значениями соответственно 8.6 эВ и 45 меВ [6].

На рис. 1 представлены результаты расчета спектров поглощения света нанопористой серебряной пленкой, содержащей 3, 6 и 10 слоев сферических включений $\alpha\text{-SiO}_2$ с диаметром $d=285$ нм. Пропускание такой пленки пренебрежимо мало (менее 10^{-4}). Вместо одного довольно узкого (около 3 нм) плазменного Ми резонанса, характерного для спектра поглощения пленки, содержащей один слой сферических включений [3], в спектре многослойной

нанопористой металлической пленки появляется целая серия резонансов, формирующих широкие зоны поглощения шириной до 50 нм с мультиплетной резонансной структурой.

Низкочастотная и высокочастотная зоны поглощения на рис. 1 связаны с возбуждением соответственно дипольной и квадрупольной плазменных мод Ми в диэлектрических включениях внутри металла. В случае возбуждения квадрупольного Ми-резонанса в диэлектрических включениях резонансы пиков тонкой структуры соответствующей зоны поглощения слабее меняются с частотой по сравнению с пиками тонкой структуры зоны поглощения, соответствующей возбуждению дипольного Ми-резонанса. Это связано с более сильной дисперсией основного (дипольного) Ми-колебания по сравнению с квадрупольной модой. Синглетный резонанс на длине волны около 400 нм связан с возбуждением поверхностных плазменных поляритонов на плоской поверхности пленки.

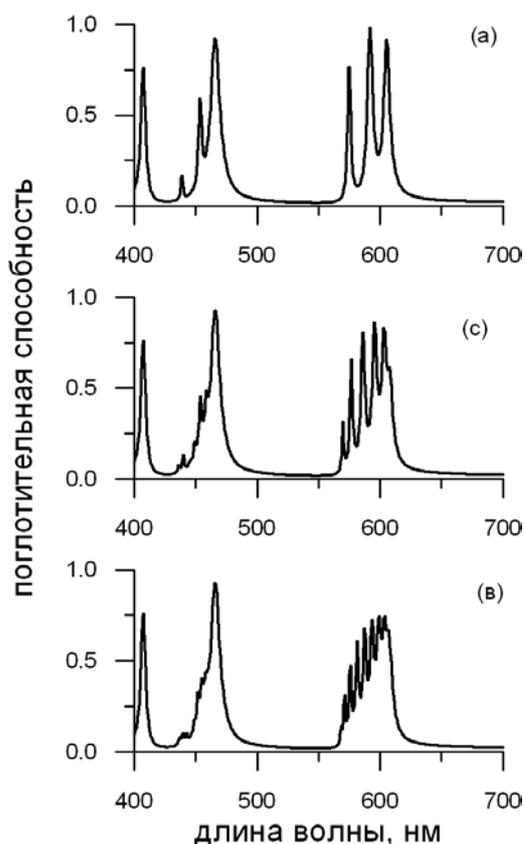


Рис.1. Спектры поглощения света нанопористой серебряной пленкой, содержащей 3 (а), 6 (б) и 10 (в) слоев сферических нановключений α -SiO₂.

Взаимодействие плазменных колебаний Ми в разных слоях диэлектрических включений приводит к тому, что число резонансных пиков в каждой из зон поглощения точно равно числу слоев (при малом числе слоев). Из рис. 1 видно, что с увеличением числа слоев диэлектрических включений в пленке ширина каждого

резонансного пика в зоне поглощения уменьшается. Заметим, что суммарное радиационное уширение всех резонансных пиков в данной зоне поглощения сохраняется для пленки с любым количеством таких слоев, так как только приповерхностные слои участвуют в процессе переизлучения энергии плазменных ми-колебаний в окружающую среду. Таким образом, уменьшение ширины резонансных пиков с ростом числа слоев диэлектрических включений объясняется тем, что радиационное уширение каждого пика обратно пропорционально числу таких слоев.

С ростом количества слоев диэлектрических включений в пленке края резонансных зон поглощения становятся резче. В то же время, потолок зоны поглощения сглаживается с увеличением числа слоев, из-за конечного диссипативного затухания в металле (см. рис.1(в)).

Можно ожидать, что при более сильной связи между слоями диэлектрических включений (меньшее расстояние между ними) зоны поглощения будут расширяться и, таким образом, может возникнуть перекрытие соседних зон поглощения, связанных с возбуждением различных ми-мод плазменных колебаний. В этом случае можно будет реализовать металлические нанопористые пленки сильно поглощающие свет практически во всем видимом диапазоне.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту 02-02-81031 Бел2002_а и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Низкоразмерные квантовые наноструктуры». Работа Т.В. Теперик поддержана Фондом содействия отечественной науке. Авторы благодарны В.Г. Голубеву, С.Г. Тиходеву и Г.Я. Слепяну за содержательные и плодотворные дискуссии.

- [1] S. Coyle, M.C. Netti, J.J. Baumberg et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 176801 (2001).
- [2] T.V. Teperik, V.V. Popov, and F.J. García de Abajo, Phys. Rev. B **71**, 085408 (2005).
- [3] T.V. Teperik, V.V. Popov, and F.J. García de Abajo, physica status solidi (a) **202**, 362 (2005).
- [4] N. Stefanou, A. Modinos, and V. Yannopoulos, Solid State Commun. **118**, 69 (2001).
- [5] N. Stefanou, A. Modinos, and V. Yannopoulos, Solid State Commun. **118**, 69 (2001).
- [6] I.R. Hooper, J.R. Sambles, Phys. Rev. B **65** 165432 (2002).

Волноводные структуры Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si для создания лазера на Si:Er : теоретический анализ

Л.В.Красильникова, М.В.Степихова, А.А.Дубинов, З.Ф.Красильник

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950 Россия

e-mail: Luda@ipm.sci-nnov.ru

Кремний, легированный редкоземельной примесью эрбия, является одним из наиболее перспективных материалов для создания эффективных светоизлучающих устройств на кремнии. В настоящее время на основе Si:Er разработан широкий спектр приборных структур, работающих в диапазоне от 4.2 К до комнатной температуры [1]. Более того, как показывают результаты анализа, коэффициент оптического усиления в структурах Si:Er с выделенным типом оптически активных центров иона Er³⁺ может достигать 30 см⁻¹ [2], что позволяет говорить о перспективах создания лазера.

Существует несколько подходов к реализации лазерных структур с активной средой на основе Si:Er. Одним из возможных вариантов является использование гетероструктур Si/Si_{1-x}Ge_x с активным волноведущим каналом Si_{1-x}Ge_x:Er. Показатель преломления слоев Si_{1-x}Ge_x зависит от содержания германия (x) и может варьироваться в широких пределах [3], позволяя формировать эффективный волновод с достаточно сильной локализацией волны в активном слое. В данной работе представлены результаты теоретического анализа модового состава и расчеты коэффициентов оптического ограничения в структурах Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si, разрабатываемых с целью создания лазера.

Диэлектрические волноводы в полупроводниковых лазерах обычно представляют собой планарную трехслойную структуру. В нашем случае волноводный слой, которым является слой Si_{1-x}Ge_x:Er, имеет более высокий показатель преломления по сравнению с ограничивающими его слоями Si. Предполагается, что верхний слой кремния имеет достаточно малую толщину, сравнимую с толщиной волноводного слоя, в силу чего в расчетах необходимо дополнительно учитывать границу с воздухом. Пусть плоская граница раздела между слоями параллельна плоскости yz, ось x перпендикулярна последней, а распространение волны происходит вдоль оси z. Для нахождения собственных мод волновода Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si решались волновые уравнения для однородной диэлектрической среды с показателем преломления n_j (j = 1, 2, 3, 4) в каждой из четырех областей:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 n_j \mathbf{E} = 0 \quad (1.1),$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 n_j \mathbf{H} = 0 \quad (1.2),$$

где $k = \omega/c$, ω - частота электромагнитного излучения (длина волны - 1.54 мкм), c - скорость

света в вакууме. На границах слоев с разными диэлектрическими проницаемостями учитывалась непрерывность компонент $E_y(x)$ и (dE_y/dx) - для TE мод, и $H_y(x)$, $(1/\epsilon) \cdot (dH_y/dx)$ - для TM мод планарного волновода. Расчеты проводились с использованием метода матрицы распространения (трансфер-матрицы), описанного в [4].

На рис. 1 представлены результаты расчета коэффициентов оптического ограничения, полученные для TE мод в структурах Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si с разным содержанием германия и толщиной волноводного слоя Si_{1-x}Ge_x:Er. Коэффициент оптического ограничения, Γ , показывающий степень локализации электромагнитной волны в активной области определялся по формуле (2):

$$\Gamma = \frac{\int_0^d |E_y(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E_y(x)|^2 dx} \quad (2),$$

где d - толщина активного слоя, равная, в нашем случае, толщине слоя Si_{1-x}Ge_x:Er.

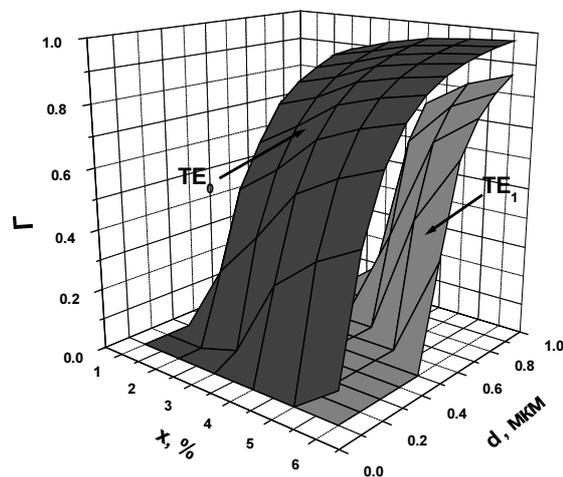


Рис.1 Зависимость коэффициента оптического ограничения TE мод в волноводных структурах Si/Si_{1-x}Ge_x:Er/Si от толщины активного слоя и содержания германия в нем.

В проведенных расчетах параметр d варьировался в пределах от 0.1 до 1 мкм. Моделируемый волновод представлял собой слой Si_{1-x}Ge_x:Er с концентрацией германия от 10 до 60 %, выращенный на кремниевой подложке и зарощенный сверху слоем Si с толщиной

0.2 мкм. Показатели преломления волноводных слоев с концентрациями германия 10, 20, 30, 40, 50 и 60 % равны, соответственно, 3.53, 3.58, 3.63, 3.69, 3.76 и 3.83 [3].

Как видно из рис. 1, максимальные значения коэффициента Γ достигаются при больших толщинах слоев $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:Er}$ с высоким содержанием германия в них. При этих параметрах в волноводе распространяются не только основная (TE_0), но и первая возбужденная (TE_1) моды. По результатам анализа можно показать, что одномодовый режим генерации в рассматриваемых структурах $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:Er}/\text{Si}$ с

содержанием германия $x = 10\%$ реализуется при толщине слоя $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:Er} \leq 1.93$ мкм, для структур с содержанием германия 60% - при толщине слоя ≤ 0.57 мкм.

Более общий случай расчета волноводных структур с варьируемым содержанием германия и толщинами как волноводного ($\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:Er}$), так и покровного (Si) слоев приведен на рис. 2. Предельная толщина покровного слоя кремния выбиралась из условия полного поглощения возбуждающего излучения с длиной волны 514 нм. Как показывают результаты расчета, коэффициент оптического ограничения

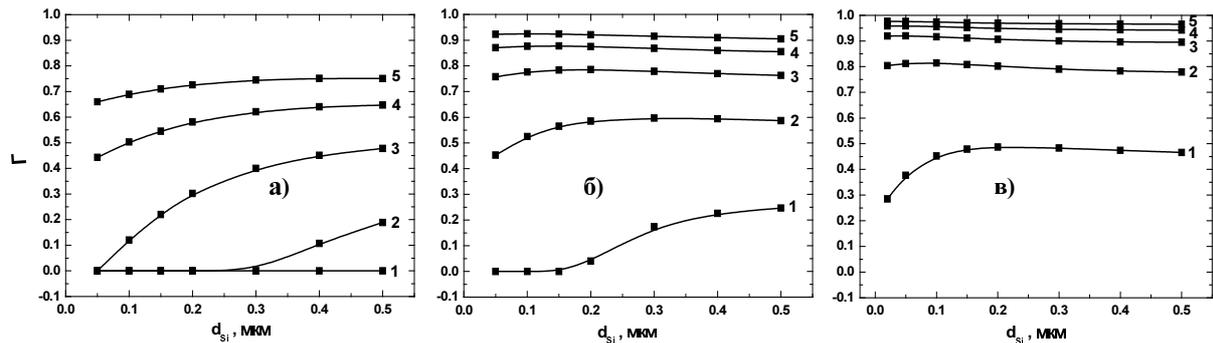


Рис.2 Зависимости коэффициента оптического ограничения TE_0 моды в волноводных структурах $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:Er}/\text{Si}$ от толщины покровного слоя кремния (d_{Si}). Зависимости получены для структур с содержанием германия: а) $x = 10\%$, б) $x = 30\%$, в) $x = 60\%$, обозначения на рисунках соответствуют разной толщине активного слоя (d): 1 - 0.2 мкм, 2 - 0.4 мкм, 3 - 0.6 мкм, 4 - 0.8 мкм, 5 - 1 мкм.

существенно зависит от толщины покровного слоя в структурах с малым содержанием германия ($x = 10\%$) и возрастает с увеличением d_{Si} (рис. 2а). Для структур с большим x (30, 60%) аналогичное поведение проявляется только при малых толщинах активного слоя ($d \leq 0.4, 0.2$ мкм, см. рис. 2б, в). Значения $\Gamma > 0.8$ достигаются в структурах с толщинами слоев $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:Er} \sim 0.4 - 1$ мкм при содержании германия $\sim 30, 60\%$.

На рис. 3 показано распределение поперечных электрических мод в одной из структур $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:Er}/\text{Si}$, оптимизированных для лазерных применений. Толщина активной области $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:Er}$ в структуре - 1.1 мкм, содержание германия - 30%, толщина верхнего покровного слоя кремния - 0.2 мкм. При этих параметрах в структуре реализуются условия сильной локализации оптических мод: значения Γ составляют 0.94 и 0.55 для основной TE_0 и первой возбужденной мод, соответственно. Считая, что коэффициент усиления активной среды равен 30 см^{-1} [2], можно показать, что полный коэффициент усиления в этой структуре будет достигать 28 см^{-1} , что значительно превосходит ожидаемые потери, включая потери на свободных носителях и торцевых зеркалах резонатора, оцениваемые величиной $\sim 2-3 \text{ см}^{-1}$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант #04-02-08240 офи_а) и INTAS (проект #03-51-6486).

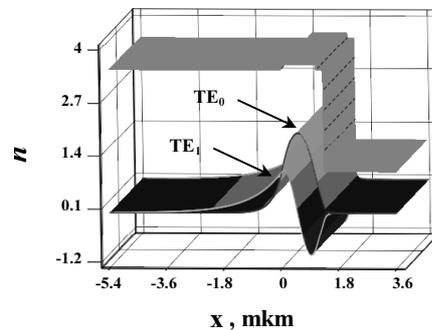


Рис.3 Распределение поперечных электрических мод в волноводной структуре $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x\text{:Er}/\text{Si}$ с толщиной активного слоя $d = 1.1$ мкм, содержанием германия $x = 30\%$. Верхняя зависимость показывает изменение показателя преломления (n) в структуре.

[1] *Silicon-based optoelectronics* ed. by S. Coffa, L. Tsybeskov, MRS Bulletin, vol.23, iss.4, p.16 (1998).
 [2] Z.F. Krasilnik, V.Ya. Aleshkin, B.A. Andreev et al. in *Towards the First Silicon Laser*, ed. by L. Pavesi, S. Gaponenko, L. Dal Negro, NATO Science Series, vol.93, (Dortrecht: Kluwer), p.445 (2003).
 [3] J. Humlicek in *Properties of Strained and Relaxed Silicon Germanium*, ed. by E. Kasper, INSPEC, the Institution of Electrical Engineers, London, U.K. p.121 (1995).
 [4] В.Я. Демиховский, Г.А. Вугальтер, Физика квантовых низкоразмерных структур. М., Логос, 2000.

Параметрическая оптимизация брэгговских отражателей лазера с вертикальным резонатором и нелинейным преобразованием частоты

Ю.А. Морозов¹, И.С. Нефедов¹, В.Я. Алешкин², М.Ю. Морозов³

¹Институт радиотехники и электроники РАН, ул. Зеленая 38, Саратов, Россия

²Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Н.-Новгород, Россия

³Саратовский государственный университет, Астраханская 83, Саратов, Россия

e-mail: yuri.mor@rambler.ru

Освоение средне- и дальневолнового инфракрасных (ИК) диапазонов происходит в настоящее время, главным образом, с помощью квантово-каскадных лазеров (ККЛ) [1]. Однако, широкое использование ККЛ существенно сдерживается трудностями при их изготовлении и, как следствие, высокой стоимостью. В последние годы были предложены способы создания источников излучения в среднем и дальнем ИК диапазонах, в основу которых положен иной принцип генерации. А именно, нелинейное преобразование частоты с генерацией разностной гармоники вследствие решеточного [2-4] или электронного механизма нелинейности в квантовых ямах [5], созданных на основе соединений A_3B_5 . При этом нелинейная поляризация среды на частотах, соответствующих среднему или дальнему ИК диапазонам, формируется в результате нелинейного взаимодействия компонент двухчастотного излучения в ближнем ИК диапазоне. В лазере с вертикальным резонатором (ЛВР) одновременная генерация колебаний на двух частотах (или, в общем случае, в двух частотных полосах) реализуется вследствие возбуждения общим током накачки двух активных областей, усиливающих в ближнем ИК диапазоне. При этом подразумевается, что обе эти частоты находятся в пределах полосы отражения брэгговских зеркал (БЗ), образующих лазерный резонатор. Известно, что ширина этой полосы определяется величиной контраста показателя преломления слоев БЗ и не превышает приблизительно 8 процентов для контраста 3.5/3.0, характерного для наиболее популярной пары GaAs/AlAs, используемой для изготовления зеркал методами эпитаксиального выращивания. Таким образом, оказывается, что при использовании в составе ЛВР [3,4] обычных БЗ, изготовленных из чередующихся четвертьволновых слоев GaAs/AlAs, длина волны разностной гармоники $\lambda_r = \lambda_1 \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1)$ не может быть меньше, чем приблизительно 12 мкм, при условии, что значения длины волны $\lambda_{1,2}$ колебаний, формирующих нелинейную поляризацию, составляют около 1 мкм.

В данной работе выполнен анализ возможности оптимизировать параметры БЗ таким образом, чтобы обеспечить максимальное значение коэффициента отражения на двух

заданных длинах волн, разделенных интервалом, превышающим 10 процентов. Использование таких БЗ в составе ЛВР с нелинейным преобразованием частоты позволило бы расширить диапазон излучения в более коротковолновую область (< 10 мкм)

Решение сформулированной выше задачи было выполнено в результате параметрической оптимизации структуры брэгговского отражателя, состоящего из чередующихся слоев GaAs/AlAs. В качестве целевой функции Y была выбрана норма вектора с компонентами, равными модулю коэффициента отражения $r_{1,2}$ БЗ на двух заданных длинах волн $\lambda_{1,2}$, т.е.

$Y = \sqrt{r_1^2 + r_2^2}$. Максимальная величина целевой функции отыскивалась методом покоординатного подъема на множестве значений вектора варьируемых параметров $L(d_i)$, компонентами которого были толщины слоев зеркала. На Рис.1 показана зависимость коэффициента отражения БЗ от длины волны, рассчитанная для обычного зеркала, составленного из четвертьволновых слоев GaAs и AlAs (1) и оптимизированного

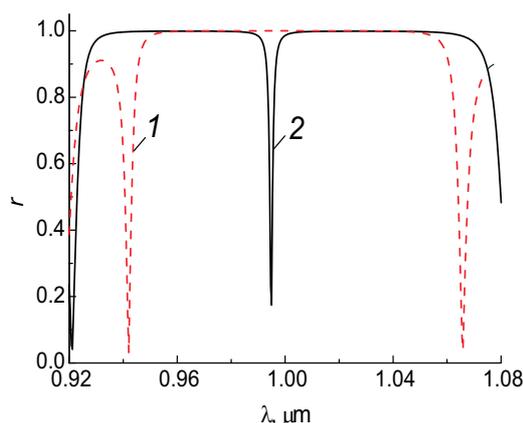


Рис.1 Частотная характеристика обычного четвертьволнового 1 и оптимизированного брэгговского отражателя 2.

отражателя (2), толщина слоев которого варьировалась для обеспечения максимума функции Y . Расчеты проведены для зеркала, включающего 20.5 периодов. Из графиков следует, что параметрическая оптимизация позволяет существенно увеличить коэффициент отражения БЗ вдали от центра полосы.

Достигается это за счет ухудшения отражательных свойств вблизи середины полосы отражения.

Следующий Рис.2 приведен для сравнения геометрических размеров (толщин слоев) оптимизированного и не оптимизированного вариантов БЗ с частотными характеристиками, показанными на Рис.1. Видно, что в физическом отношении оптимизация сводится к введению в структуру одного или нескольких дефектных слоев с размерами, значительно отличающимися от исходных, и некоторой корректировке толщины остальных слоев. Заметим, что решение задачи параметрического синтеза не является единственным и зависит от начального

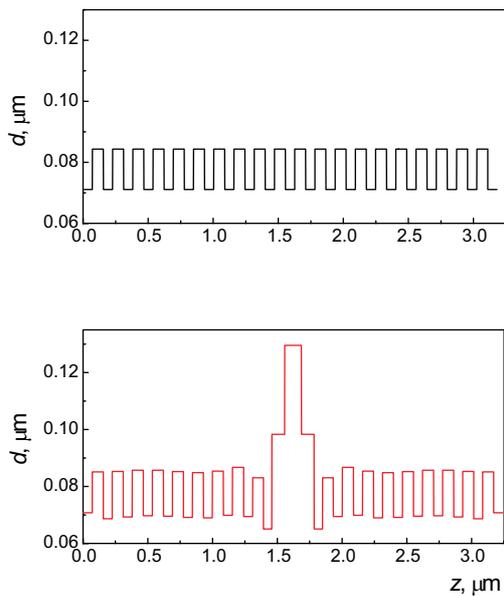


Рис.2. Толщина слоев обычного (вверху) и оптимизированного (внизу) БЗ

приближения.

В качестве примера применения БЗ с параметрами, полученными в результате параметрической оптимизации, рассмотрим ЛВР, в котором реализуется нелинейное преобразование частоты [3]. В данной работе мы полагаем, что верхнее и нижнее БЗ являются одинаковыми и составлены из 35.5 периодов. Распределение полей высокочастотных мод и коэффициент усиления в активных слоях лазера рассчитывались на основе решения краевой задачи на собственные значения волнового уравнения в области комплексного переменного. При этом проводился учет как потерь излучения в материале многослойной структуры, так и потерь, обусловленных излучением через верхние БЗ. Пороговые токи определялись из стационарного решения скоростного уравнения для концентрации носителей в активных слоях. Подробное описание этого подхода и лазерной структуры можно найти в [3]. Для нахождения электрического поля на разностной частоте решалось неоднородное волновое уравнение с

заданными сторонними источниками. Для решения применен подход, сочетающий метод функций Грина и метод матриц передачи [4]. При проведении расчетов мы полагали, что максимальные значения коэффициента усиления активных слоев находятся вблизи $\lambda_1 = 0.949$ мкм и $\lambda_2 = 1.052$ мкм. При этом длина волны разностной гармоники составляет приблизительно $\lambda_r = 9.73$ мкм. Коэффициент отражения оптимизированных БЗ (35.5 периодов) для колебаний с длинами волн $\lambda_{1,2}$ соответствует величине порядка 0.9994. При значениях декремента затухания волн в слоях структуры, рассчитанных на основании модели друдевского поглощения, приведенной в обзорах [6,7], а также результатов экспериментальных измерений [8] значения плотности порогового тока составили около 640 А/см² и 610 А/см² для излучения с длиной волны λ_1 и λ_2 , соответственно. Плотность мощности излучения на разностной частоте при резонансном значении толщины настроечных слоев составляет приблизительно 0.05 нВт/мкм² при плотности тока накачки 5 кА/см².

Таким образом, в работе проведено исследование возможности расширения полосы отражения брэгговского отражателя в результате оптимизации толщины его слоев. Показано, что коэффициент отражения оптимизированного БЗ на основе пары GaAs/AlAs может быть существенно увеличен для излучения с длинами волн, отличающимися более, чем на 10 процентов. Увеличение коэффициента отражения на краях полосы достигается за счет его снижения вблизи центральной частоты. Показана возможность применения оптимизированных БЗ в структуре лазера с вертикальным излучением и нелинейным преобразованием частоты.

Работа выполнена при поддержке РФФИ-БРФФИ (проект № 02-02-81036-Бел2002_а), РФФИ (проект № 04-02-17432), МНТЦ (проект № 2293).

- [1]. M. Beck, D. Hofstetter, T. Aellen, J. Faist, *et al.* Science, **295**, 01(2002).
- [2]. В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, Н.Б. Звонков. ФТП, **35**, 1256 (2001).
- [3]. Ю.А. Морозов, И.С. Нефедов, В.Я. Алешкин. ЖТФ, **74**(5), 71(2004).
- [4]. Ю.А. Морозов, И.С. Нефедов, В.Я. Алешкин, И.В. Красникова. ФТП, **39**(1), 124(2005).
- [5]. А.А. Белянин, Д. Деппе, В.В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский *et al.* УФН, **173**, 1015(2001)
- [6]. J. Blakemore. J. Appl. Phys., **53**, R123 (1982).
- [7]. S. Adachi. J. Appl. Phys., **58**, R1 (1985).
- [8]. W. Songprakob, R.Zallen, W. Lin, K.Bacher. Phys. Rev., **B62**, 4501(2000)

Особенности генерации лазера с двумя типами квантовых ям в волноводном слое при одновременной импульсной и постоянной накачке

С.М.Некоркин¹

¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина 23, корп. 3, Нижний Новгород, Россия
e-mail: nekorkin@nifti.unn.ru

Экспериментально обнаружено сильное влияние вида токовой накачки (постоянной либо переменной) и температуры чипа на режим генерации гетеролазеров InGaP/GaAs/InGaAs, содержащих в волноводном слое два типа квантовых ям и предназначенных для получения двухцветного стимулированного излучения. Показано, что изменением указанных параметров можно получить генерацию только в длинноволновой или только в коротковолновой полосе усиления, либо двухчастотную генерацию.

Лазерная структура была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении с тремя квантовыми ямами $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в волноводном слое. Одна квантовая яма с $x=0,3$ (длинноволновая) находилась в центре волновода, а две крайние квантовые ямы с $x=0,15$ (коротковолновые) - в районе максимумов поля моды первого порядка. Ранее в работе [1] для лазеров данного типа была экспериментально продемонстрирована возможность генерации нескольких поперечных мод при постоянной накачке, причем там отбирались образцы, дававшие спектры с 2 или 3 максимумами при температуре около 20°C.

В настоящей работе исследованы лазеры, не имеющие явного двухчастотного спектра (интенсивности линий генерации различались на 3 порядка и более) при постоянной или импульсной накачке при $t = 20^\circ\text{C}$.

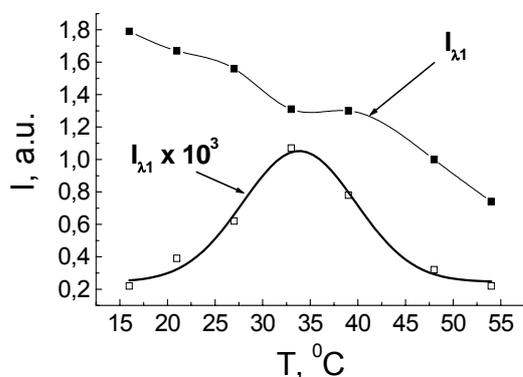


Рис.1. Зависимости интенсивности линий излучения двухчастотного лазера от температуры при импульсной накачке.

Было обнаружено, что интенсивности линий генерации при импульсной накачке (с

длительностью 200 нс и частотой повторения 1,5 кГц) зависят от температуры лазера. В частности, при $t = 33^\circ\text{C}$ наблюдается увеличение интенсивности излучения слабовыраженной компоненты λ_1 в 3 раза и уменьшение интенсивности доминирующей компоненты λ_2 на 10% (см. рис.1) по сравнению с имеющимися при $t = 20^\circ\text{C}$.

При постоянной накачке вплоть до 2 А при $t = 40^\circ\text{C}$ и выше генерация не наблюдалась. Такой режим накачки позволил получить спонтанное излучение с двумя спектральными максимумами ($\lambda_1 = 960$ нм, $\lambda_2 = 980$ нм), интенсивности которых изменялись в зависимости от величины тока и температуры.

На основании полученных результатов при импульсной и постоянной накачке был предложен смешанный способ накачки лазерного диода, т.е. одновременная накачка постоянным (до 2 А) и импульсным (до 15 А при длительности 200 нс) токами. Этот способ позволил получить явную двухчастотную генерацию на таких лазерах. На рис. 2 показана схема подключения лазерного диода к источникам тока при смешанной накачке.

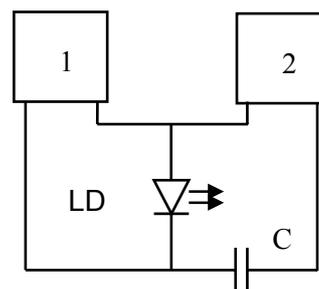


Рис.2. Схема подключения двухчастотного лазера к источникам тока. 1 – источник постоянного тока; 2 – генератор импульсов тока длительностью 200 нс с частотой повторения 1,5 кГц; LD – исследуемый лазер; C – разделительный конденсатор.

На рис.3 показаны спектры генерации при смешанной накачке. Импульсная составляющая смешанной накачки была выбрана равной 5 А, изменялась только постоянная компонента. При отсутствии постоянного тока наблюдался одночастотный режим генерации ($\lambda = 0,987$ нм). Двухчастотный режим генерации наблюдался

при подаче постоянного тока до 726 мА ($\lambda_1 = 0,968$ нм и $\lambda_2 = 0,987$ нм). Как показано на рис.3, интенсивности линий генерации выравниваются при токе постоянной компоненты, равном 460 мА. При подаче постоянного тока свыше 726 мА наблюдался одночастотный режим на длине волны λ_1 . Важно отметить, что в данных измерениях температура лазера поддерживалась выше комнатной и была постоянной ($t = 52^{\circ}\text{C}$).

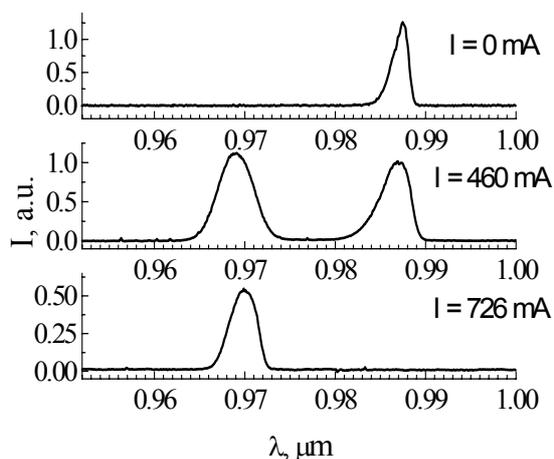


Рис.3. Спектральные зависимости излучения двухчастотного лазера при смешанной накачке. Температура лазера $+52^{\circ}\text{C}$.

Зарегистрированное в эксперименте уменьшение интенсивности компоненты λ_2 и увеличение интенсивности компоненты λ_1 с увеличением температуры при фиксированных компонентах тока смешанной накачки (импульсная накачка – 15А, постоянная накачка – 323 мА) представлено на рис. 4.

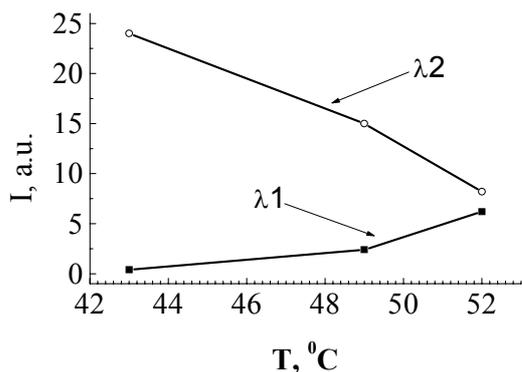


Рис.4. Зависимость интенсивности линий излучения от температуры лазера при смешанной накачке.

Исследования кинетики спектра генерации при смешанной накачке показывают, что коротковолновый и длинноволновый импульсы в значительной степени разнесены во времени, а именно, излучение длинноволновой моды (TE0) возникает раньше излучения коротковолновой

(TE1), что позволяет судить о динамике носителей при смешанной накачке. Так, как ясно из рис.5, при наложении импульсного тока на постоянный ток накачки дополнительные носители сначала поступают на дно более глубокой ямы и усиливают генерацию длинноволнового излучения. Однако в дальнейшем они заливают и более мелкие ямы, что приводит к генерации коротковолнового излучения и существует до тех пор, пока все дополнительные носители там остывают и рекомбинируют. При изменении компонент смешанной накачки наблюдались и более сложные режимы конкуренции длинноволновой и коротковолновой мод, сопровождающейся их частичным переключением. Теоретическое описание подобной нестационарной двухцветной генерации требует трудоёмких численных расчетов, однако в целом можно утверждать, что для её реализации длительность импульсов дополнительной накачки должна быть порядка динамического времени переключения мод, конкурирующих за новые носители тока.

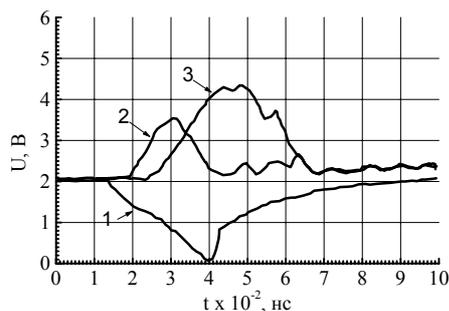


Рис.5. Формы импульса тока накачки и испускаемых световых импульсов, генерируемых лазером. 1 – импульс тока; 2 – световой импульс λ_2 ; 3 – световой импульс λ_1 .

Таким образом, в работе экспериментально продемонстрирована возможность эффективного управления интенсивностями линий генерации в InGaP/GaAs/InGaAs лазерах с тремя квантовыми ямами двух типов (не имеющих явного двухчастотного спектра при постоянной или импульсной накачке) путем одновременной накачки постоянным и импульсным током, а также за счёт варьирования температуры.

[1] В.Я.Алёшкин, Б.Н.Звонков, С.М. Некоркин. Генерация нескольких поперечных мод в полупроводниковом лазере с квантовыми ямами. //Материалы совещания «НАНОФОТОНИКА», Н. Новгород, 11-14 марта 2002 г., ИФМ РАН, с.274-276.

Генерация суммарной гармоник в полупроводниковых лазерах InGaP/GaAs/InGaAs с составным резонатором

С.М.Некоркин¹, А.А.Бирюков^{1,4}, К.В.Маремьянин², В.Я.Алёшкин²,
С.В.Морозов², Вл.В.Кочаровский³

¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород, Россия

²Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

³Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

⁴Department of Physics, Texas A&M University, USA

e-mail: nekorkin@nifti.unn.ru

Предложена конструкция полупроводникового лазера InGaP/GaAs/InGaAs с составным резонатором, состоящая из двух лазерных чипов, позволяющая заводить стимулированное излучение одного из них в резонатор другого. В этой конструкции обнаружена параметрическая генерация суммарной частоты внутри резонатора полупроводникового лазерного диода, обусловленная решеточной нелинейностью GaAs.

Полупроводниковые гетеролазеры, созданные на основе GaAs, являются перспективными приборами с точки зрения нелинейной оптики. Действительно, электрическое поле световой волны внутри лазера очень велико: $10^4 - 10^5$ В/см. Кроме того, величина решеточной нелинейной диэлектрической проницаемости второго порядка в арсениде галлия в шесть раз выше чем в популярном нелинейном кристалле LiNbO₃ [1]. Эти факторы позволяют рассчитывать на существенное проявление нелинейных эффектов, в частности параметрическую генерацию разностной и суммарной гармоник, в инжекционных полупроводниковых лазерах GaAs/InGaAs/InGaP с квантовыми ямами InGaAs, фундаментальные частоты излучения которых лежат в ближнем ИК диапазоне.

В работе [2] в двухчастотном полупроводниковом лазере GaAs/InGaAs/InGaP с квантовыми ямами InGaAs был зарегистрирован сигнал в среднем ИК диапазоне предположительно связанный с генерацией разностной гармоник. Однако излучение было настолько слабым по интенсивности, что его удалось зарегистрировать только при температуре жидкого гелия при расположении лазера и приемника вблизи друг от друга. Вероятнее всего это связано с плохим выполнением условия фазового синхронизма и малым коэффициентом пространственного перекрытия основных частот генерации. Кроме того, стоит отметить, до настоящего момента в таких лазерах пока не удалось зарегистрировать суммарную гармонику.

В настоящей работе реализована конструкция «двухчипового» лазера с составным резонатором, состоящего из расположенных на одной платформе в непосредственной близости друг от друга двух одночастотных инжекционных полупроводниковых лазеров с квантовыми ямами с несколько различающимися длинами волн гене-

рации в области 1 мкм, позволяющая заводить заметную часть стимулированного излучения одного из них в резонатор другого (рис.1).

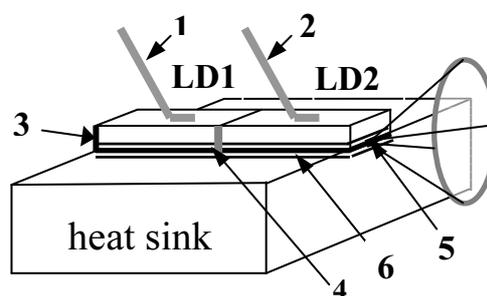


Рис.1. Расположение лазерных чипов относительно друг друга на одном теплоотводе. LD1 – длинноволновый лазер; LD2 – коротковолновый лазер; 1 – верхний контакт со стороны подложки LD1; 2 – верхний контакт со стороны подложки LD2; 3 – отражающая грань LD1; 4 – место соединения просветлённой излучающей грани LD1 и отражающей грани LD2 без диэлектрического покрытия; 5 – излучающая грань LD2; 6 – структурные слои.

В этом случае один из лазеров (более длинноволновый) используется только для накачки, а второй одновременно является нелинейным элементом. По нашим оценкам удастся «заводить» до 50% излучения более длинноволнового лазера в волновод другого.

Такая конструкция в сравнении с двухчастотным лазером имеет ряд преимуществ, связанных с раздельной накачкой каждого лазера, расширением диапазона для генерации разностной гармоник за счет независимого роста двух отдельных структур; использованием комбинированного режима накачки, температурным управлением двух отдельных чипов и наконец, что особенно важно для нелинейных эффектов, с увеличением пространственного перекрытия между основными модами генерации. Все вышеперечисленные преимущества данной схемы, впервые позволили получить, параметрическую генерацию суммарной гармоник, которая уверенно наблюдается при комнатной температуре (рис.2).

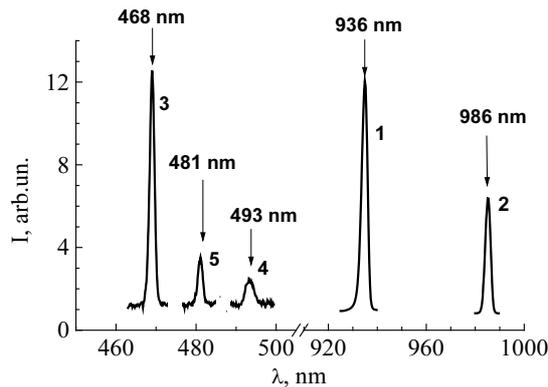


Рис.2. Спектры генерации основных линий (кривые 1,2), спектры вторых (соответственно: кривые 3,4) и суммарной (кривая 5) гармоник «двухчипового» лазера.

Существенная интенсивность суммарной моды указывает на эффективность нелинейного взаимодействия двух мод ближнего ИК диапазона внутри лазерного резонатора и, как следствие, на возможность генерации разностной частоты. Поскольку наблюдение суммарной частоты значительно проще осуществить по сравнению с наблюдением разностной частоты, то такие эксперименты удобно использовать в качестве индикатора эффективности параметрического взаимодействия мод.

На рис. 3 представлены зависимости интенсивности суммарной гармоники от тока накачки чипов. В первом случае (кривая 1) ток длинноволнового чипа фиксировался и варьировался ток коротковолнового чипа, во втором случае (кривая 2), параметром являлся ток коротковолнового чипа, а аргументом ток длинноволнового чипа. Из зависимостей видно, что в первом случае (кривая 1) удается добиться заметно большей интенсивности суммарной гармоники.

Исследование линейной поляризации суммарной гармоники показало, что она является ТМ модой (электрическое поле направлено по нормали к структуре). В то же время основные моды лазеров являются ТЕ модами. Поляризационные исследования подтверждают, что генерация суммарной гармоники происходит благодаря решеточной нелинейности. Поскольку излучение основных мод распространяется в резонаторах диодов вдоль направления (110), то решеточная нелинейность возбуждает электрическую индукцию вдоль направления [001], что соответствует возбуждению ТМ моды.

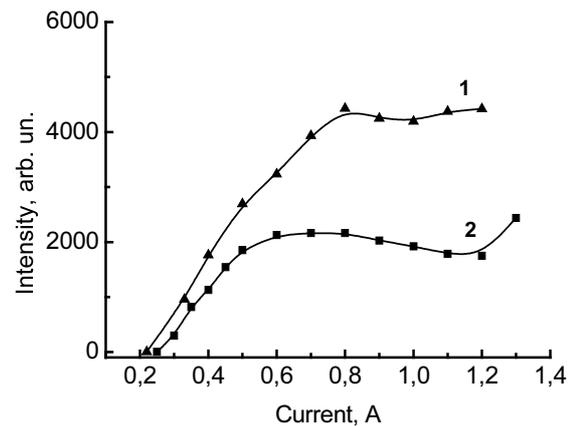


Рис.3. Зависимости интенсивности суммарной гармоники от тока накачки чипов: (кривая 1) – $I_{\text{длинновол.}}=0.9$ А, $I_{\text{коротковол.}}$ -аргумент; (кривая 2) – $I_{\text{коротковол.}}=0.9$ А, $I_{\text{длинновол.}}$ -аргумент.

Авторы выражают благодарность Л.П. Куликовой за изготовление первых образцов «двухчиповых» лазеров.

Работа проводилась при финансовой поддержке совместной программы Американского фонда гражданских исследований и развития (CRDF) и Министерства образования РФ «Фундаментальное исследование и высшее образование» (BRHE) (REC-NN-001), грантов: РФФИ (№ 04-02-17432), МНТЦ (№ 2293), NATO (SfP – 973799 Semiconductors), программы РАН «Низкоразмерные квантовые структуры» и Минпромнауки РФ.

[1] Y.S. Lee, T. Meade, T.B. Norris, A. Galvanuskas, *Appl. Phys. Lett.* 2001. Vol. 78, No 23. P. 3583-3585.

[2] V.Ya. Aleshkin, B.N. Zvonkov, V.I.Gavrilenko, S.V. Morozov, S.M.Nekorkin, K.V.Maremjanin. Experimental observation of emission of mid IR in semiconductor lasers generating two frequency lines in the near IR range. *Proc. of 12th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology*, St.Petersburg, Russia, 2004, p.54-55.

Микроантенны на базе терагерцового квантового каскадного лазера.

Е.Е. Орлова¹, Е.Ф. Орлов², А.М. Белянцев¹,
Т.О. Klaassen³, J.N. Hovenier³, А.А. Adam³, I. Kašalynas³, J.R. Gao³,
B.S. Williams⁴, S. Kumar⁴, Q. Hu⁴, J. L. Reno⁵

¹ ИФМ РАН, ГСП-105, 603950 Н. Новгород, Россия

² НГТУ, 603005, Минина, 24, Н.Новгород, Россия

³ Kavli institute of Nanosciences, TU Delft, P.O. Box 5046, 2600 GA Delft, The Netherlands

⁴ MIT, 77 Massachusetts Avenue, Cambridge, Massachusetts, USA

⁵ Sandia National Laboratories, Albuquerque, NM 87185-0601, USA

e-mail: Orlova@ipm.sci-nnov.ru

Может ли стимулированное излучение из наноструктуры с толщиной меньше длины волны быть узконаправленным? Уменьшение поперечных размеров пучка связано с увеличением дифракционной расходимости. Эта проблема возникла уже в диодных лазерах, где оптическая мода локализована в тонком слое вблизи гетерограницы. Новое поколение полупроводниковых лазеров основано на наноструктурах. Большая эффективность квантовых каскадных лазеров позволила получать стимулированное излучение из структур с толщиной меньше длины волны. Уменьшение размеров дает ряд преимуществ – уменьшение мощности накачки, улучшение условий охлаждения, упрощение процедуры роста. Последнее особенно важно для терагерцовых лазеров, длина волны которых на три порядка превышает размеры квантовых ям. Однако, с точки зрения приложений, таких, например, как использование для гетеродинного детектирования [1], важна узкая направленность излучения.

Нам удалось показать, что узконаправленное излучение из наноструктур возможно, если на базе структуры формируется оптическая система типа антенны бегущей волны [2]. Дальнее поле антенны определяется ее продольным размером и отношением скорости распространения фазы вдоль антенны C_A к скорости света в вакууме C . При $C_A \geq C$ (в диэлектрических антеннах фазовая скорость больше скорости света $C_A > C$) максимум

излучения формируется в направлении продольной оси антенны. Эта ситуация реализуется в диэлектрических антеннах. При этом угловой размер основного максимума излучения определяется отношением длины волны излучения λ к длине антенны L :

$$\sin(\theta) \cong \sqrt{\lambda/2L}. \quad (1)$$

Поперечные размеры антенны много меньше ее длины и мало влияют на картину дальнего поля, которая почти симметрична относительно продольной оси антенны

Мы исследовали излучение терагерцового каскадного лазера [3] (длина волны $\lambda \approx 107$ мкм), представляющего собой GaAs/AlGaAs структуру толщиной $h=10$ мкм, заключенную в металлический волновод и оформленную в виде тонких длинных полос 1118×40 мкм и 600×25 мкм (Рис. 1).

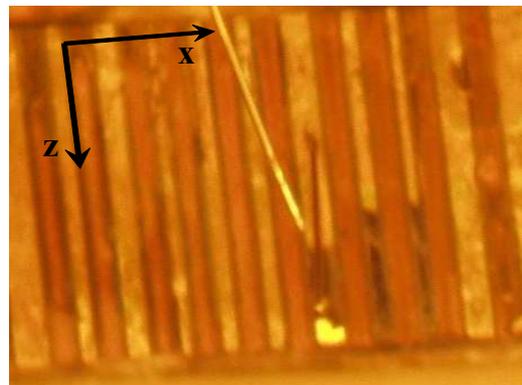


Рис. 1 Фотография структуры

Поперечная структура поля в таком резонаторе описывается модами TE_{0M} с $M=1,2$ в волноводе с поперечным размером $d=40$ мкм и $M=1$ в волноводе с $d=25$ мкм. Малая толщина структуры не допускает распространения мод с вариациями поля по вертикальной координате. Расчет дальнего поля методом эквивалентных токов [2] для структур с толщиной меньше длины волны и шириной малой, по сравнению с длиной, приближенно описывается выражением :

$$E \propto \sqrt{1-Y^2} \frac{\sin(\varphi(\theta))}{\varphi(\theta)}, \quad (2)$$

где $Y=y/r$, $\varphi(\theta)=2\pi L/\lambda(C/C_A-\cos(\theta))$, r – расстояние до точки наблюдения, продольная фазовая скорость в волноводе C_A определяется не только коэффициентом преломления, но и размерами волновода и номером моды.

Распределение интенсивности излучения из структур было измерено в области дальнего поля (Рис. 2).

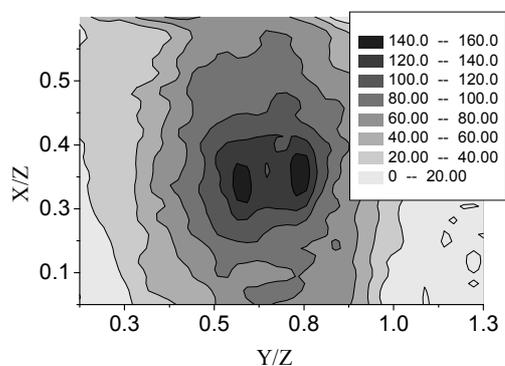


Рис. 2. Распределение интенсивности излучения из структур шириной 40 мкм.

Угловой размер основного максимума соответствует формулам (1), (2) и увеличивается с уменьшением длины структуры. Эти результаты резко противоречат выводу о большой расходимости пучка из структур с толщиной меньше длины волны, сделанному на основе расчетов дальнего поля с помощью интеграла Френеля по

торцевой грани структур [4]. Это приближенный метод, основанный на предположении малости длины волны по сравнению с размерами апертуры, и применяется обычно для расчета излучения из высокочастотных резонаторов. В структурах с размерами меньше длины волны значительная часть энергии поля распространяется вне структуры, при $L \gg \lambda$, $L \gg d$ роль излучения с торца мала, а деструктивная интерференция излучения от разных частей резонатора вдоль оси z приводит к уменьшению расходимости пучка. Следует отметить, что при $C_A > C$ минимальная разность фаз вдоль разных путей отлична от 0, и существенное улучшение направленности возможно при улучшении согласования продольной фазовой скорости моды и скорости света в свободном пространстве.

Таким образом, нам удалось показать, что лазерный резонатор может излучать как антенна бегущей волны, и излучение из микроструктур с толщиной меньше длины волны может быть узконаправленным.

[1] A.J.L. Adam, J.N. Hovenier, M. Haje-nius, T.O. Klaassen and J.R. Gao, B.S. Williams, S. Kumar, and Q. Hu, J.L. Reno, "The Use of Quantum Cascade Lasers as Local Oscillator for Heterodyne Detection of THz Radiation", Proceedings Symposium IEEE/LEOS Benelux Chapter, 2004, Ghent, p. 29-32.

[2] А.З. Фрадин, «Антенны сверх-высоких частот», Сов. Радио (1957).

[3] B.S. Williams, S. Kumar, H. Callebaut, Q. Hu, J.L. Reno, "Terahertz quantum-cascade laser at 100 μ m using metal waveguide for mode confinement", Appl. Phys. Lett. **83**, 2124 (2003).

[4] S. Kohen, B.S. Williams, Q. Hu, "Electromagnetic modeling of terahertz quantum cascade laser waveguides and resonators", J. Appl. Phys. **97**, 053106 (2005).

Атомно-силовая микроскопия сегнетоэлектрических доменов в ТГС

Толстихина А.Л., Гайнутдинов Р.В., Белугина Н.В.

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Ленинский пр. 59, Москва, Россия
e-mail: alla@ns.crys.ras.ru

При исследовании полярной поверхности сегнетоэлектрического кристалла ТГС методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) часто возникают сложности в интерпретации полученных результатов. На АСМ изображениях поверхности, полученных в различных режимах работы микроскопа, наряду с элементами микрорельефа выявляются образования линзовидной формы, характерные для сегнетоэлектрических доменов исследуемой пирамиды роста кристалла ТГС. В зависимости от режимов формирования изображения эти линзовидные образования проявляются по-разному, что иногда ставит под вопрос их идентификацию как доменов. Возникает проблема оценки достоверности интерпретации АСМ изображений сегнетоэлектрических доменов, что крайне необходимо для получения фундаментальных сегнетоэлектрических характеристик кристалла, в особенности это касается определения ширины и высоты доменных границ.

В контактной АСМ в режиме боковых сил домены четко выявляются в форме линз из-за разницы в контрасте областей с различной химией поверхности. В режиме топографии на изображениях доменов фиксируется только ступенька на линзовидной границе, а само изображение такой области слабоконтрастное. Это делает малоэффективным изучение сегнетоэлектрических доменов в контактном режиме.

В прерывисто-контактной АСМ в режиме топографии на изображениях проявляются линзовидные доменные границы в виде светящихся ярких линий. Ступень на доменной границе не видна, поскольку вклад электростатической составляющей в силовое взаимодействие атомов острия и поверхности сегнетоэлектрика является преобладающим. Помимо этого в этом режиме линзовидные образования также встречаются в виде различных элементов ступенчатого микрорельефа (рис.1).

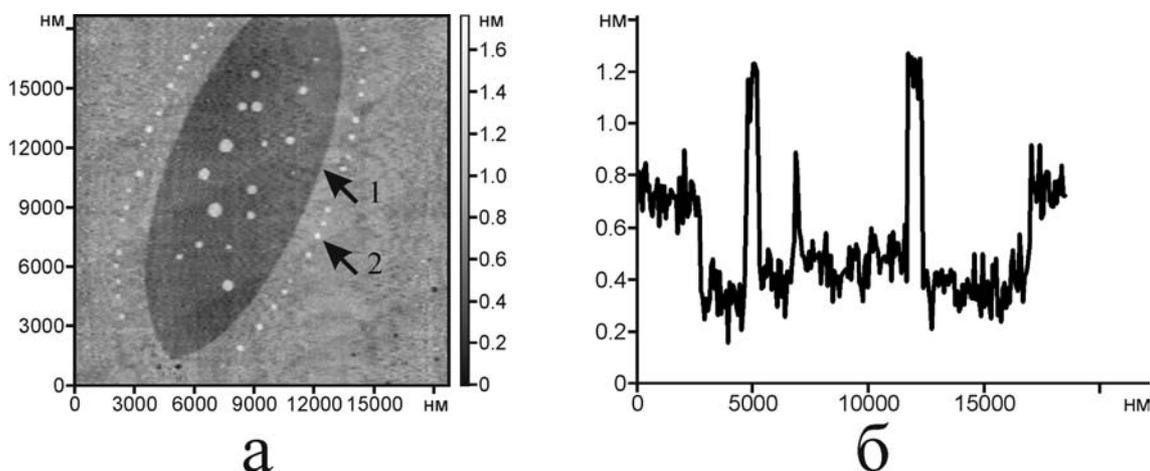


Рис.1. а - Линзовидное образование в виде различных элементов ступенчатого рельефа. (1) в виде впадины, (2) в виде пояса островков высотой в $\frac{1}{2}$ b. Топографическое изображение получено в прерывисто-контактном режиме; б - профиль сечения изображения, проведенного вдоль оси Y через координату 7600 нм. Исследования проводили с помощью микроскопа Solver (P47, NT-MDT), использовали кремниевые кантилеверы NSC 11 (Mikromasch, Эстония).

Исследования, проведенные в прерывисто-контактном режиме *in situ* при нагреве образцов ТГС до T_C и выше, показали, что имеет место интенсивное перемещение ярко светящихся линий, которые совсем пропадают выше T_C . Приложение внешнего электрического поля разной полярности также приводит к появлению и исчезновению светящихся линий. Это свидетельствует о том, что области, ограниченные ярко светящимися линиями и переполяризующиеся под внешними воздействиями, являются реально существующими доменами. образова-

ния линзовидной формы, представляющие собой выступы (впадины) на поверхности основной матрицы и имеющие слабый контраст на своих границах, могут являться лишь элементами микрорельефа, образовавшегося при расколе кристалла на месте ранее существовавших доменов, т.е. являться элементами «памяти» доменов.

На рис.2а можно видеть светящуюся границу части линзы и совпадающую с ней по форме и размерам часть микрорельефа, которая ниже относительно основного уровня

поверхности на 3 нм. По прошествии времени светящаяся граница (стрелка 2) переместилась в сторону расширения линзы, тогда как микрорельеф сохранился неизменным (стрелка 1) (рис.2б). Мы полагаем, что зафиксирован состаренный домен, существовавший в момент раскола кристалла (стрелка 1), в виде неизменного микрорельефа, и реально существующий в момент наблюдения сегнетоэлектрический домен, который увеличился в размерах в процессе исследования (стрелка 2).

Полученные результаты свидетельствуют о том, что не всякое линзовидное образование в кристаллах ТГС, обнаруживаемое на

АСМ изображениях, соответствует реально существующему домену. Поэтому измерения параметров доменной структуры следует проводить при надежной идентификации элементов поверхности сегнетоэлектрика.

Кроме того, при переходе к измерениям сегнетоэлектрических параметров на наноуровне необходимо учитывать неизбежное влияние инструмента измерения на исследуемые параметры.

Таким образом, проведенное феноменологическое описание АСМ изображений сегнетоэлектрических доменов позволяет оценить реальные возможности метода в определении параметров и динамики доменных стенок.

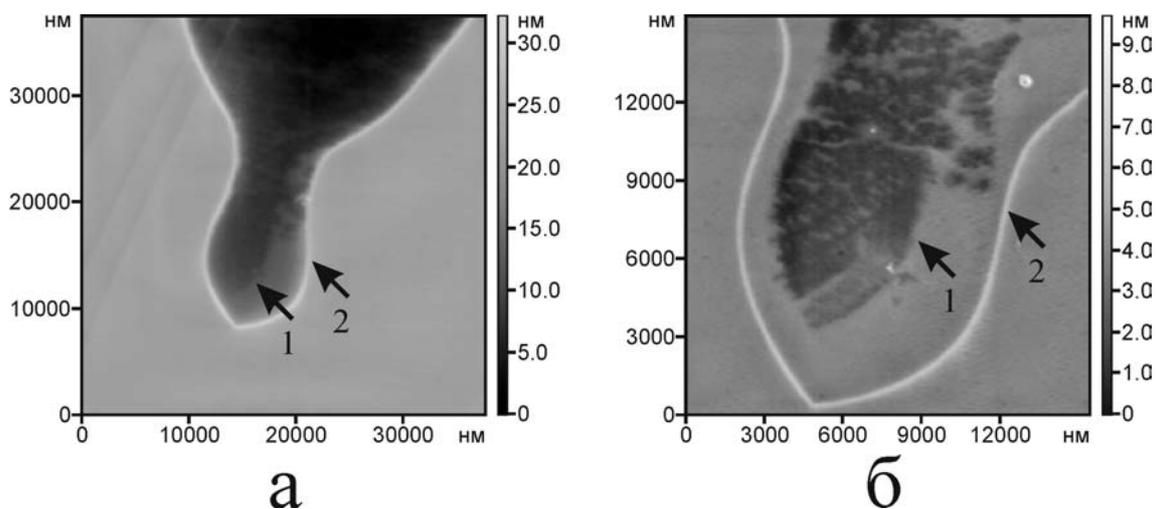


Рис.2 Топографическое изображение (прерывисто-контактный режим) полярного скола состаренного кристалла. Первоначальное сканирование - а, то же место через 1 час 20 мин - б.

Работа выполнена в рамках гранта НШ – 14.04.2003.2

Авторы благодарят ЦКП «Структурная диагностика материалов» при ИК РАН за усовершенствование приборной базы.

Исследование морфологии тонких силикатных пленок, легированных платиной

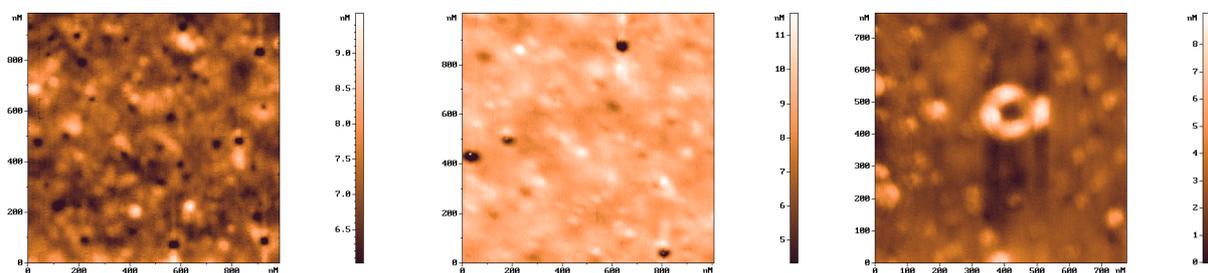
¹Муравьев А.Е., ¹Михайлова С.С.

¹Физико-технический институт УрО РАН, ул. Кирова 132, Ижевск, Россия

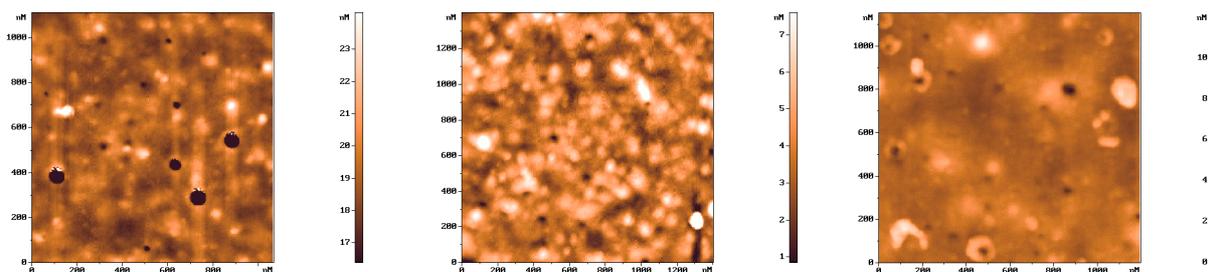
Пленки, получаемые на основе тетраэтоксисилана, нашли применение в технологии изготовления полупроводниковых устройств. В частности, они используются как источники диффузии легирующих примесей в кремний или в качестве каталитических покрытий для тонкопленочных газовых сенсоров. Их свойства существенным образом зависят от структуры кремнийкислородной сетки, пористости, гомогенности и равномерности пленок по толщине. Каталитические свойства пленок в значительной мере будут определяться морфологией их поверхности.

Целью работы являлось изучение изменения морфологии поверхности пленок-катализаторов от концентрации легирующего элемента (Pt) и среды термообработки.

Образцы в качестве легирующего элемента содержали платину, концентрация которой составляла 1%, 10% и 20% (в пересчете на PtO₂). Термообработка образцов проводилась при 500°C в течение 15 минут в среде кислорода или азота. Морфология поверхности пленок исследована на сканирующем зондовом микроскопе Solver P47 (NT MDT) в полуконтактном режиме на воздухе с использованием топографического и фазового контраста.



а) термообработка в атмосфере азота



б) термообработка в атмосфере кислорода

Рис. Изменение морфологии образцов в зависимости от содержания Pt: 1%, 10, 20% (слева направо)

Было установлено, что независимо от среды термообработки при увеличении концентрации платины:

1. понижается пористость пленки;
2. увеличивается количество выделений второй фазы;
3. размер выделений практически не изменяется;
4. при содержании платины 20% выделения явным образом начинают

образовывать конгломераты и распределение второй фазы становится неравномерным.

Существенного влияния среды термообработки на изменение морфологии поверхности установить с помощью метода АСМ не удалось.

Работа поддержана грантом РФФИ-Урал № 04-03-96015

АСМ диагностика структуры пористого анодного оксида алюминия.

Белов А.Н., Гаврилов С.А., Тихомиров А.А., Шевяков В.И.

Московский государственный институт электронной техники (технический университет), 124498,
Москва, г.Зеленоград, проезд 4806, д.5

Email: leon@ntmtdt.ru

К настоящему времени известно большое число способов создания материалов и структур, в которых размеры отдельных элементов не превышают 100 нм. В основе ряда способов лежат процессы самоорганизации наноструктур в ходе их создания.

кантилеверы, содержащие специально выращенное на вершине иглы углеродное острие с радиусом кривизны $\sim 5 - 7$ нм (2 – го типа);

кантилеверы, имеющие специально выращенное на вершине иглы кремниевое

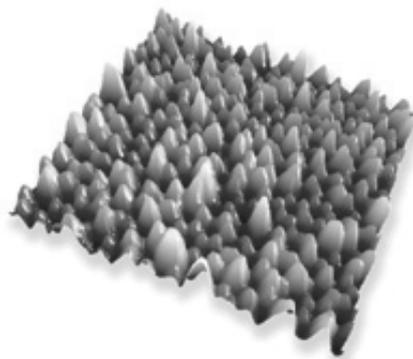
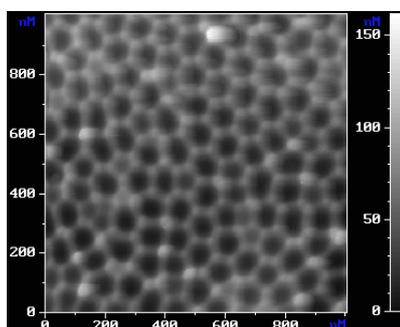


Рис.1 Типичные двумерное (а) и трехмерное (б) изображения поверхности калибровочной структуры, полученные с использованием кантилеверов 1- го и 2- го типов

Один из перспективных методов, относящихся к самоорганизующимся процессам, является анодное окисление алюминия. Однако до настоящего времени отсутствуют систематические сведения о технологии создания анодного оксида алюминия с упорядоченной структурой, которая бы не использовала сложные комбинированные технологические процессы, такие как нанолитография, нанштамп и др.

В данной работе представлены результаты исследования закономерностей формирования анодного оксида алюминия с квазиупорядоченной наноструктурой на основе простых воспроизводимых технологий, включающих предварительную полировку поверхности слоев алюминия, применение различных электролитов и термических режимов анодирования.

В качестве объекта исследования была поверхность слоя алюминия после селективного удаления с него сформированного анодного оксида, наследующая рельеф поверхности оксида. На основе АСМ в полуконтактной моде исследовали морфологию поверхности. В качестве кантилеверов использовали:

стандартные кантилеверы с радиусом кривизны острия иглы $\sim 10-20$ нм (1- го типа);

острие с радиусом кривизны $\sim 2-5$ нм (3 – его типа).

С использованием первых двух типов кантилеверов не удалось преодолеть явления конволюции и получали 3-х мерное изображение поверхности алюминия, согласующееся с известными данными из литературных источников. С использованием кантилеверов 3-го типа получено изображение структуры пористого оксида, принципиально отличающееся от известных, полученных АСМ методом, в максимальной степени приближенное к истинному. Показано, что структура реальных элементарных ячеек пористого оксида алюминия отличается от идеальных тем, что в узловых местах соединения стенок трех ячеек наблюдаются возвышенности, радиус кривизны вершин которых $\sim 2-3$ нм.

Продемонстрировано, что данные структуры являются эффективными в качестве калибровочных структур для точного определения радиуса кривизны большинства используемых кантилеверов.

Выявление корреляции степени упорядоченности структуры оксида алюминия с характеристиками технологических приемов его формирования

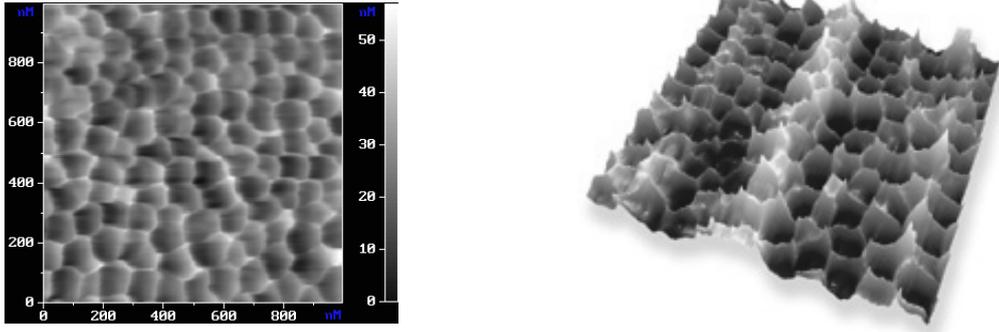


Рис.2. Двумерное (а) и трехмерное (б) изображения поверхности калибровочной структуры, полученные с использованием кантилеверов 3- го типа

осуществляли с использованием Фурье преобразования.

Установлено, что с применением режима термостатирования, возможно формирование пористого анодного оксида

алюминия с упорядоченной структурой элементарных ячеек без использования сложных комбинированных технологических приемов.

High Resolution Investigation of the Domain Kinetics in Lithium Niobate and Lithium Tantalate Single Crystals

V.Ya. Shur¹, E.I. Shishkin¹, I.S. Baturin¹, A.P. Chernykh¹, D.K. Kuznetsov¹, A.I. Lobov¹, A.G. Shur¹, M.A. Dolbilov¹, S. Kurimura², K. Kitamura², K. Gallo³

¹ Ural Center for Shared Use “Scanning Probe Microscopy”, Ural State University, Lenin Ave. 51, Ekaterinburg, Russia

² National Institute for Materials Science, Namiki 1-1, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

³ Optoelectronics Research Center, University of Southampton, Mountbatten Build., Southampton, UK
e-mail: eugene.shishkin@usu.ru

Static domain patterns produced by application of the external electric field in wide temperature range in single crystals of congruent, stoichiometric and MgO doped lithium niobate LiNbO_3 (LN) and lithium tantalate LiTaO_3 (LT) were investigated experimentally in great detail. Moreover the domain kinetics has been studied by computer simulation and experimentally in model structure in order to check applicability of the kinetic approach to explanation of the individual domain shape and domain structure evolution for switching from multi-domain initial state [1].

The step-by-step kinetic model of the domain growth was realized in the model experiment. Evolution of two-dimensional (2D) domain patterns has been investigated in CLN produced by application of external electric field by 2D electrode grating (Fig. 1). The grating structure has been produced by photolithography and the field has been applied using liquid electrolyte.

It was shown that the domain kinetics in this case is governed primarily by merging of individual hexagon domains. It is clearly seen, that the formed individual macro-scale domains are very similar to the usual static domain structures obtained in real samples including full variety of possible shapes from triangles to hexagons and even concave shapes. The only difference is the domains sizes. Since, the artificial domain grating, used for the modeling, has $10\ \mu\text{m}$ period; all the details of the domain configuration are easily distinguishable by the optical microscopy.

High-resolution study of the domains using Scanning Probe Microscopy allows us to reveal the similar special features of the domain shape in submicron- and nano-scale.

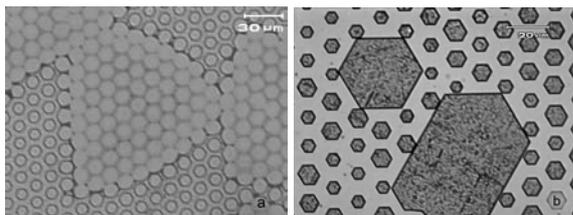


Fig. 1. Optical observation of the model step-by-step domain growth in periodically poled CLN with 2D grating: a) triangle domains; b) hexagon domains.

Computer simulation based on the step-by-step domain growth kinetic model has been used for explanation of the obtained domain patterns. The simple local switching rules have been proposed for domain growth in terms of cellular automata. The results of application of the proposed model (Fig. 2c) are in good agreement with experimentally observed domain patterns (Fig. 2b).

Scanning probe microscopy: contact and non-contact atomic force (AFM) and piezoelectric force (PFM) modes has been used to compare the results of the model experiments and computer simulation to the micrometer scale domain patterns. Proposed kinetic model allows to explain all observed domain shapes both in macro- and micro-scales (Fig. 3).

During experiments we place high emphasis on the domain kinetics in MgO doped LN at elevated temperatures up to 140°C , which shows the unusual domain kinetics with formation of the individual domains with coexistence of X and Y oriented domain walls.

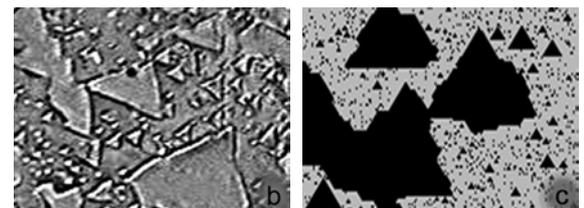
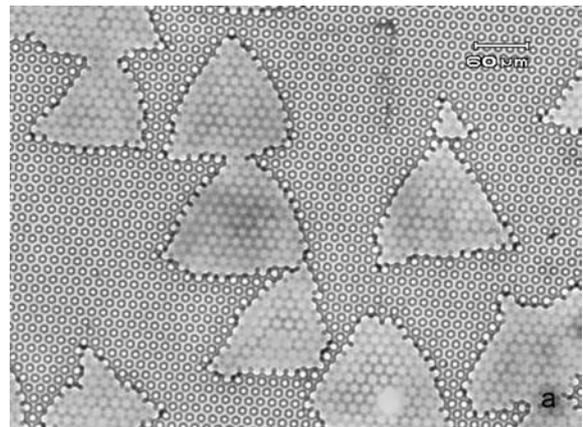


Fig. 2. a) Optical observation of the model step-by-step domain growth in the 2D periodically poled CLN; b) *in-situ* optical observation of the domain kinetics in CLT; c) computer simulation.

One of the main consequences of the proposed model is that the domain shape is governed by the kinetics and strongly affected by such experiment's conditions as electric field pulse parameters and screening properties. Original scenarios of the domain structure evolution were revealed experimentally and discussed accounting for the decisive role of the retardation of the screening process.

It was shown that the domain evolution during decay of the highly-nonequilibrium state represents a self-organizing process, in which the screening of polarization reversal plays the role of feedback. In the case of suppressed screening (artificial dielectric layer under the electrode) the complicated dendrite domain structures (Fig. 4) have been obtained in different materials.

The screening is also ineffective when specially designed short electric pulse shapes are used with sharp switching off. In this case uncompensated depolarization field drastically change the domain kinetics and produce the equidistant arranged arrays of small sub-micron size domains (Fig. 5).

It has been shown both experimentally and by computer simulation that the correlation length of such quasi-periodic self-assembled nano-domain structures is determined by the thickness of the intrinsic or artificial surface dielectric layer.

Finally it must be pointed out that the discussed results of the fundamental investigations are of a great interest as a physical basis for a modern field of technology denoted as "domain engineering".

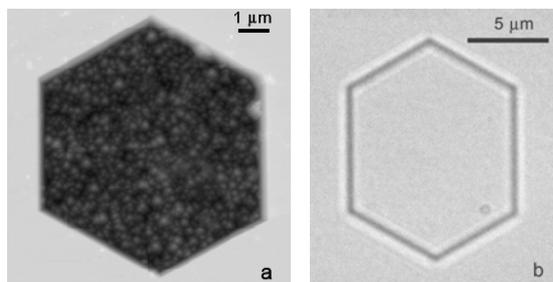


Fig. 3. Hexagon domains in CLN: a) AFM measurement of the relief revealed by selective chemical etching, b) optical observation without etching.

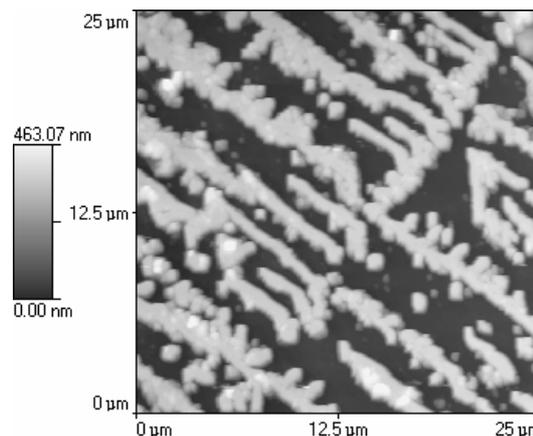


Fig. 4. Self organization in the domain kinetics: dendrite domain structure obtained by switching with artificial dielectric layer in CLN.

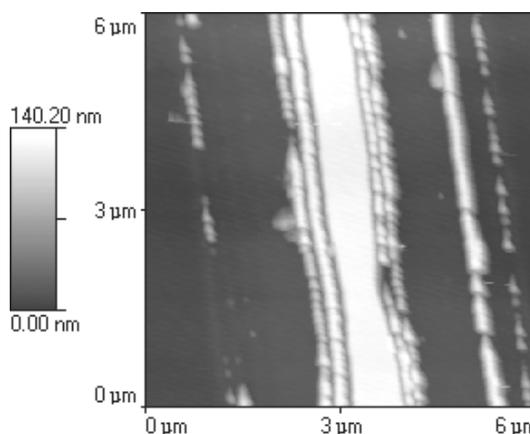


Fig. 5. Self organization in the domain kinetics: arrays of arranged sub-micron domains formed during spontaneous backswitching in MgO:LN.

The research was supported in part by INTAS (Gr.03-51-6562); by RFBR (Gr.04-02-16770); by FAE (Grs.A04-2.9-242 and A04-2.9-240, program DSPHE (Gr.49130)), by U.S. CRDF BRHE and FAE (Award No.EK-005-X1 and PhD Award No.Y1-P-05-20/4146).

[1] Shur, V. Ya., in *Nucleation Theory and Applications* (WILEY-VCH, Berlin-Weinheim, 2004), Ch.6, 226.

Fast Kinetics of the Domain Structure in Lead Germanate Single Crystals

V.Ya. Shur, I.S. Baturin, E.A. Mingaliev, E.I. Shishkin, and P.V. Samarin

Ural Center for Shared Use “Scanning Probe Microscopy”, Ural State University,
Lenin Ave. 51, Ekaterinburg, Russia
e-mail: vladimir.shur@usu.ru

The high-resolution *in-situ* and *ex-situ* methods have been used for the first detail study of the super-fast domain kinetics in ferroelectrics using lead germanate $Pb_5Ge_3O_{11}$ as a model crystal. Qualitative change of the domain evolution scenario for cyclic switching from conventional domain growth to formation and spreading of domain ensembles was shown and studied *in-situ* with microsecond resolution by optical microscopy using stroboscopic lighting and *ex-situ* with nanometer resolution using scanning probe microscopy methods.

Nowadays one of the most demanding problems in the ferroelectric physics crucial for most important applications of the polarization switching is the direct *in-situ* study of the domain kinetics during fast (microsecond and nanosecond range) polarization reversal, so-called “super-fast domain kinetics in strong electric field”. Such study is very important for understanding the mechanisms of the domain kinetics, while the super-fast domain evolution differs qualitatively from slow one (in second and millisecond range) studied by conventional experimental methods and is accompanied by drastic decrease of the domain sizes and formation of the quasi-regular domain patterns [1]. Therefore the experimental study of the fast domain kinetics requires microsecond time resolution and submicron spatial resolution as well.

The study of the fast domain kinetics is most demanding for applications where the direct domain visualization requires too sophisticated techniques (e.g. ferroelectric thin films). The common solution in such a case is to use the model material which permits the direct domain visualization. In our study we used single crystals of lead germanate $Pb_5Ge_3O_{11}$ (PGO) which is a well-known uniaxial ferroelectric with optically distinguishable 180° domains that was intensively used as a model material for the *in-situ* optical studies of domain kinetics [2].

The fast domain kinetics, which requires observation of instantaneous domain patterns with high time resolution, was studied using the known stroboscopic lighting applicable only if the domain kinetics during cyclic switching is reproducible in details. It was shown by us earlier that domain kinetics in PGO is always reproducible [2]. In such a case the conventional polarization microscope equipped with 25 fps video camera allowed us to follow the domain kinetics during fast switching with microsecond time resolution. Moreover the registration and analysis of the switching current data were used for further advanced analysis of the fast domain kinetics.

It was shown that transition from the usual switching regime to super-fast kinetics is accompanied by qualitative transformation of domain structure geometry. While increasing the switching field in order to achieve the fast switching conditions the domain nucleation density starts to increase as well as instability of domain wall shape happens.

We have attributed such instability to essential retardation of the bulk screening effects which drastically enhances the role of depolarizing fields during fast switching. In extreme case this leads to discrete switching governed by correlated nucleation mechanism when normal sideways motion of domain walls is substituted by nucleation of isolated micron and submicron domains in front of existing domain walls. Under specific conditions of pulsed application of high external electric field the formation and propagation of dendrite fractal domain structure was demonstrated in PGO.

Consequently the instantaneous domain patterns during fast and super-fast switching are comprised by a number of micron and submicron features which definitely affect the switching dynamics. The high-resolution Scanning Probe Microscopy (SPM) techniques were utilized in order to go into the nano-scale details of the geometry of domain structures obtained as a result of partial fast switching in PGO. Piezoresponse Force Microscopy (PFM) realized on the basis of a commercial EXPLORER™ PFM was used for visualization of the static domain structure with nanoscale spatial resolution. The numerous statistical treatments of the PFM domain images were carried out in order to quantitatively characterize the domain geometry under various external conditions.

It was shown experimentally with high temporal and spatial resolution that the super-fast kinetics of the domain structure in ferroelectrics is determined by the correlated nucleation effect.

The research was supported in part by RFBR (Gr.04-02-16770) by FAE (Gr.A04-2.9-242, program DSPHE (Gr. 49130)), by U.S. CRDF BRHE and FAE (Award No.EK-005-X1 and PhD Award No.Y1-P-05-20/4146).

[1] Shur, V.Ya., *in Nucleation Theory and Applications* (WILEY-VCH, Berlin-Weinheim, 2004), Ch.6, 226.

[2] Shur, V. Ya., Gruverman, A. L., Letuchev, V. V., Romyantsev, E. L., and Subbotin, A. L., *Ferroelectrics*, **98**, 29 (1989).

Nanoscale Domain Structure in Relaxor Ferroelectrics: PLZT X/65/35 Ceramics

V.Ya. Shur¹, E.V. Nikolaeva¹, E.I. Shishkin¹, D.V. Pelegov¹,
G.G. Lomakin¹, O.V. Yakutova¹, and A. Sternberg²

¹ Ural Center for Shared Use “Scanning Probe Microscopy”, Ural State University,
Lenin Ave. 51, Ekaterinburg, Russia

² Institute of Solid State Physics, University of Latvia, 8 Kengaraga Str., Riga, Latvia
e-mail: vladimir.shur@usu.ru

It is common to attribute the unique properties of relaxors (ferroelectrics with diffuse phase transition) to the presence of nanoscale heterogeneity [1]. The nanoscale domains have been visualized in several relaxors using Scanning Probe Microscopy (SPM) very recently [2,3]. We will show the first experimental investigation of the kinetics and static of nanoscale domain patterns in classical lead zirconate-titanate relaxor ceramics ($\text{Pb}_{1-x}\text{La}_x$) ($\text{Zr}_{0.65}\text{Ti}_{0.35}\text{O}_3$ (PLZT x/65/35) by SPM and by analysis of the switching current data.

High-resolution domain studies have been performed in polished plates of relaxor PLZT x/65/35 ceramics with La concentration from 5 to 10% using Piezoresponse Force Microscopy (PFM) mode realized on the basis of EXPLORER™ SPM.

Ac modulation voltage (10 V, 17 kHz) applied between the tip and the bottom electrode induces the local mechanical deformation due to piezoelectric response proportional to the local value of polarization **Z**-component. Discrimination of the phase of *ac* piezoelectric response gives the contrast between ferroelectric domains with different orientation of spontaneous polarization. The main PFM advantage is the ability to distinguish among different domains even for complete surface screening of the bound charges.

For investigated PLZT ceramics PFM distinguishes ceramic grains and clearly recognizes the difference between nanoscale domains (Fig. 1). The grains have the average size of 4-7 μm and irregular hexagonal shape typical for the dense packing of hot-pressed ceramics. The observed contrast between neighboring grains was attributed to the different crystallographic orientation of the individual grains and as a result different local value of polarization **Z**-component.

Domain structure of PLZT ceramics left over zero-field-cooling presents the quasi-regular maze (“finger-print”) nanoscale patterns (Fig. 2). It can be seen that the fractions of domains with opposite direction of spontaneous polarization are practically equal. It must be pointed out that taking into account the peculiarities of PFM mode the obtained images contain the integral response of the domain structure starting from the surface down to some depth which is determined by the measurement parameters. As a result the absence of sharp boundaries between domains with opposite polarization indicates that the domain structure is non-through (domain walls are not vertical) and represents the three-dimensional (3D) labyrinth (maze). It was shown that the geometry of maze structure quantitatively changes at the grain boundary (Fig. 3).

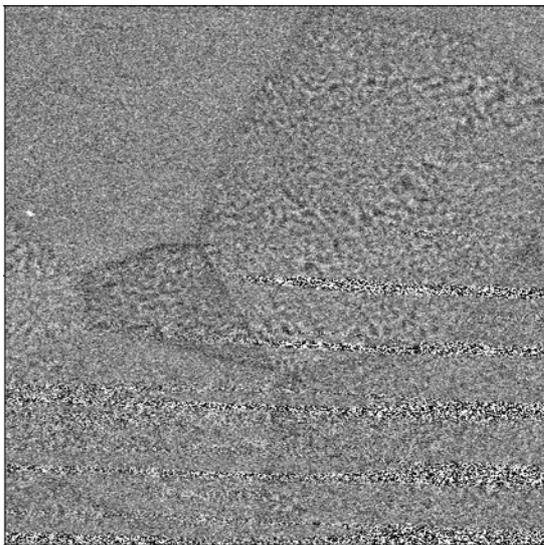


Fig. 1. Ceramic grains visualized by PFM. Scan size $12 \times 12 \mu\text{m}^2$. 9.75/65/35 PLZT ceramics.

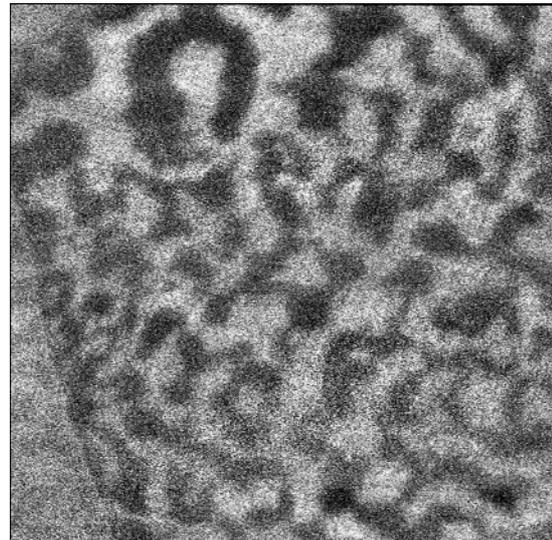


Fig. 2. Maze domain structure visualized by PFM. Scan size $2 \times 2 \mu\text{m}^2$. 9.75/65/35 PLZT.

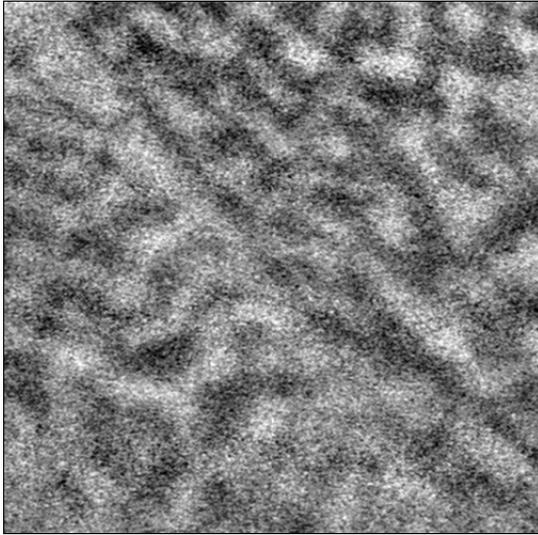


Fig. 3. PFM image of maze structure near the grain boundary. Scan size $2 \times 2 \mu\text{m}^2$. 9.75/65/35 PLZT.

Statistical analysis of the PFM images was performed in terms of the maze domain structure period and autocorrelation function. The distribution function of the maze domain structure period (Fig. 4) fitted by Gaussian gives the average value of maze period $170 \div 220$ nm for different grains for PLZT 9.75/65/35 at room temperature.

Autocorrelation function calculated using the 2D-Fourier transformation gives the information about the typical domain width (110 ± 15 nm) and the period of the maze structure (205 ± 30 nm).

Domain images have been analyzed also using fractal formalism. The surface fractal dimension of the charged domain wall determined by “island method” was 2.5 ± 0.1 , which is very close to dimension for three random Brownian surface [4]. Such result allows us to suppose that formation of the nanoscale domain structure during zero-field cooling is the random spatially non-correlated process. The dependence of the domain structure parameters on the La concentration has been revealed and studied.

Applications of electric field both locally (by conductive SPM tip) and macroscopically (by deposited electrodes) have been used for investigation of nanoscale domain structure evolution. An essential enlargement of the domain sizes have been obtained below the freezing temperature only. While, pronounce spontaneous backswitching (flip-back) effect after removing of external field is obtained for temperatures below the freezing point.

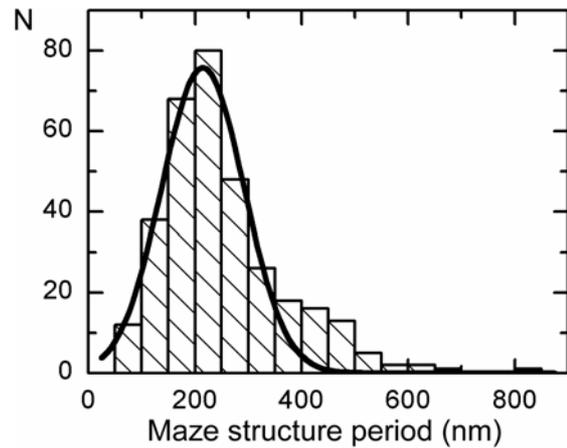


Fig. 4. Distribution function of the period of quasi-regular maze domain structure. 9.75/65/35 PLZT.

The switching current data obtained for macroscopic switching were treated as a sum of two inputs: (1) charging current of ferroelectric capacitor and (2) switching current caused by domain kinetics. The application of modified Kolmogorov-Avrami formula for finite size media allows us to claim that two-dimensional growth of initial domains dominates in our experiments and that initial multi-domain state represents connected maze-type structure [5,6].

In conclusion, the first demonstration of domain structure visualization in PLZT ceramics by PFM mode was done. The existence of quasi-regular maze nanoscale domain structure in relaxor phase with the typical domain width 110 ± 15 nm and fractal dimension 2.5 ± 0.1 was demonstrated.

The research was supported in part by RFBR (Gr.04-02-16770, Gr.04-02-96009-p2004ural); by FAE (program BRRU (Gr.UR 06.01.028)), by U.S. CRDF BRHE and FAE (Award No.EK-005-X1 and PhD Award No.Y1-P-05-20/4146).

- [1] Cross, L. E., *Ferroelectrics*, **151**, 305 (1994).
- [2] Lehnen, P., Kleemann, W., Woeike, Th., and Pankrath, R., *Phys. Rev. B*, **64**, 224109 (2001).
- [3] Abplanalp, M., Baroshava, D., Bridenbaugh, P., Erhart, J., Fousek, J., Guenter, P., Nosek, J., and Shulc, M., *J. Appl. Phys.*, **91**, 3797 (2002).
- [4] Feder, J., *Fractals* (Plenum Press, NY, 1988).
- [5] Shur, V. Ya., Rumyantsev, E. L., and Makarov, S. D., *J. Appl. Phys.*, **84**, 445 (1998).
- [6] Shur, V. Ya., Rumyantsev, E. L., Lomakin, G. G., Yakutova, O. V., Pelegov, D. V., Sternberg, A., and Kosec, M., *Ferroelectrics*, **314** (2005) (in press).

Observation of As-grown Domain Structure in Doped Lithium Niobate Crystals

V.Ya. Shur¹, E.I. Shishkin¹, E.V. Nikolaeva¹, D.K. Kuznetsov¹, D.V. Pelegov¹, S.N. Zhu², Y.Y. Zhu², H.T. Wang², M.N. Palatnikov³, and I.I. Naumova⁴

¹ Ural Center for Shared Use “Scanning Probe Microscopy”, Ural State University, Lenin Ave. 51, Ekaterinburg, Russia

² National Laboratory of Solid State Microstructures, Nanjing University, 22 Hankou Road, Nanjing, China

³ Institute of Chemistry and Technology of Rare Elements and Mineral Raw Materials, Kola Centre RAS, Fersman Str. 26a, Apatity, Russia

⁴ Physics Department, Moscow State University, Khokhlova Str. 1, Moscow, Russia
e-mail: eugene.shishkin@usu.ru

As-grown domain structure was investigated in rare-earth (Gd, Tb, Er) and MgO doped lithium niobate LiNbO_3 (LN) single crystals grown by Czochralski method and in Nd:Mg:LiNbO_3 single crystals with built-in periodical domain structures grown by Czochralski and flux methods [1]. The geometry of the as-grown domain structure was studied without chemical etching by non-destructive methods: (1) optical visualization of domains in the bulk at different depth, and (2) high-resolution visualization near the polished polar surfaces by Piezoresponse Force Microscopy (PFM).

Optical investigation of doped LN shows that zero-field-cooling of the crystals after growth leads to the formation of the complicated bulk multi-layer domain structure with charged domain walls (Fig. 1). Domains represented themselves the

shapeless plates forming several layers with charged domain walls frozen in the bulk at different depth are stable even under application of electrical field much higher than coercive one. Different domain layers correspond to growth striations. Doping favors multilayer domain structure which can form perfect periodic patterns. Growth of domains from bulk to the polar surface may occur mostly along domain edges.

PFM measurements give the detail information about the domain structure. Shapeless geometry of domains and irregular shaped domain boundary are similar to the optical images (Fig. 2). High-resolution images reveal smaller scale irregularities demonstrating scaling behavior. Complicated PFM contrast near domain edges indicates three-dimensional (3D) domain geometry.

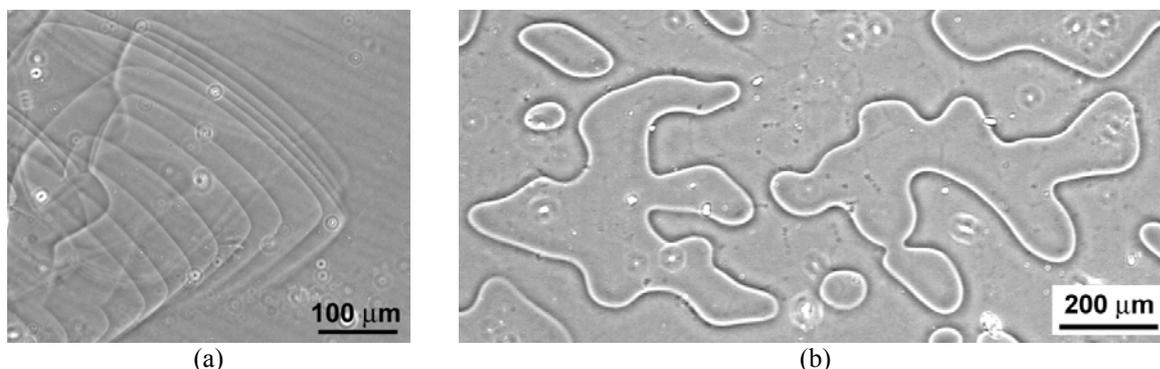


Fig. 1. (a) As-grown multilayer periodic domain structure in LN:Gd (0.26%). (b) Shapeless as-grown domains with charged domain walls frozen in the bulk LN:MgO (1.5%). Optical visualization.

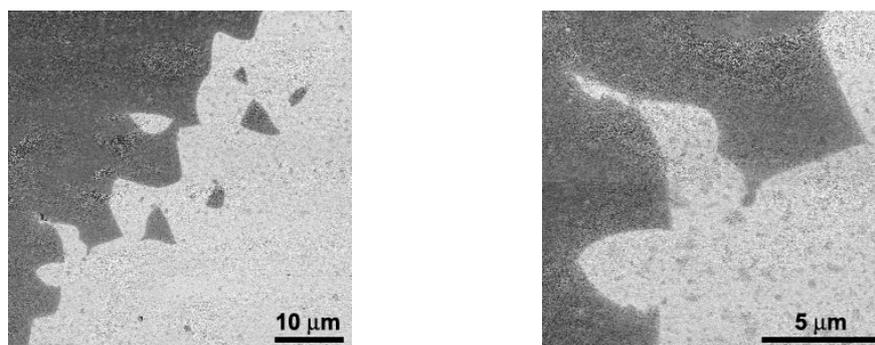


Fig. 2. As-grown domain structure in LN:Gd (0.6%). Irregular shaped domain boundary. Visualization by PFM.

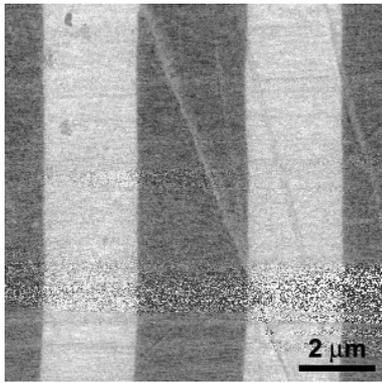


Fig. 3. Built-in periodical domain structure in Nd:Mg:LN. Visualization by **PFM**.

We propose that formation of the domain structure during phase transition is governed by the spatial distribution of impurities. Aforementioned results are concerned to the case of "random" impurities distribution.

Another experimental situation is realized in Nd:Mg:LN with artificially produced periodical distribution of impurities. The formation of the growth striations is due to (1) asymmetric heat field for Czochralski method and (2) the action of self-organization mechanism for flux method (Fig. 3).

It is shown that the domain walls coincide with the maxima and minima of Nd-impurity modulation [1]. The "effect of the face" reveals itself in the increase of the Nd concentration in the crystal and in the stabilization of the domain walls orientation.

The obtained wall shape is explained on the basis of our model of the domain structure formation during phase transition in the sample with growth striations (Fig. 4) [2].

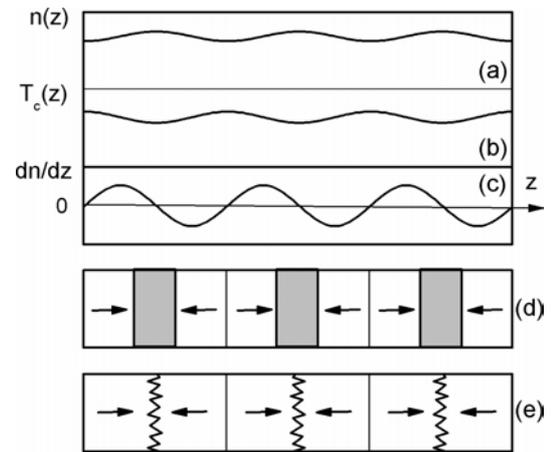


Fig. 4. Scheme of the formation of as-grown domain structure in ferroelectrics with growth striations: (a) impurity concentration, (b) Curie temperature, (c) impurity concentration gradient, (d) heterophase structure during phase transition, (e) domain structure below T_c .

The research was supported in part by INTAS (Gr.03-51-6562); by RFBR-NNSF (Gr.03-02-39004); by FAE (program DSPHE (Gr. 49130)), by U.S. CRDF BRHE and FAE (Award No.EK-005-X1 and PhD Award No.Y1-P-05-20/4146).

- [1] Naumova, I. I., Evlanova N. F., Blokhin, S. A., Lavrishchev, S.V., *J. Cryst. Growth*, **187**,102 (1998).
- [2] Shur, V. Ya. and Rumyantsev, E. L., *J. Korean Phys. Soc.*, **32**, S727 (1998).
- [3] Evlanova, N. F., Naumova, I. I., Chaplina, T. O., Blokhin S. A., Lavrishchev S. V., *J. Cryst. Growth*, **223**, 156 (2001).

Observation and Manipulation of Nanoscale Domain Structures in Ferroelectrics by Scanning Probe Microscopy

V.Ya. Shur¹, E.I. Shishkin¹, E.V. Nikolaeva¹,
L.M. Eng², L.L. Galambos³, and R.O. Miles³

¹Ural Center for Shared Use “Scanning Probe Microscopy”, Ural State University,
Lenin Ave.51, Ekaterinburg, Russia

²Institute of Applied Photophysics, University of Technology Dresden, Mommsenstr. 13, Dresden, Germany

³Stanford Center for Photonics Research, Stanford University, CIS-X Building, Stanford, CA, USA
e-mail: vladimir.shur@usu.ru

The recent achievements in nanoscale domain engineering in ferroelectrics are reviewed. The variety of applications of the Scanning Probe Microscopy (SPM) for observation and manipulation of nanodomain structures is demonstrated and discussed as one of the most promising method of domain nano-engineering.

SPM proved to be a superior tool for both nondestructive observation and precise manipulation of domain structure in ferroelectrics with nanoscale spatial resolution [1,2]. The SPM-based domain engineering techniques are utilized for a number of promising applications of ferroelectrics, such as high-density data storage and nonlinear optical devices [3,4]. Further advances in development of these methods require the detailed study of domain kinetics in strongly inhomogeneous external electric field produced by conductive SPM tip used as a mobile nanoscale electrode. Although several approaches [4] were proposed recently for description of the domain propagation in polar direction (forward growth) and subsequent sideways broadening under electrically biased SPM tip the problem is still open and needs theoretical and experimental study.

Lead germanate $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$ (PGO) and stoichiometric lithium tantalate LiTaO_3 (SLT) being the well known uniaxial ferroelectrics with three-fold symmetry were selected for the present study.

PGO was intensively used as a model material for *in situ* study of domain dynamics by optical methods as a unique uniaxial ferroelectric with optically distinguishable domains [5,6]. The plates of PGO were cut normally to polar direction from single-crystals of high optical quality grown by

Czochralski method in Ural State University, Russia and carefully polished [6].

The SLT is famous for its unique nonlinear optical properties and potential usage in various nonlinear optical devices [7]. The studied unique SLT samples treated by Vapor Transform Equilibration (VTE) process in Silicon Light Machines, USA demonstrate the record low coercive field (below 2 kV/cm), which is more than 100 lower than in usual congruent LT [7].

Both PGO and VTE-SLT represent low-coercive materials, which are compatible with voltage limit used in conventional SPM instruments, thus giving the possibility to manipulate the domain structure applying hundreds volts to half-millimeter-thick samples.

The Piezoresponse Force Microscopy (PFM) [2] and Kelvin Probe Force Microscopy (KPFM) [8] were realized on the basis of a commercial EXPLORER™ SPM. Both modes were used for visualization of ferroelectric domain structure in PGO and VTE-SLT with nanoscale resolution.

The contact PFM mode analyzes the piezoelectric response of the volume fraction mechanically deforming under the locally applied *ac* electric field. As a result the two-dimensional (2D) map of the complete 3D piezoelectric tensor can be obtained providing the insight to the different ferroelectric domains [2].

The non-contact KPFM mode locally probes the 2D distribution of the electrostatic surface potential made up by the sum of all charges present at or close to the sample surface. Thus the spatial distribution of the bound charges corresponding to ferroelectric domain structure can be deduced [8].

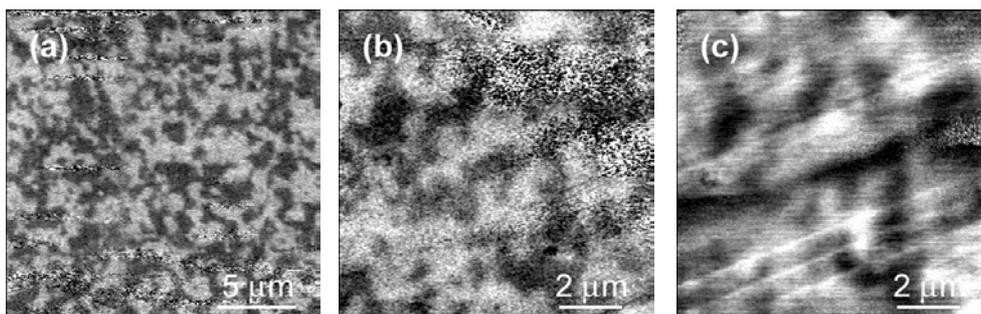


Fig. 1. Visualization of as-grown domain structure in PGO by: (a), (b) PFM, and (c) KPFM modes.

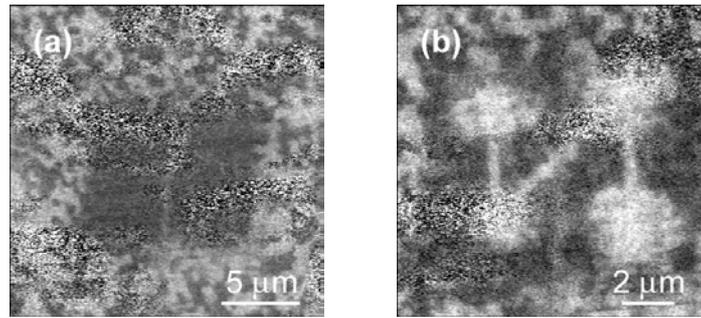


Fig. 2. Results of domain manipulation in PGO visualized by PFM after: (a) erasing and (b) writing stages.

Visualization of the as-grown domain structure in PGO samples by PFM showed approximately equal fractions of domains with opposite direction of spontaneous polarization [Fig. 1(a)]. The irregularly shaped maze structure consisting of domains with the size ranging from ~ 100 nm up to microns in diameter was quantitatively characterized by the fractal dimension.

The images of the same as-grown domain structure obtained by PFM and KPFM modes are essentially different (compare Fig. 1(b) and Fig. 1(c)). Distinct domain boundaries and a clear contrast difference between domains are seen in the PFM image [Fig. 1(b)]. At the same time it is difficult to locate the position of the boundaries from the KPFM image due to the broad diffuse regions of intermediate contrast separating domains [Fig. 1(c)]. The pronounced blurring for the latter image is due to the following reasons: (1) diffused distribution of the bulk screening charges near the surface, (2) the larger volume of integration for the KPFM signal measured in non-contact mode as compared to PFM contact operation.

Various scanning techniques (e.g. point, line or area exposure) as well as different field application regimes (*dc* or pulsed mode) were probed for manipulation of domain structure in PGO and VTE-SLT while biasing the SPM tip. Such important characteristics of domain kinetic as field dependence of sideways domain wall motion velocity were extracted and analyzed. Retention properties of domain structure after local polarization switching were examined resulting in calculation of the characteristic curve determining the threshold values of switching pulse parameters (amplitude and duration) for formation of the stable nanodomains using point exposure technique. The dependence of the width of the artificial stripe domains on scanning rate was obtained for line exposure technique. It was shown that increasing of the scanning rate above certain value leads to the transition of the written domain pattern from solid line to dashed one.

Typical results of local switching experiments in PGO are presented on Fig. 2. These experiments were carried out in two stages: “erasing” and “writing”. During the erasing stage [Fig. 2(a)] the SPM tip was biased with a *dc* voltage while operating (scanning line by line) in conventional contact atomic force microscopy (AFM) mode. By

next stage the writing procedure was executed inside the erased region [Fig. 2(b)]. For this purpose the SPM tip was successively placed in four different positions where the unipolar electric field pulses with opposite polarity were applied for 5 minutes in each point.

The same switching pulses were also applied during motion of the tip between these points. Resulted domain pattern consists of “domain spots” centered in the points of field application and “domain lines” connecting the spots along the pass of tip motion (Fig. 2). The diameter of the spots ranges from 2 to $3.5 \mu\text{m}$. The width of domain lines is about $0.5 \mu\text{m}$. The PFM signal over the spots is nonuniform with sizes of inhomogeneity ranging from 0.5 to $1.5 \mu\text{m}$. The discrete structure of domain spots could be explained as a result of partial restoration of initial maze domain structure destroyed during erasing procedure.

The research was supported in part by INTAS (Gr.03-51-6562); by RFBR (Gr.04-02-16770); by RFBR-NNSF (Gr.03-02-39004); by FAE (program BRRU (Gr.UR 06.01.028); by U.S. CRDF BRHE and FAE (Award No.EK-005-X1 and PhD Award No.Y1-P-05-20/4146).

- [1] Gruverman, A. L., Auciello, O., Hatano, Y., and Tokumoto, H., *Ferroelectrics*, **184**, 11 (1996).
- [2] Eng, L. M., Bammerlin, M., Loppacher, Ch., Guggisberg, M., Bennowitz, R., Lüthi, R., Meyer, E., Huser, Th., Heinzelmänn, H., and Güntherodt, H.-J., *Ferroelectrics*, **222**, 153 (1999).
- [3] Fujimoto, K. and Cho, Y., *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 5265 (2003).
- [4] Rosenman, G., Urensky, P., Agronin, A., Rosenwaks, Y., Molotskii, M., *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 103 (2003).
- [5] Iwasaki, H., Sugii, K., Yamada, T., and Niizeki, N., *Appl. Phys. Lett.*, **18**, 444 (1971).
- [6] Shur, V. Ya., Gruverman, A. L., Letuchev, V. V., Rumyantsev, E. L., Subbotin, A. L., *Ferroelectrics*, **98**, 29 (1989).
- [7] Tian, L., Gopalan, V., and Galambos, L., *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 4445 (2004).
- [8] Lu, X. M., Schlaphof, F., Grafström, S., Loppacher, Ch., Eng, L. M., Suchanek, G., and Gerlach, G., *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 3215 (2002).

New Approach to Chemical Etching as a Method of Domain Visualization in Ferroelectrics

V.Ya. Shur¹, A.I. Lobov¹, A.G. Shur¹, E.I. Shishkin¹, S. Kurimura², K. Terabe²,
X.Y. Liu², and K. Kitamura²

¹Ural Center for Shared Use “Scanning Probe Microscopy”, Ural State University,
Lenin Ave.51, Ekaterinburg, Russia

²National Institute for Materials Science, Namiki 1-1, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan
e-mail: vladimir.shur@usu.ru

The high resolution measurements of the surface relief produced by etching in multi-domain uniaxial ferroelectric lithium tantalate and computer simulation of the etching kinetics allow us to propose a new approach to analysis of the experimental data. The proposed mathematical treatment reveals the real domain shape and extracts the information about domain kinetics during etching. It was shown that the method is of principal importance for investigation of the evolution of submicron and nanoscale domain patterns [1].

Selective chemical etching is one of the most popular methods of domain visualization in ferroelectrics intensively used over fifty years. It is the simplest, but very effective and universal method for revealing the domain structure near sample's surface. The method is based on the etching anisotropy. In lithium tantalate LiTaO_3 (**LT**) the etching rate at Z^- surface is about 1000 times faster than at the Z^+ surface. As a result, the etch relief corresponding to domain structure can be visualized

by various types of microscopy: optical, scanning electron or scanning probe. It is accepted that etching procedure does not change the domain structure and allows us to visualize the positions of the domain walls in details.

The investigated magnesium oxide doped stoichiometric LT (**MgO:SLT**) crystals have been grown by double-crucible modification of Czochralski technique [2]. The samples represent the 0.5-mm-thick polished plates cut normal to the polar axis. The periodic domain structure has been created by application of electric field pulses using lithographically deposited strip metal electrode structure with period about $8\ \mu\text{m}$ on Z^+ surface and continuous electrode of liquid electrolyte (LiCl aqua solution) on Z^- . The electrode strips have been elongated in Y direction. The chemical etching has been done at the temperature range from 25 to 45°C in pure **HF** acid for time interval ranged from 20 to 120 minutes thus allowing to obtain the etch depth about from 40 to 200 nm.

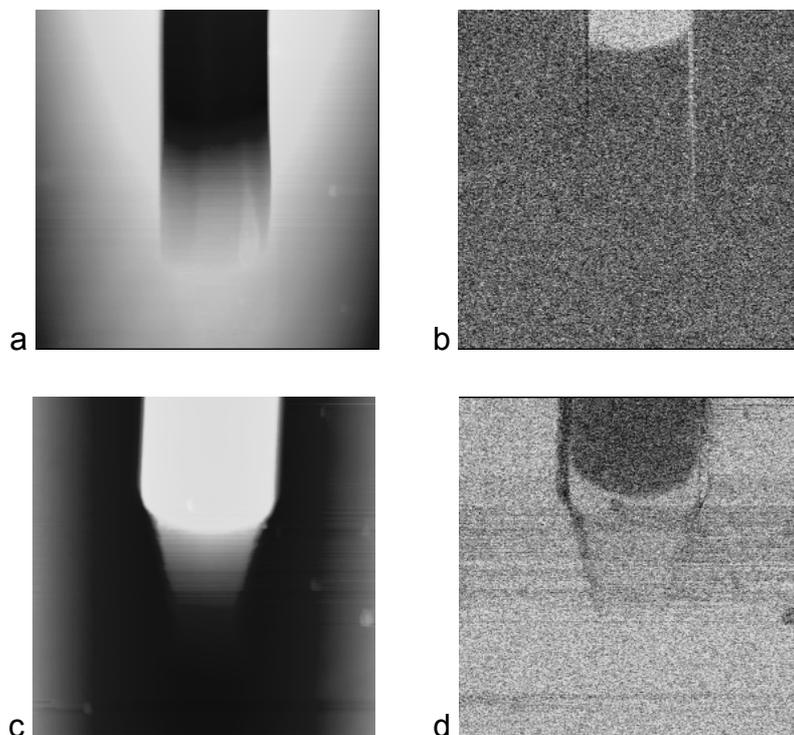


Fig. 1. **SPM** observations of the domain structure (a), (b) at Z^+ surface, (c), (d) at Z^- surface. Left - **AFM**, right - **PFM**. Scan area $10 \times 10\ \mu\text{m}^2$, depth 167 nm. Etch temperature 27°C , etch time 120 min.

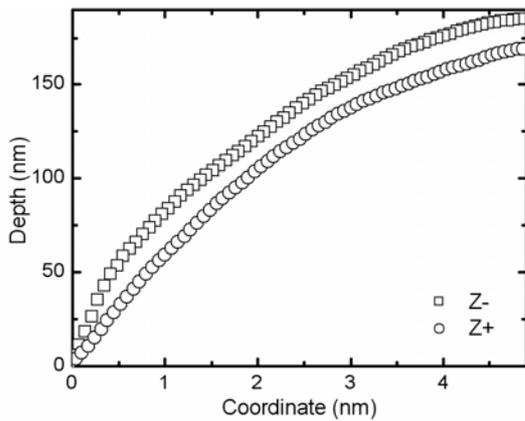


FIG. 2. Cross-section of the etch relief of the end of the strip domain at Z^+ and at Z^- surface measured by AFM.

Detailed investigation of the etch relief has shown that domain structure has been significantly changed during etching procedure (Fig. 1). The revealed effect, named “backswitching”, represents in spontaneous shift of the ends of the stripe domains, and observed as a smooth height increase at the domain end instead of abrupt step (Fig. 2).

The proposed mechanism of the etch-induced switching is based on the crucial role of the decreasing of the screening of the depolarization field while removing the surface layer [1, 3-5]. The proposed difference of bulk screening mechanisms [4-8] for $MgO:SLT$ and congruent LT , allows us to explain the observed increase of the etch-induced backswitching effect as a result of doping [1].

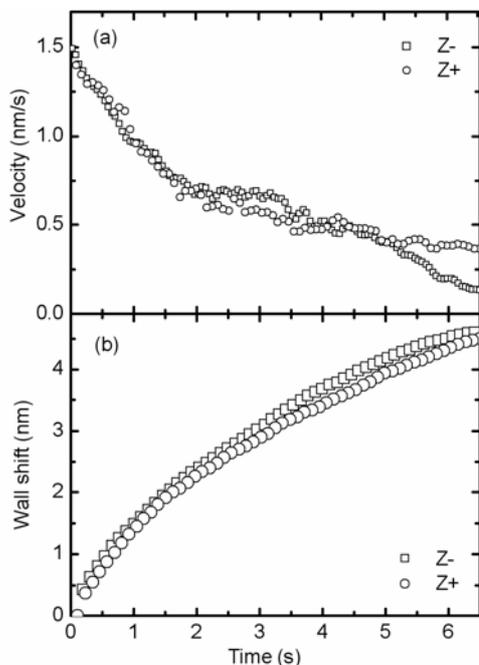


FIG. 3. Time dependence of the domain wall: (a) - velocity (b) – wall shift during etching of periodic domain structure extracted by analysis of the etch relief and measured by AFM.

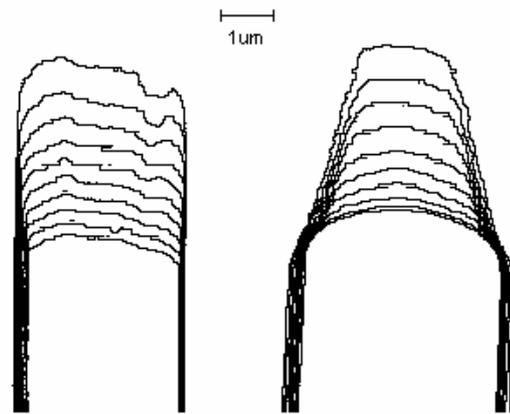


FIG. 4. Sequence of domain wall positions during etching extracted by analysis of the etch relief: left Z^+ , right Z^- surface. Time interval - 700 s.

Finally, the new effect of etch-induced evolution of the ferroelectric domain structure has been obtained. The new method of etch relief analysis was proposed. It allows for the first time to use the selective etching for investigation of the domain kinetics. Thus it is possible to extract the complete information about the domain kinetics in nanoscale from SPM measurement of etch relief.

We can obtain the position and sideways motion velocity of the domain walls in any point of the region, switched during etching, and at any moment of the etch time (Fig. 3 and 4). Moreover the comparison of the etch relief on the opposite polar surfaces can be used for revealing the local velocity of the forward growth in any point of switched region.

The etch-induced kinetics of periodic domain structures can be used as a method of nanoscale domain engineering.

The research was made possible in part by Grant 04-02-16770 by Grant 03-02-39004 of RFBR-NNSF; by Grant UR 06.01.028 of Program BRRU FAE, by Award EK-005-X1 of the U.S. CRDF BRHE and FAE.

- [1] Shur, V. Ya., Lobov, A. I., Shur, A. G., Kurimura, S., Nomura, Y., Terabe, K., Liu, X. Y., and Kitamura, K., Appl. Phys. Lett. (2005) (in press)
- [2] Y. Furukawa, K. Kitamura, E. Suzuki, and K. Niwa, J. Cryst. Growth, **197**, 889 (1999)
- [3] V.Ya. Shur, in *Nucleation Theory and Applications* (WILEY-VCH, Berlin-Weinheim, 2004), Ch.6, 226
- [4] V.Ya. Shur, Phase Transitions, **65**, 49 (1998)
- [5] V.Ya. Shur and E.L. Romyantsev, Ferroelectrics, **191**, 319 (1997)
- [6] V. Fridkin, *Ferroelectrics Semiconductors* (Consultants Bureau, NY and London, 1980)
- [7] U. Robels and G. Arlt, J. Appl. Phys., **73**, 3454 (1993)
- [8] P. Lambeck and G. Jonker, J. Phys. Chem. Solids, **47**, 453 (1986)

Optical studies of strained GaAs/GaInP core-shell quantum wires

M.-E. Pistol, N. Sköld, L. Samuelson, and W. Seifert

Solid State Physics, Box 118 Lund University, Lund SWEDEN

e-mail: mats-erik.pistol@ff.lth.se

We have investigated single quantum wires of GaAs embedded in a shell of GaInP. The composition of the GaInP was varied such that the core of GaAs was under tensional strain as well as under compressional strain. The quantum wires were characterized by photoluminescence (PL), electron microscopy and we also performed theoretical calculations. The samples were grown by the vapor-liquid-solid (VLS) technique. In this method small drops of gold are deposited on the sample. The gold droplets catalyse the growth of semiconductor wires. The growth technique can be Metal - Organic Vapor Phase Epitaxy, but other methods have also been used. Our wires were grown in the (111)-direction. They had a hexagonal cross-section and (110)-type facets.

In Figure 1 we show an image of quantum wires grown by this technique.

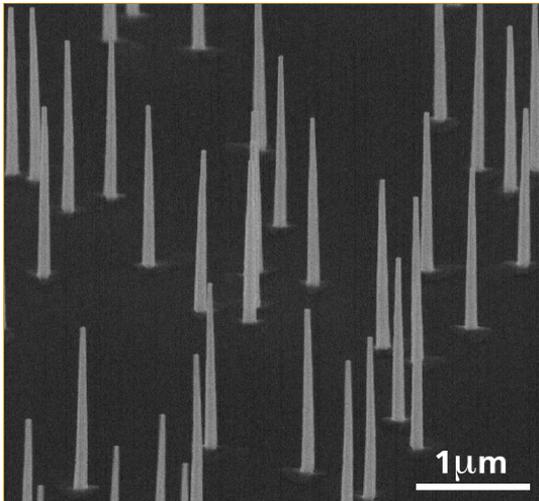


Fig. 1. A set of quantum wires imaged using a scanning electron microscope.

By increasing the growth temperature it is possible to grow a shell around the initial wire. This shell can be of a different material and the core can thus

become strained. The samples that we have studied consisted of a core of GaAs and a shell of GaInP. The thickness of the core was 40 nm and the thickness of the shell was about 90 nm. The PL measurements were carried out at 7 K using a microscope allowing easy access of individual wires. For detection we used a liquid nitrogen cooled CCD-camera.

In Figure 2 we show the PL spectra from both the core and from the shell. The emission from the core is quite narrow and shows a clear shift with the composition of the shell. The shell emission also shifts. In this case both the strain and the composition of the shell is responsible for the change in the energy of the lines. The emission from the shell shows considerable structure and for low Gallium-content we observe many emission lines. We attribute these lines to composition fluctuations of the shell on different facets of the core. In addition it is known that GaInP is easily ordered and we expect that the different facets also will show different ordering effects.

We have computed the expected energy transitions using linear deformation potential theory coupling eight-bands. The strain was computed in three dimensions using continuum elasticity. The computing time was about one hour on a modern personal computing. In this case the strain energy was minimized using a finite difference method on a grid of $120 \times 120 \times 120$ grid points. The elastic constants were taken from literature and not fitted to the data.

Figure 3 shows a comparison between theory and experiment for the emission energy obtained from the core. With increasing composition of the shell the compressive strain in the core increases which in turn increases the band-gap. We find that the theory adequately describes the experimental data.

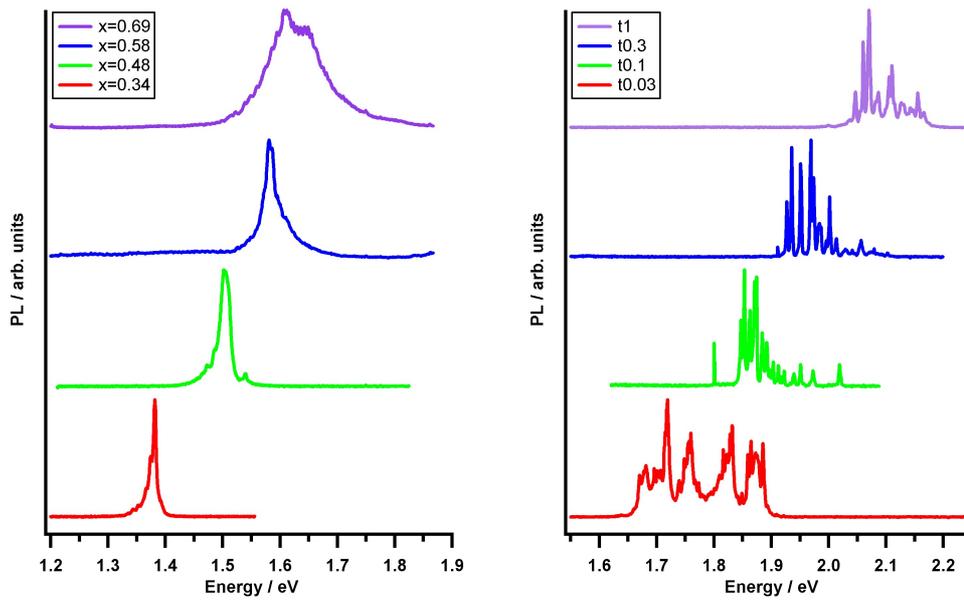


Figure 2. Plots of the photoluminescence from four different samples. The left panel shows the core emission and the right panel the emission from the shell. The composition of the shell clearly affects the emission energies. This is due to strain effects.

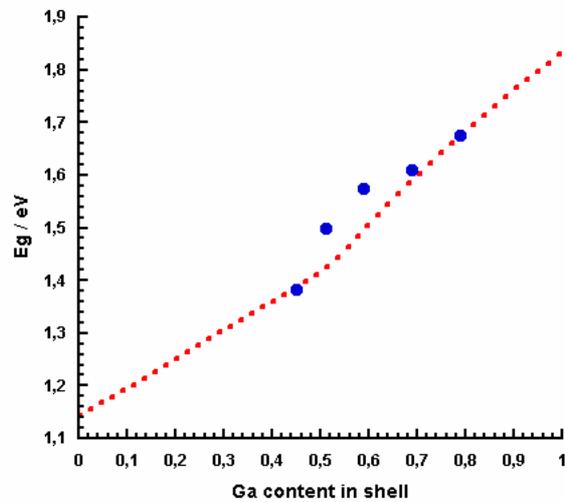


Figure 3. A comparison of the calculated and the measured transition energy of the GaAs core. Small dots – calculated bandgap, big circles – measured bandgap. A good agreement is found.

Phase transitions in chemisorbed iodine layer on Cu(110)

B.V.Andryushechkin, K.N.Eltsov, V.M.Shevlyuga

Center for Natural Science Research; A.M.Prokhorov General Physics Institute of Russian Academy of Sciences, Vavilov str.38, Bldg. L2, 119991 Moscow, Russia.
e-mail: andrush@kapella.gpi.ru

In this paper we present results on iodine adsorption on the (110) face of copper. This study is a logical continuation of the series of our works concerned iodine adsorption on Cu(111) and Cu(100) [1]. Since the (110) planes of fcc metals are characterized by a difference in the substrate corrugation along the $\langle 110 \rangle$ and the $\langle 100 \rangle$ directions, we expect to find peculiarities of the iodine behavior on Cu(110) in comparison to other copper faces. The aim of research was to examine the atomic structure of iodine monolayer at different coverage and find out which scenario of compression is realized in this case.

All experiments were carried out in an UHV system consisting of two connected chambers, one used for spectral analysis, the other – for STM and LEED measurements. The base pressure in both chambers did not exceed $2 \cdot 10^{-10}$ Torr.

At initial stage of room temperature iodine adsorption on Cu(110) a simple commensurate structure $c(2 \times 2)$ is observed. At further iodine exposures the splitting of the $c(2 \times 2)$ spots into the well-separated doublets becomes obvious (see Fig.1a). As the iodine adsorbs the spots separation increases. To characterize the splitting we introduce the parameter Q equal to the ratio of the distance between moving spots of the overlayer (d_1) and the distance between (00) and (10) spots of a substrate (d_2) (see Fig.1a). Plot in Fig.1b showing Q as a function of iodine dosing time saturates at the value $Q \approx 0.27$.

Such splitting of overlayer spots in diffraction patterns upon dosing of iodine reflects a compression process in iodine overlayer along $\langle 110 \rangle$ direction. It may occur as adatoms movement, which, due to the anisotropy of the (110) face, is more preferable in the $\langle 110 \rangle$ direction. The continuous character of the splitting (see Fig.1) indicates the second-order phase transition. Compression of the iodine layer could be either uniform or not. The first case implies keeping of even distribution of iodine atoms along the direction of compression during a process. The second case includes in the consideration the term “domain walls”. Formation of the domain walls is a well-known mechanism of the commensurate-incommensurate phase transition [2]. According to this mechanism the compression of the initially commensurate structure occurs via formation of the regularly spaced areas with enhanced density of atoms (domain walls) leaving the areas between them (domains) unchanged. As the coverage increases, the distance between the walls decreases.

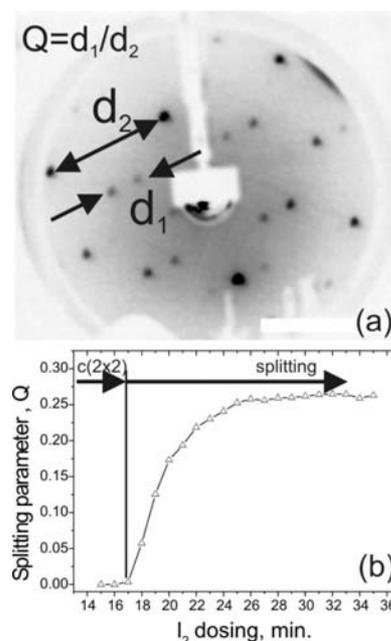


Fig1. (a) The definition of the splitting parameter (Q). (b) Dependence of the splitting parameter (Q) on iodine dosing time.

Unfortunately, LEED data do not allow us to determine the real mechanism of iodine phase transformations. The clarification of this problem requires a real space examination with STM.

Figure 2 presents STM images of Cu(110) surface for the different stages of iodine adsorption. In Figs.2a the image of clean copper (110) is shown. The Figure 2b demonstrates a commensurate iodine structure $c(2 \times 2)$. It is characterized by the interatomic distances of 5.12 \AA , 4.43 \AA and the coverage $\theta = 0.5$.

STM images for higher coverage demonstrate the striped structures; with the period of modulation decreasing with iodine coverage (see Fig.2c,d). Figure 2c shows an atomically resolved STM image of I/Cu(110) surface corresponding to the splitting $Q = 0.11$. In the STM image the alternated bright and dark stripes with an average period of the modulation about 20 \AA are seen. As in the case of the $c(2 \times 2)$ phase, the present structure contains close-packed atomic rows parallel to the $\langle 110 \rangle$ direction. The distance between these rows measured in the $\langle 100 \rangle$ direction equals to the lattice constant of Cu(110) (3.61 \AA). We found that iodine-iodine distance in $\langle 110 \rangle$ rows are varied in the range between 4.2 \AA and 5.1 \AA . This observation means that atomic structure is not uniform. Our analysis shows that iodine atoms in

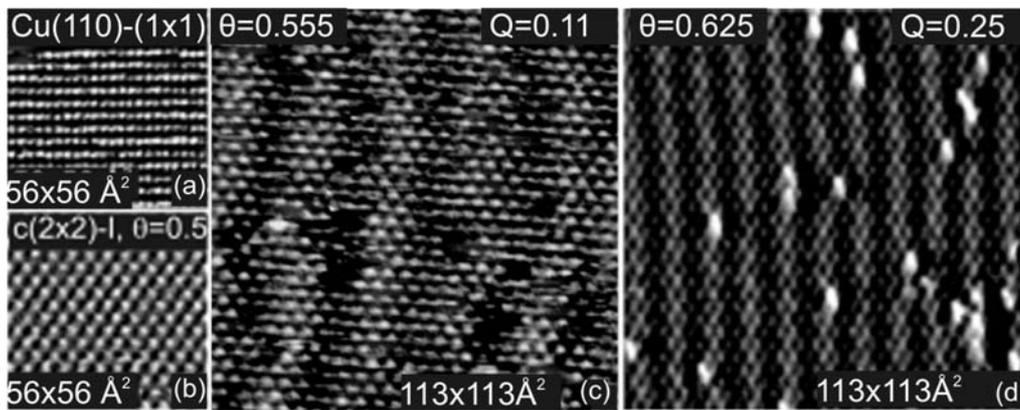


Fig.2 STM images of chemisorbed iodine layer at different coverage (θ) on Cu(110).

the bright stripes are separated by distances corresponding to the $c(2 \times 2)$ structure. Domains of the $c(2 \times 2)$ in the neighboring stripes are antiphase to each other. The iodine-iodine distances in the dark areas (domain walls) appear to be near the low limit (4.2 Å).

The final point of the domain walls development is achieved when domain-wall distance reaches the size of the one unit cell of the commensurate structure. At this moment the domain-wall structure transforms into the uniformly compressed quasi-hexagonal structure. This situation is shown in STM image in Fig.2d in which high-order commensurate structure $c(8 \times 2)$ ($Q=0.25$) is shown with averaged interatomic distances: 4.10 Å, 4.16 Å, 4.16 Å. The uniformity of the structure is explained by the strong relaxation of the domain walls.

Figure 3a shows the STM image of the iodine covered Cu(110) surface with maximum splitting in diffraction pattern ($Q=0.266$) and the coverage $\theta=0.63$ ML. Co-existence of the striped quasi-hexagonal structure and islands with hexagonal atomic structure is seen. The striped structure with a period about 9 Å corresponds to the saturated iodine monolayer, while the islands - to copper iodide. Indeed, an atomic-resolution STM image of the island (see Fig.3b) demonstrates hexagonal structure with the nearest neighbor distances of 4.3 Å, being very similar to ones in the (111) plane of CuI. Since the copper iodide growth starts after the saturation of iodine monolayer [1], the presence of copper iodide islands guarantees that surrounded monolayer corresponds to the maximum compressed phase. Figure 3c shows a fragment of the striped structure with atomic resolution. It is a quasi-hexagonal structure, with the average interatomic distances being slightly shorter than in the $c(8 \times 2)$ structure. The visible period of iodine superstructure equaled to 9 Å could be explained by the periodical partial coincidence of the iodine and copper lattices within large unit cell, i.e. some iodine rows appear to be in the positions very close to hollow sites and looking in the STM images more bright than others. Such a modulation makes difficult exact determination of the unit cell from STM images, since the difference between full and partial coincidence in the STM images can be

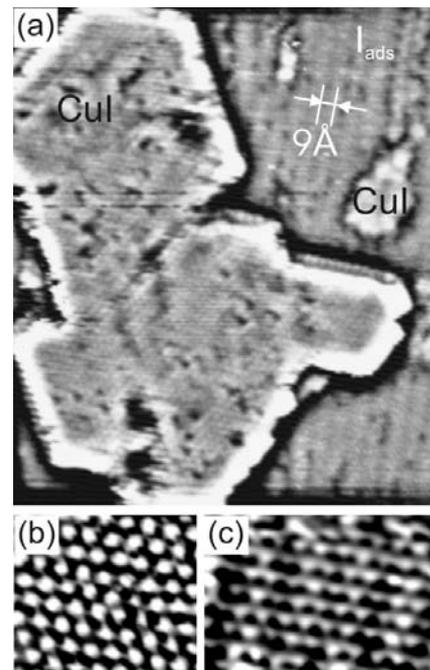


Fig.3 (a) STM image of iodine structure on Cu(110) corresponding to the maximum splitting in diffraction pattern $Q \approx 0.27$. (b),(c) Atomic-resolution STM images of CuI island and area covered by saturated monolayer of chemisorbed iodine, correspondingly.

indistinguishable. The nearest neighbor iodine-iodine distances for this structure can be calculated according to LEED data as 4.04 Å, 4.14 Å, 4.14 Å.

Thus, we have confirmed that at the first stage of I_2 interaction with Cu(110) the commensurate $c(2 \times 2)$ structure is formed at $\theta = 0.5$ ML. Compression of iodine layer at higher coverage was detected for the first time. The compression process existent along $\langle 110 \rangle$ direction includes formation and development the heavy striped domain walls. It was found that structure of saturated iodine layer at $\theta = 0.63$ ML is well described by uniformly compressed quasi-hexagonal lattice.

- [1] B.V.Andryushechkin, K.N.Eltsov, V.M.Shevlyuga, Surf.Sci 472 (2001) 80; Surf.Sci. 497 (2002) 59; Surf.Sci.566-568(2004)203.
 [2] P.Bak, Rep. Prog. Phys. 45 (1982) 587.

Сканирующая зондовая микроскопия перспективных биоматериалов.

Р.З. Бахтизин¹, Д.В. Гайнуллин¹, Р.А. Хасанов²

¹Башкирский государственный университет, ул. Фрунзе 32, Уфа, Россия.

²Башкирский государственный медицинский университет, ул. Ленина 3, Уфа, Россия.
gainullindv@yandex.ru

В современной стоматологии одним из наиболее продвинутых подходов является лечение зубов вне ротовой полости и последующее их комплексное обследование. Этот подход включает в себя также изучение связующего вещества, заполняющего щелевидное пространство между лункой и корнем зуба, которым являются периодонт (перицемент) – плотная фиброзная соединительная ткань и многочисленные коллагеновые волокна между стенкой альвеолы и цементом корня. Первоочередной задачей при этом является возможность длительного (от нескольких часов до нескольких дней) хранения зуба вне живого организма и возвращения его на прежнее место, причем вероятность приживления вылеченного зуба определяется степенью травмированности зубных тканей и сохранением первоначального строения корневой системы. Установлено, что важнейшим условием успешного лечения является сохранение коллагеновых волокон на поверхности корней зуба [1], а наилучший метод диагностики состояния волокон в этом случае – сканирующая зондовая микроскопия, позволяющая исследовать микро/наноструктуры на поверхности биоматериалов на молекулярном уровне [2].

Исследования проводили на приборе Solver P47 в режиме атомно-силового микроскопа АСМ полуконтактным методом, позволяющем наблюдать биологические объекты, не нанося значительных повреждений поверхности зубной ткани. Целью работы было изучение влияния консервантов, использовавшихся в качестве среды для хранения имплантантов, на структуру коллагеновых волокон. Кантилеверы жесткостью 17 Н/м и резонансной частотой 266.8 кГц были выбраны из соображений минимального повреждения периодонта зуба. Использовались следующие среды: 1) стандартный препарат для хранения биологических объектов - физиологический раствор; 2) пероксид водорода; 3) препарат на основе пчелиного мёда, разработанный фирмой «Витадент».

Из анализа АСМ-изображений коллагеновых волокон было установлено, что срок хранения имплантантов в физиологическом растворе без разрушения структуры поверхности ограничен несколькими часами (Рис.1). Разрушение периодонта происходило из-за наличия в воде растворенного кислорода, различных микроорганизмов и повышенной температуры. Максимальное время хранения не превышало 24 часов. В перексиде водорода происходило частичное или полное разложение мягких тканей зуба, что мы связываем с присутствием пероксидного радика-

ла, входящего в состав молекулы В отличие от структур, помещенных в физиологический раствор, после хранения в препарате «Викон» наблюдалась гладкая, хорошо воспроизводимая структура поверхности коллагенового слоя. (Рис. 2), что обеспечивалось присутствием в меде естественных антибиотиков и консервирующими свойствами фруктозы.

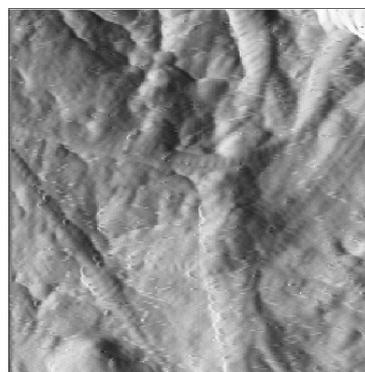


Рис.1 Изображение коллагеновых волокон после хранения в физиологическом растворе в течение 24 часов. Размер скана 1.6×1.6 мкм.

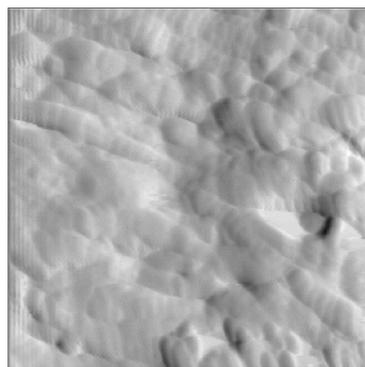


Рис.2 АСМ-изображения коллагеновых волокон после хранения в препарате «Викон». Размер скана 1.2×1.2 мкм.

[1] Магид Е. А., Мухин Н. А. Фантомный курс терапевтической стоматологии. Атлас. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Медицина, 1987. – 304 с.

[2] F.H. Jones. *Surf. Sci. Reports* **42** (2001) 75

Исследование локальной химической структуры плазмополимеризованных покрытий методом химической силовой микроскопии.

С.Г.Быстров, А.В.Жихарев

Физико-технический институт УрО РАН, г. Ижевск, ул. Кирова 132, 426001, Россия, e-mail: less@fti.udm.ru

В последние десятилетия интенсивно развиваются методы, позволяющие получить информацию о локальном химическом строении поверхности материалов. Одним из наиболее перспективных является метод химической силовой микроскопии (ХСМ). Он основан на измерении силы адгезии зонда к исследуемой поверхности и позволяет получать карты распределения по поверхности материала участков с различной химической структурой [1-4]. При этом достигается, в пределе, латеральное разрешение на нанометровом размерном уровне. Нами предложена методика исследования особенностей локального химического строения поверхности материалов методом ХСМ с применением селективных химических реакций (СХР) *in situ*. СХР применяются в методе РФЭС для маркирования определенных функциональных групп [5]. Разработанная нами методика при использовании оригинальных газо-жидкостной ячейки и пакета программ позволила нам впервые провести селективную химическую реакцию непосредственно под иглой зондового микроскопа и построить карты адгезии зонда к одному и тому же участку поверхности как до, так и после ее модификации селективным реагентом.

Исследовалась плазмополимеризованная пленка, осажденная на полированный железный диск в низкотемпературной плазме пентана. Из литературных данных и результатов предыдущих исследований известно, что формирование пленки в процессе плазменной полимеризации начинается с так называемых центров роста, которые образуются на поверхности подложки [6]. Предполагалось, что эти центры содержат большое количество гидроксильных групп. Для того чтобы определить количество гидроксильных группировок и их пространственное расположение на поверхности исследуемого образца, нами было предложено использовать метод ХСМ в сочетании с методикой селективных химических реакций (СХР). Известно, что для гидроксильных группировок селективным реагентом является трифторуксусный ангидрид (ТФУА). Это жидкость с низкой температурой кипения (39,5°С), которая содержит в своем составе атомы фтора. Осаждение пленки проводили в реакторе колокольного типа в парах пентана. Диаметр подложки равнялся 8 мм, а толщина составляла 2 мм.

Для АСМ исследований использовался зондовый микроскоп Р47 фирмы NT-MDT. Применяли кремниевые зонды производства той же с радиусом кривизны игл не более 10 нм, константа упругости балок зондов составляла в среднем 0,1 Н/м и уточнялась дополнительно для каждого зонда. Измерения проводились в осушенном азоте. Сила адгезии зонда к поверхности образца измерялась путем снятия кривых сила-расстояние. Измерения проводились по сетке в 784 точках поверхности исследуемого образца с усреднением по результатам трех измерений, полученные данные обрабатывались с помощью оригинального пакета программ. Для РФЭС исследований использовался спектрометр ЭС 2401. Методика проведения измерений и обработки результатов изложена в работе [7].

Важно подчеркнуть, что при всех измерениях использовался один и тот же образец плазмополимеризованной пленки.

Первоначально нами была получена информация о химическом строении поверхности исследуемого образца методом РФЭС. Из анализа спектра С1s линии углерода можно сделать вывод, что на поверхности исходной пленки имеются гидроксильные и простые эфирные функциональные группы (ФГ), что соответствует результатам, приведенным в работе [6]. Однако определить их количество и установить их пространственное расположение методом РФЭС невозможно.

Далее эксперимент проходил следующим образом. Образец помещался в газожидкостную ячейку оригинальной конструкции, которая устанавливалась на зондовый микроскоп. Через ячейку пропускался осушенный азот в течение одного часа для удаления адсорбированной воды. Затем получали АСМ изображения исследуемой поверхности в контактной моде (Рис в). Далее проводили измерения сил адгезии зонда к исследуемой поверхности (Табл.).

После этого привели зонд в контакт с поверхностью пленки для защиты острей иглы от воздействия реагента и провели обработку пленки парами ТФУА в течение одной минуты. Концентрация паров ТФУА составляла 0,2 моль/л. Далее из ячейки удалили пары реагента путем пропускания осушенного азота в течение 10 минут. Затем, не меняя положения образца, провели повторное измерение сил адгезии зонда к модифицированной поверхности (Табл.).

Образец	Фадг, нН	СКО
1) Исходная пленка	5,59 ± 0,04	0,49
2) Пленка после обработки ТФУА	5,31 ± 0,03	0,49

Табл. Средняя сила адгезии зонда к исследуемой пленке.

Образец извлекли из реактора и провели его анализ методом РФЭС. Было установлено, что на поверхности содержится 8 ат.% фтора. Фтор появляется на поверхности за счет реакции ТФУА с гидроксильными группами.

Поскольку при реакции к каждой гидроксильной группе присоединяется фрагмент ТФУА, содержащий 3 атома фтора, относительное содержание атомов углерода, входящих в состав гидроксильных групп на поверхности составит порядка 3 ат.%. Из уравнения реакции можно видеть, что к каждой гидроксильной группе дополнительно присоединяется 6 атомов. Следовательно, на поверхности образца присоединившиеся атомы будут занимать площадь большую, чем исходные гидроксилы. То есть изменение силы адгезии после реакции можно ожидать на площади поверхности исследуемого образца, превышающей 3%.

На основе полученных данных с помощью оригинального пакета программ были построены карты распределения сил адгезии по одному и тому же участку исследуемого образца до и после модификации. Размер участка составлял 1000x1000 нм (Рис а и б соответственно). На этом же рисунке показано топографическое изображение исследуемого участка (Рис. в). По данным Табл. после маркирования средняя сила адгезии уменьшается на 5% по сравнению с исходной. Следовательно, СХР приводит к уменьшению силы адгезии иглы зонда к тем участкам исследуемой поверхности, на которых располагаются гидроксильные группировки. Чтобы выделить эти участки мы провели

графическое вычитание карты, изображенной на Рис.б из карты, изображенной на Рис.а. Полученное изображение приведено на Рис.г. На этом изображении участки, на которых произошло уменьшение силы адгезии (а, следовательно, были сконцентрированы гидроксильные группировки), выглядят более светлыми. Видно, что светлые участки расположены, в основном, вдоль анизотропных складок на поверхности пленки. Эта информация будет полезна при дальнейшем выяснении механизма роста и старения плазмополимеризованных покрытий.

[1] В.И.Повстугар, С.Г.Быстров, С.С.Михайлова //Материалы Всероссийского совещания "Зондовая микроскопия-99", Нижний Новгород, 10-13 марта 1999, 305-309);

[2] D.A. Smith, S.D. Connell, C. Robinson, J. Kirkham /Analytica Chimica Acta 479 (2003) 39–57.

[3] Heino Prinz, Dieter Blaas, Peter Hinterdorfer, Hermann J. Gruber/ Analytica Chimica Acta 497 (2003) 101–114

[4] Christian K. Riener, Ferry Kienberger, Christoph D. Hahn, et al/ Analytica Chimica Acta 497 (2003) 101–114.

[5] Practical Surface Analysis by Auger and X-ray photoelectron spectroscopy./Ed. by D.Briggs, M.P.Seah, 1983, John Wiley a. Sons. 533p.

[6] А.М. Дорфман, А.М.Ляхович, В.И.Повстугар, С.Г.Быстров./ Защита металлов, 2003, т.39, №1, с. 70-77.

[7] S.S.Mikhailova, O.M.Mikhaylyk, A.M.Dorfman, V.I.Povstugar// SIA, v29, 519-523 (2000)

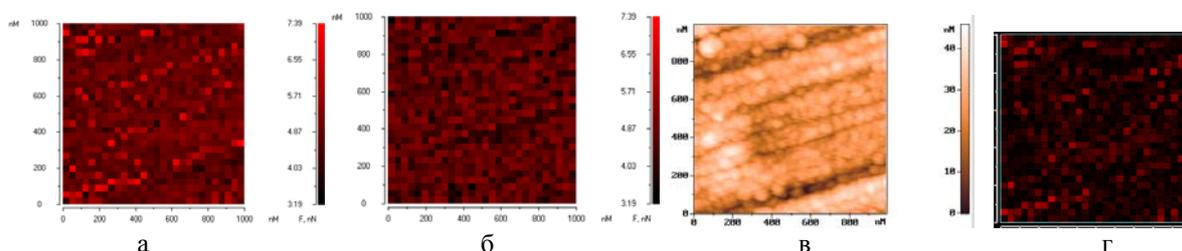


Рис. Топографическое изображение и карты сил адгезии зонда к поверхности плазмополимеризованной пленки пентана.

а) карты сил адгезии зонда к поверхности - исходный образец

б) карты сил адгезии зонда к поверхности - образец после обработки ТФУА

в) АСМ изображение поверхности исходного образца (режим топографии)

г) изображение, полученное после вычитания кадра б) из кадра а) (светлые области соответствуют участкам поверхности, прореагировавшим с ТФУА).

АСМ исследование взаимодействия наночастиц различных металлов и неметаллов с целлюлозной матрицей.

Т.Е. Суханова¹, М.Э. Вылегжанина¹, В.В. Копейкин¹, Ю.Г. Баклагина¹,
А.К. Хрипунов¹, А.А. Ткаченко²

¹ Институт высокомолекулярных соединений Российской Академии наук, 199004, Большой пр. В.О. 31, Санкт-Петербург, Россия (xelmic@imc.macro.ru)

² Санкт-Петербургский Государственный Университет, 199164, Университетская набережная, 7-9, Санкт-Петербург, Россия

Изучение наночастиц металлов и неметаллов, диспергированных в полимерные матрицы, представляет большой интерес, поскольку такие материалы открывают неограниченные возможности для создания гибридных систем с уникальными каталитическими, оптическими, электронными, магнитными и другими свойствами [1].

В настоящее время с целью создания

новых гибридных органо-неорганических наносистем на основе природных полимеров в ИВС РАН ведутся интенсивные исследования в области синтеза, изучения кинетики формирования наночастиц металлов и неметаллов в водных растворах полимеров и процесса их взаимодействия с целлюлозной матрицей [2-4]. Впервые показано, что на основе наночастиц нуль-валентного металлического

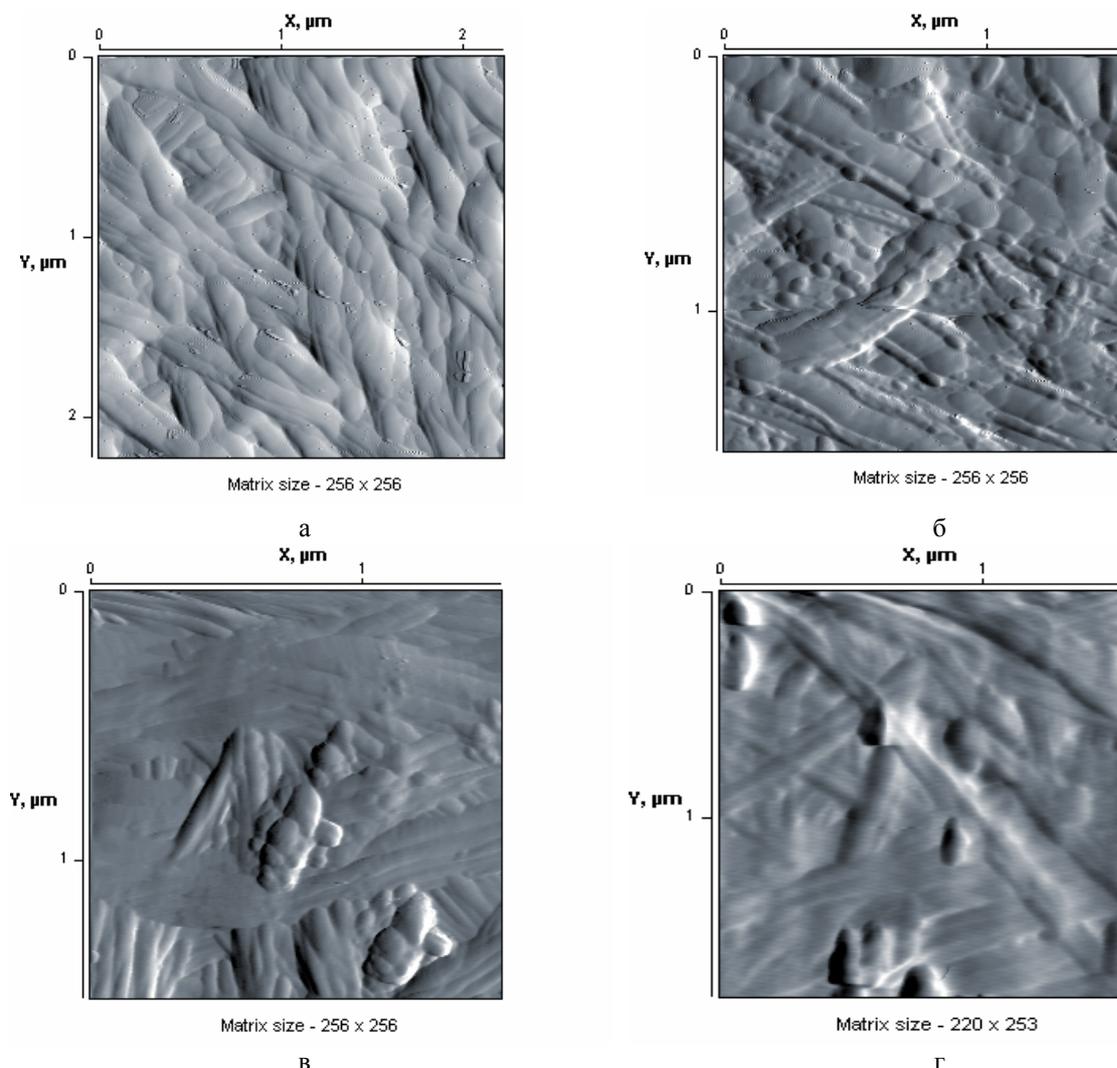


Рис.1 АСМ-изображения поверхности высушенной гель-пленки ЦАХ до (а) и после контакта с водными растворами ПВП-нано-Ag⁰ (б), поли-ДМАЭМА*МС-нано-Pt⁰ (в) и ПВП-нано-Se⁰(г).

серебра и аморфного селена, стабилизированных поливинилпирролидоном (ПВП-нано- Ag^0 и ПВП-нано- Se^0), могут быть получены высокоэффективные перевязочные и шовные материалы с антимикробной, противовирусной, репаративной и иммуностимулирующей активностью [2, 3]. Более того, установлено, что в отличие от свободных частиц нано- Se^0 , частицы ПВП-нано- Se^0 также оказывают и противоопухолевое действие [3].

В данной работе приведены результаты изучения процесса взаимодействия гель-пленок бактериальной целлюлозы, продуцируемой *Acetobacter xylinum* (ЦАХ) в условиях статического культивирования с наночастицами ПВП-нано- Ag^0 и ПВП-нано- Se^0 и наночастицами платины, стабилизированными поли- N,N,N,N -триметилметакрилоилоксиэтиламмоний метилсульфатом (поли-ДМАЭМА*МС). Методика получения гель-пленок ЦАХ описана в работе [4].

Наночастицы нуль-валентного серебра были получены из соответствующего прекурсора металла в процессе химического восстановления нитрата серебра этанолом [2]. Наночастицы нуль-валентного селена получали в процессе химического восстановления селенистой кислоты аскорбиновой кислотой [3]. Наночастицы Pt^0 были получены восстановлением платинохлористоводородной кислоты боргидридом натрия. Коллоидные растворы наночастиц разбавляли для предотвращения их агломерации.

Установлено, что гель-пленки ЦАХ обладают уникальной сорбционной способностью (удерживают 200 г воды на 1 г сухого полимера), эластичны, не прилипают к раневой поверхности и не травмируют кожные покровы, поэтому являются перспективными материалами для получения раневых покрытий на их основе [4]. В данной работе гель-пленки ЦАХ исследовались после контакта с водными растворами ПВП-нано- Ag^0 , ПВП-нано- Se^0 и поли-ДМАЭМА*МС-нано- Pt^0 с помощью методов атомно-силовой микроскопии (АСМ) и рентгеноструктурного анализа (РСА).

Методом АСМ показано, что агрегаты микрофибрилл ЦАХ (ленты) расположены в плоскости высушенной гель-пленки (рис. 1а). После интеркаляции ПВП-нано- Ag^0 наночастицы серебра на поверхности пленки формируют цепочечные агрегаты, состоящие из единичных наночастиц, которые регулярно располагаются вдоль латеральной стороны микрофибриллярных лент ЦАХ (рис. 1б). При этом размеры и форма наночастиц Ag^0 на поверхности сухой гель-пленки ЦАХ совпадают с формой и размерами нано- Ag^0 в растворе. Этот факт свидетельствует о высокой диспергирующей и стабилизирующей способности «защитного» водорастворимого полимера ПВП. В отличие от серебра, наночастицы Pt^0 агрегируют в кластеры, по

форме напоминающие гроздь, состоящие из 5-20 наночастиц (рис. 1в). В приповерхностном слое ЦАХ были обнаружены крупные кластеры из нескольких сотен наночастиц Pt^0 , что может быть результатом недостаточно высокой диспергирующей и стабилизирующей функции поли-ДМАЭМА*МС.

Наиболее интересным оказался обнаруженный с помощью АСМ и РСА эффект кристаллизации сферических наночастиц красного аморфного Se^0 на поверхности гель-пленок ЦАХ с образованием стержневидных нанокристаллов (рис. 1г). В то время как, согласно рентгеновским данным, кристаллическая структура самой матрицы ЦАХ не изменяется при сорбции наночастиц исследованных металлов и неметаллов, стабилизированных водорастворимыми полимерами.

Выводы

1) Обнаружен различный характер взаимодействия частиц металлов и неметаллов, стабилизированных водорастворимыми полимерами с целлюлозной матрицей. При этом, выбор «защитного» полимера является определяющим для процесса кластерообразования и оптимизации свойств гибридной наносистемы.

2) Установлено, что наночастицы металлов и неметаллов взаимодействуют с матрицей бактериальной целлюлозы и удерживаются в ней при различных обработках, что говорит об их необратимой адсорбции.

3) Результаты изучения морфологии наночастиц и характера их взаимодействия с полимерной матрицей в изученных гибридных системах представляют большой интерес для медицины (раневые покрытия с антимикробной и репаративной активностью) и техники (материалы для мембранных технологий).

[1] Mayer, A.B.R., Polym. Adv. Tech., **12**, 96 (2001).

[2] В.В. Копейкин, Е.Ф. Панарин, ДАН, **380**, № 4, 497 (2001).

[3] В.В. Копейкин, С.В. Валуева, А.И. Киппер и др., ВМС, **А 45**, № 4, 374 (2003).

[4] Ю.Г. Баклагина, А.К. Хрипунов, А.А. Ткаченко и др., ЖПХ, **76**, вып. 6, 1017 (2003).

Изучение методами СТС процессов десорбции молекул воды с поверхности оксидов металлов.

М.В.Гришин, Ф.И.Далидчик, С.А.Ковалевский, Н.Н.Колченко, Б.Р.Шуб

Институт химической физики им.Н.Н.Семенова РАН
Россия, ГСП-1, Москва, ул.Косыгина 4, e-mail: dalidchk@chph.ras.ru

Десорбция молекул воды изучалась нами методами сканирующих туннельных микроскопии и спектроскопии. Измерения были выполнены при комнатных температурах в сверхвысоковакуумной установке на СТМ "Omicron". Тонкие оксидные плёнки были получены посредством окисления монокристалла Al(100). Для очистки поверхности от адсорбированных частиц и уменьшения числа структурных дефектов образцы прокаливались в вакууме в течение 30 минут ($P=5 \cdot 10^{-5}$ торр, $T = 700^\circ \text{K}$). Перед измерениями вольфрамовая игла очищалась импульсами тока до получения устойчивых топографических изображений.

Типичные результаты спектроскопических измерений, которые проводились при неподвижных остриях, приведены на Рис.1. При измерениях параметры сканирования напряжения (скорость развёртки) варьировались до достижения условий, при которых на J-V(t) кривых появлялись вертикальные скачки между многократно

воспроизводимыми ветвями вольт-амперной характеристики наноконтакта.

Масштабы скачков на свежеприготовленных поверхностях с оксидными наночастицами обычно составлял 10-20% от фона. (Рис.1). Адсорбция воды, как это видно из сравнения J-V кривых, приведенных на Рис.1 и Рис.2, приводит к увеличению масштаба скачков, который становится на два порядка больше. При многократных измерениях J-V кривых над точками, где до начала измерений детектировались электронные переходы в адсорбционных комплексах, акты десорбции надёжно регистрировались по однократным необратимым изменениям (резкому уменьшению) масштабов скачков. В типичных случаях акту десорбции предшествовало несколько десятков электронных переходов, т.е. вероятность десорбции, стимулированной многократной перезарядкой адсорбированной частицы, по порядку величины равна 0,01.

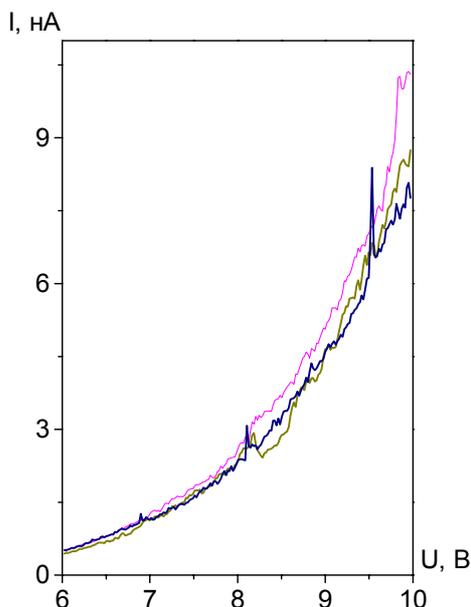


Рис.1 Совокупность I-V зависимостей, измеренных на плёнке оксида алюминия

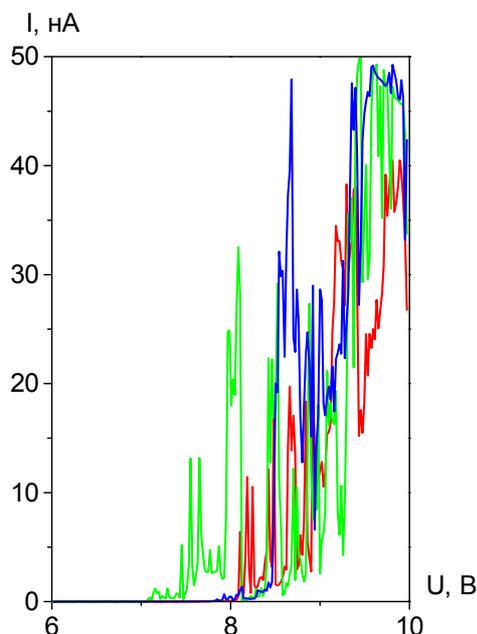


Рис.2 Совокупность I-V зависимостей, измеренных на оксиде алюминия, содержащем адсорбированные молекулы воды

Особенности структуры карбоксилсодержащих частично имидизированных полиамидокислотных мембран

А.Н.Зяблов¹, О.В.Дьяконова², В.В.Котов²

¹Воронежский государственный университет, Университетская пл.,1, Воронеж, Россия, e-mail: alexz@chem.vsu.ru

²Воронежский государственный аграрный университет, ул.Мичурина, 1, Воронеж, Россия

Полиамидокислотные (ПАК) мембраны, получаемые двухступенчатой термообработкой полиамидокислоты: сополимера 1,2,4,5 – бензолтетракарбоновой (пиромеллитовой) кислоты с 4,4'-диаминодифенилоксидом в диметилформамиде (ДМФА), представляют собой новый тип гомогенных ионообменных мембран. Нами при температурах 120°C, 130°C и 150°C синтезированы ПАК мембраны с различным остаточным содержанием карбоксильных функциональных групп. ПАК мембраны, полученные при низкой температуре (120°C), имеют обменную емкость 4,2 ммоль/г. Увеличение температуры синтеза ПАК мембран, приводит к образованию сильно сшитой структуры, при этом обменная емкость уменьшается до 3.17 ммоль/г для образца, полученного при 150°C. Частично имидизированные ПАК мембраны представляли собой тонкие пленки толщиной от 30 до 60 мкм [1].

Структура полученных мембран была исследована методами: ИК - спектроскопии, ядерного магнитного резонанса, электронного парамагнитного резонанса, эталонной порометрии, которые показали, что данные мембраны имеют кластерно - канальное строение. Кроме того, во всех образцах мембран присутствует значительное количество пор радиусом порядка 1 нм, а для мембраны, полученной при 150°C отмечено усиление дефектообразования из-за близости температуры синтеза к температуре кипения растворителя ДМФА. На основании этого комплекса исследований нами была разработана модель формирования структуры ПАК мембран, включающая три типа элементов структур: проводящие гелевые каналы, межцепные каналы и зона полиимида. При этом было показано, что с увеличением температуры синтеза доля проводящих каналов значительно снижается за счет протекания имидизации, сопровождающейся глубокой сшивкой полимерных цепей, что приводит к увеличению

зоны полиимида и уменьшению содержания фиксированных карбоксильных групп [2].

Методом сканирующей зондовой микроскопии проведено исследование состояния поверхности полученных ПАК мембран. В работе использовали разновидность сканирующего зондового микроскопа - сканирующий силовой микроскоп (ССМ), реализованный на установке ФемтоСкан-001. Исследование образцов проводили на воздухе, в контактном режиме. Мембраны закрепляли в держателе в горизонтальном положении. Сканирование осуществляли зондом фирмы MikroMasch модели CSC-12 длиной 300±5 μm, жесткость 0.05 Н/м.

На рис.1 представлено изображение поверхности ионообменной ПАК мембран, полученной при 120°C, на рис.2 – при 130°C, а на рис. 3 – при 150°C. Ионообменные ПАК мембраны, полученные при низких температурах, обладают достаточно однородной поверхностью с незначительным количеством глобул полимера. С увеличением температуры синтеза поверхность ПАК мембран становится более неоднородной с большей величиной глобул полимера.

Математической обработкой результатов получено распределение относительного количества пор в зависимости от их радиуса (рис.4), а также рассчитаны структурные характеристики: пористость и средний радиус пор (таблица 1). Полученные данные показывают, что в этих трех образцах присутствует приблизительно одинаковое количество мезопор радиуса порядка 25 нм, но с повышением температуры синтеза в ПАК мембранах увеличиваются доля макропор радиуса порядка 150 нм, пористость, а также средний радиус пор. Полученные данные указывают на дефектообразование при термическом синтезе ПАК мембран при повышенных температурах, которое приводит к ухудшению электрохимических свойств. При высоких температурах синтеза межцепная имидизация, протекающая со сшивкой полимерных цепей, и образование микротрещин повышают предельные токи и снижают числа переноса (таблица 1).

Таблица 1. Структурные и электрохимические характеристики ПАК мембран

Температура синтеза, °С	Обменная емкость, моль/г	Степень имидизации, %	Пористость, %	Средний радиус пор, нм	Предельная плотность тока, мА/см ²	Числа переноса
120	4.20	12.1	9.95	28.96	5.8	0.98
130	3.31	30.8	26.67	42.06	6.3	0.96
150	3.17	33.7	15.76	47.52	7.2	0.91

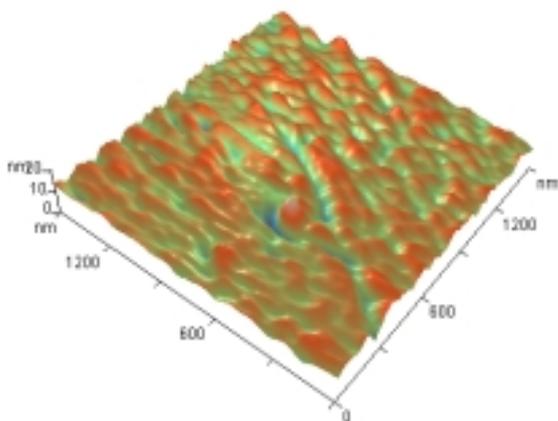


Рис. 1. ССМ-изображение поверхности ПАК мембраны, полученной при 120°С

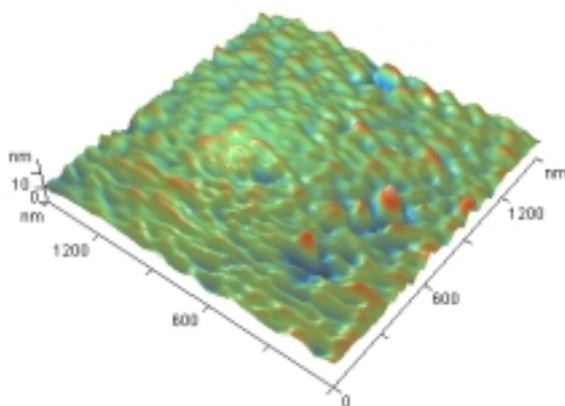


Рис. 2. ССМ-изображение поверхности ПАК мембраны, полученной при 130°С

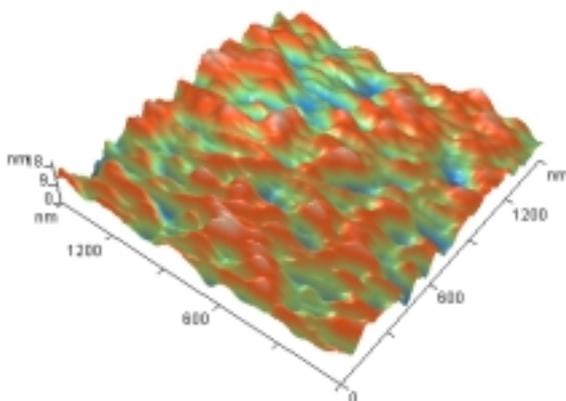


Рис. 3. ССМ-изображение поверхности ПАК мембраны, полученной при 150°С

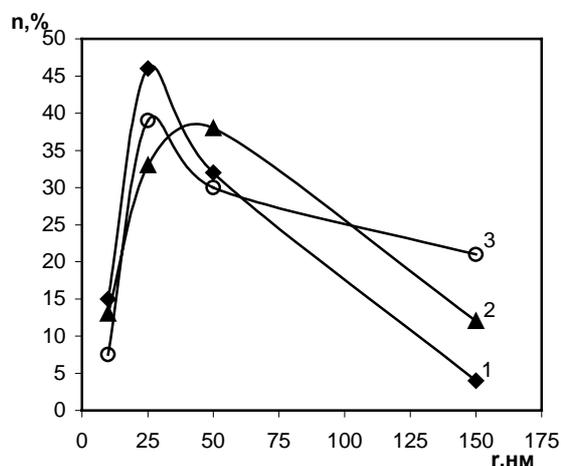


Рис. 4. Зависимость относительного количества (n) пор ПАК мембран от их радиуса (r). Температура синтеза: 1 - 120°С; 2 - 130°С; 3 - 150°С.

Таким образом, наиболее перспективными для использования в различных видах мембранных процессов являются ПАК мембраны, полученные при относительно низких температурах синтеза, так как они содержат самое большое количество фиксированных карбоксильных групп, имеют малую долю сшивки структуры без значительного дефектообразования, что обуславливает их высокую электрохимическую активность.

[1] Дьяконова О.В., Котов В.В., Селеменев В.Ф., Воищев В.С. Ионообменные свойства полиамидокислотных пленок с различной степенью имидизации// Журн.физ.химии, 1998, Т.72, №7, С.1275-1279.

[2] Дьяконова О.В., Котов В.В., Воищев В.С. Получение, структура и электрохимические свойства имидизированных полиамидокислотных мембран // Теория и практика сорбционных процессов. Воронеж, 1999, Вып.25, С.160-167.

Исследование электрофизических свойств тонких диэлектрических пленок методом сканирующей электросиловой микроскопии

А.В. Круглов¹, Г.А. Максимов¹, Д.О. Филатов¹, Д.А. Антонов¹, Д.А. Савельев¹, А.В. Зенкевич², Ю.Ю. Лебединский²

¹ Научно-образовательный центр «Физика твердотельных наноструктур» Нижегородского Государственного Университета им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина 23, Н. Новгород, Россия

² Московский инженерно-физический институт, Каширское шоссе 31, Москва, Россия
e-mail: kruglov@phys.unn.ru

В последнее время наблюдается возрастающий интерес к исследованиям свойств диэлектрических материалов, перспективных для создания подзатворных диэлектрических слоев в МОП-транзисторах нового поколения, где толщина подзатворного диэлектрика составляет ~ 10 нм. В связи с уменьшением латеральных размеров элементов электронных приборов в перспективных СБИС до менее чем 10 нм [1] важное значение приобретает развитие новых локальных методов исследования электрофизических параметров сверхтонких диэлектрических пленок с нанометровым пространственным разрешением.

Традиционно для изучения свойств границ раздела полупроводник-диэлектрик применяется метод исследования вольт-фарадных характеристик МДП-структур, для чего на поверхность диэлектрической пленки наносятся металлические электроды. Информация, получаемая таким методом, является усредненной по площади подзатворной области, которая не может быть очень малой вследствие необходимости электрического контакта с металлическим электродом.

Для решения задач локального исследования электрофизических свойств тонких диэлектрических пленок все шире привлекаются различные методы сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ). Среди последних получила развитие методика – электростатическая силовая микроскопия (ЭСМ), позволяющая изучать распределение потенциала и емкости по поверхности образца с высоким пространственным разрешением (до 30-50 нм) [2].

В то время как линейный размер электрода в стандартном методе определения параметров МДП-структур из C-V характеристик обычно изменяется от 50 мкм до 1 мм [3], в данной методике эффективный размер металлического контакта определяется радиусом закругления зонда, что составляет порядка 20-50 нм.; это потенциально позволяет исследовать электрофизические свойства поверхности с соответствующим пространственным разрешением.

Целью данной работы является изучение возможностей применения метода ЭСМ для локального исследования электрофизических

свойств тонких диэлектрических пленок на полупроводниковых подложках.

Наиболее распространенным вариантом является бесконтактная ЭСМ, основанная на двухпроходной методике. Первоначально в неконтактном режиме записывается топография поверхности. Затем зонд поднимается над поверхностью на некоторую высоту z , между зондом и образцом подается постоянное U_{DC} и переменное $U_{AC} \sin(\omega t)$ напряжения, и зонд снова сканирует над поверхностью при сохранении постоянным расстояния до поверхности z . При повторном сканировании изменения амплитуды, фазы или частоты колебаний зонда свидетельствуют об изменении электростатического взаимодействия зонда с поверхностью.

Результирующая сила электростатического взаимодействия имеет две переменные во времени компоненты, осциллирующие с частотами ω и 2ω соответственно:

$$F_{\omega} = -(U_s + U_{DC})U_{AC} \sin(\omega t) \frac{\partial C}{\partial z}, (1)$$

$$F_{2\omega} = \frac{1}{4} U_{AC}^2 \cos(2\omega t) \frac{\partial C}{\partial z}, (2)$$

где C - емкость между зондом и образцом, U_s - контактная разность потенциалов между поверхностью и зондом.

Из выражений (1) - (2) видно, что обе компоненты силы чувствительны к локальному изменению емкости поверхности, т.е. к рельефу поверхности, что затрудняет получение информации о распределении потенциала U_s . Однако, возможность регистрации сигналов на двух частотах позволяет непосредственно учесть роль рельефа поверхности, так как компонента силы на частоте 2ω чувствительна только к изменению емкости. Влияние емкости системы зонд-образец может быть так же учтено путем теоретического расчета.

Разновидность метода ЭСМ – Кельвиновская микроскопия (Кельвин-мода) [4] – позволяет отслеживать количественное изменение разницы потенциалов U_s между поверхностью и зондом, путем определения в каждой точке значений U_{DC} (Kelvin voltage), при которых электростатическая сила обращается в нуль.

Объектами исследования являлись пленки HfO_2 и ZrO_2 толщиной ≈ 10 нм, сформированные

на поверхности p+ Si методом реактивного импульсного лазерного осаждения, а также SiO₂/Si, полученные методом плазмохимического осаждения. ЭСМ измерения проводились на сканирующем зондовом микроскопе (СЗМ) Solver Pro производства компании NT-MDT, Topometrix TMX-2100 Accugex и Omicron UHV AFM/STM LF1. Измерялась зависимость амплитуды колебаний кантилевера на частоте ω , пропорциональная компоненте силы F_ω , от постоянного напряжения между зондом и образцом U_{DC} (рис. 1).

Установлено, что значение U_{DC} , при котором $F_\omega=0$, отличается от значения контактной разности потенциалов Si и Pt (покрытие зонда) U_s^{Si-Pt} , что связано с наличием встроенного заряда в диэлектрике (рис.1). Наблюдаемый на кривой $F_\omega(U_{DC})$ гистерезис связан с наличием в диэлектрике подвижного заряда.

При наличии в диэлектрической пленке локализованных зарядов в выражении для силы взаимодействия между зондом и образцом необходимо дополнительно учитывать Кулоновскую силу, возникающую между статическим зарядом Q_s на поверхности образца и переменным зарядом, индуцируемым на зонде переменным напряжением [5]. Выражение (1) примет вид:

$$F_\omega = \left[\frac{\partial C}{\partial z} (U_s + U_{DC}) - \frac{Q_s C}{4\pi\epsilon_0 z^2} \right] U_{AC} \sin(\omega t). \quad (3)$$

При работе в Кельвин-моду величина встроенного в диэлектрик заряда может быть определена из выражения:

$$Q_s = \frac{\partial C}{\partial z} (U_s + U_{DC}) \frac{4\pi\epsilon_0 z^2}{C}. \quad (4)$$

Для оценки чувствительности метода к определению встроенного заряда Q_s воспользуемся выражением для емкости между плоской бесконечной поверхностью и зондом, форма кончика которого аппроксимировалась полусферой [6]:

$$C = \frac{\epsilon_0}{4\pi} \frac{R(2z-R)}{2(z-R)}. \quad (5)$$

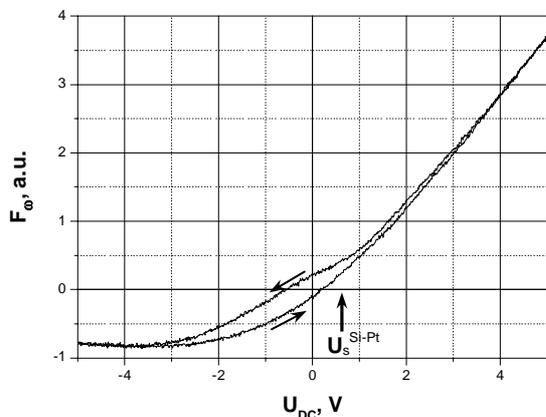


Рис.1. Зависимость компоненты силы F_ω от постоянного напряжения между зондом и образцом U_{DC} для пленки SiO₂/Si.

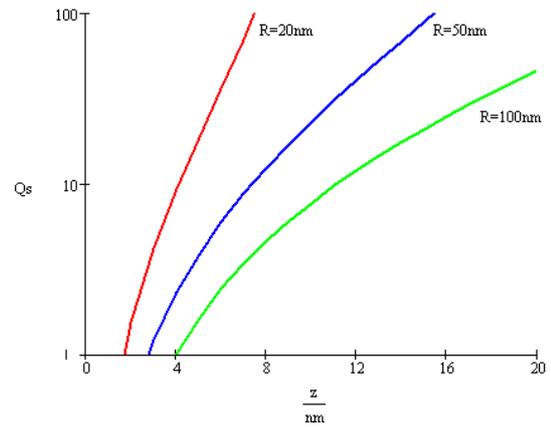


Рис.2. Зависимость встроенного заряда Q_s (в единицах элементарного заряда электрона) от среднего расстояния зонд-образец z и радиуса зонда R .

Здесь R – радиус закругления кончика зонда. Подстановка выражения для емкости (5) и ее производной в (4) позволяет оценить зависимость встроенного заряда Q_s от параметров эксперимента.

На рис. 2 показаны зависимости Q_s (в единицах элементарного заряда электрона) от среднего расстояния зонд-образец и радиуса зонда. Чувствительность метода возрастает при увеличении радиуса зонда (с одновременным ухудшением локальности) и уменьшении расстояния зонд-образец. Использование серийно выпускаемых зондов (с радиусом кончика зонда 20-50 нм) позволяет при малой высоте подъема во втором проходе (5-10 нм) получать распределение встроенных зарядов с точностью до нескольких электронов.

Для проверки результатов ЭСМ измерений были измерены C-V характеристики МДП-структур, сформированных на поверхности исследуемых пленок. Результаты обоих методов согласуются между собой.

Работа выполнена при поддержке программы «Фундаментальные исследования и высшее образование», № гранта REC-NN-001.

- [1] P.W.Li, W.M.Liao, David M.T.Kuo, S.W.Lin, P.S.Chen, S.C.Lu, M.-J.Tsai. Appl.Phys.Lett. **85**, 1532 (2004).
- [2] А.В.Анкудинов, Е.Ю.Котельников, А.А.Канцельсон, В.П.Евтихийев, А.Н.Титков. ФТП, 2001, т.35, №7, с.874-881.
- [3] В.Ф. Сыров, М.А. Ревелева, Н.М. Алейников, МДП-структуры, Издательство Воронежского университета, Воронеж 1975.
- [4] Y. Martin, C. C. Williams, H. K. Wickramasinghe. J. Appl. Phys. **61**, 4723 (1987).
- [5] P.Girard. Nanotechnology. **12**, 485 (2001).
- [6] D.A. Antonov, D.O. Filatov, A.N. Kiselev, A.V. Kruglov, G.A. Maximov, D.E. Nikolitchev. PLDS, **3/4**, 183 (2003).

Исследование наноструктурированных металлических пленок методом сканирующей ближнеполевой оптической микроскопии

В.М.Ясинский¹, Н.С.Бобкова¹, А.Я.Хайруллина¹, Д.А.Явсин²,
В.М.Кожевин², С.А.Гуревич², П.А.Третьяков²

¹Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, пр. Ф.Скорины 68, Минск, Беларусь

²Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, ул. Политехническая 26,

Санкт-Петербург, Россия

E-mail: yasin@dragon.bas-net.by

В сообщении приводятся результаты исследования гранулированных металлических пленок методом сканирующей ближнеполевой оптической микроскопии.

Для этих целей использовался сканирующий ближнеполевой оптический микроскоп (СБОМ), разработанный и изготовленный в Институте спектроскопии РАН [1,2]. На его основе была реализована схема туннельного СБОМ, представленная на рис.1. Исследуемый образец крепился с помощью иммерсионной жидкости к гипотенузной грани кварцевой призмы, которая освещалась излучением He-Ne лазера (0,632 мкм) в режиме полного внутреннего отражения (геометрия Кречмана). Такая схема часто используется при исследовании поверхностных плазмон-поляритонов в металлических пленках

[3-5]. Зонд крепился к Z каретке сканера и использовался в режиме сбора излучения. Использовались как металлизированные, так и неметаллизированные зонды, которые изготавливались самостоятельно из одномодового оптического волокна FS-SN-3224 методом химического травления по технологии работы [6]. В конструкции датчика контакта использован оригинальный способ крепления волоконнооптического зонда к кварцевому камертону, что позволяло реализовать высокую добротность датчика и, следовательно, его высокую чувствительность [1]. Работоспособность СБОМ и калибровка сканера проверялась путем регистрации стоячей световой волны, сформированной на гипотенузной поверхности призмы.

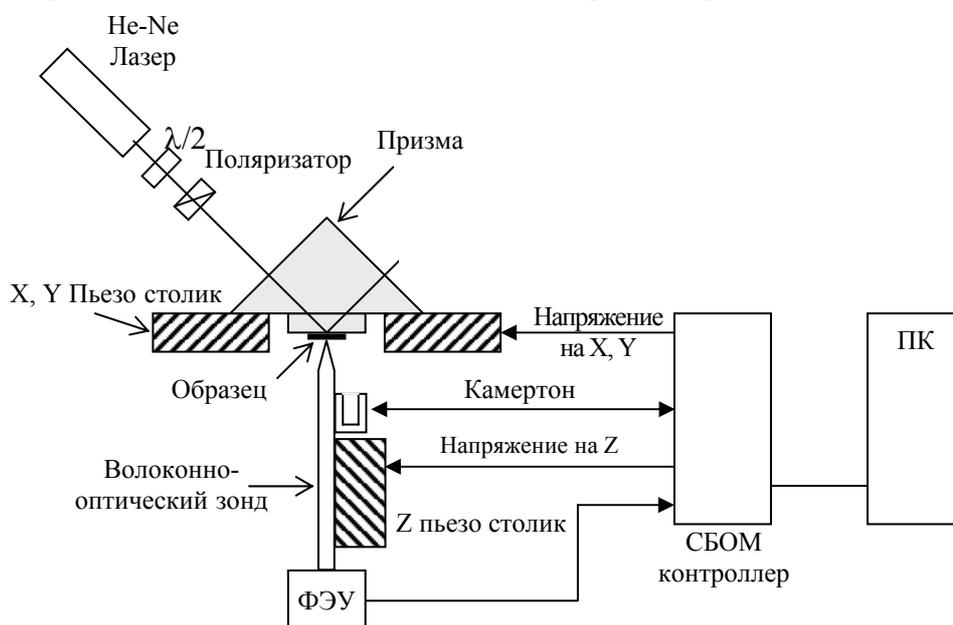


Рис. 1. Схема туннельного сканирующего ближнеполевого оптического микроскопа

Исследовались пленки меди и никеля, изготовленные методом лазерной электродисперсии в физико-техническом институте им. А.Ф.Иоффе РАН [7], а также пленка золота, изготовленная методом магнетронного испарения и пленка серебра,

изготовленная методом химического осаждения. В ряде случаев наблюдалась хорошая корреляция оптического и топографического изображений. В некоторых случаях такой корреляции не наблюдалось.

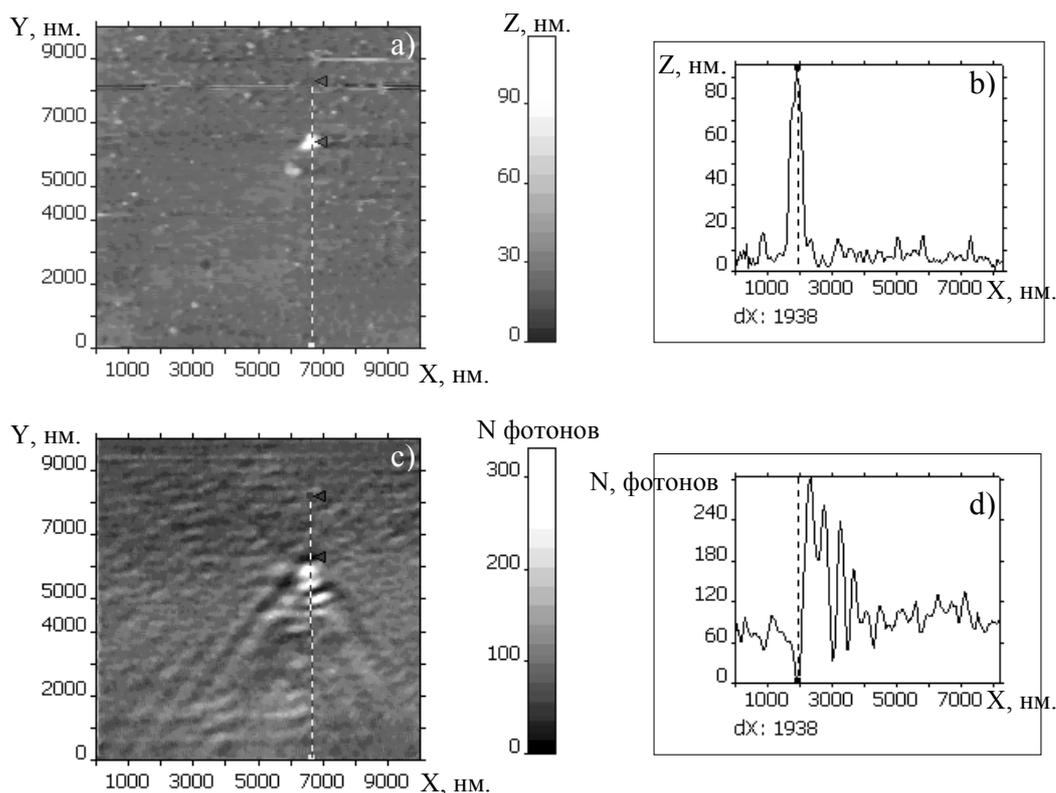


Рис.2. Топографическое (а) и оптическое (с) изображения пленки Ni.

В качестве примера на рис.2 представлены топографическое (а) и оптическое (с) изображения пленки никеля на кварцевой подложке со временем напыления 30 сек. Угол падения излучения составлял 54° . Характерной особенностью оптического изображения является наличие светлых и темных полос расходящихся из точки, соответствующей месторасположению относительно большей частицы, которая хорошо видна на топографическом изображении. Сравнивая сечения топографического (b) и оптического (d) изображений проходящие через частицу можно установить, что в оптическом изображении имеют место осцилляции интенсивности излучения за частицей. При этом наблюдается увеличение интенсивности в максимумах более чем в два раза. Аналогичные явления наблюдались также на крупных частицах меди. Следует отметить, что подобные результаты наблюдались как для p , так и для s компонент линейно поляризованного излучения. Происхождение таких особенностей может быть связано с интерференцией поверхностных плазмон-поляритонов, возбуждаемых в частицах. Рассмотрены особенности топографических и оптических изображений для разных пленок. Проведено сравнение с известными теоретическими и экспериментальными результатами и установлено, что наблюдаемые в

работе особенности в оптических изображениях согласуются с теоретическими и экспериментальными результатами работ [4,5], полученными при исследовании специально изготовленных модельных структур, состоящих из частиц золота.

Работа поддержана грантом МНТЦ № В-678.

1. http://www.isan.troitsk.ru/win/exhib/isan.htm#b6_reg
2. D.V.Serebryakov, A.P.Cherkun, B.A.Loginov, V.S.Letokhov, Rev. Sci. Instrum., **73**, 1795, (2002)
3. A. V. Zayats and I. I. Smolyaninov, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **5**, S16–S50, (2003)
4. J. R. Krenn, M. Salerno, N. Felidj, B. Lamprecht, G. Schider, A. Leitner, F. R. Aussenegg, J. C. Weeber, A. Dereux, J. P. Goudonnet, Journal of Microscopy, **202**, 122, (2001)
5. M. Salerno, N. Felidj, J. R. Krenn, A. Leitner, F. R. Aussenegg, J. C. Weeber, Phys.Rev. B, **63**, 165422, (2001)
6. Stockle, C. Fokas, V. Deckert, R. Zenobi, B. Sick, B. Hecht, and U. P. Wild, Appl. Phys. Lett. **75**, 160, (1999)
7. V.M.Kozhevin, D.A.Yavsin, V.M.Kouznetsov etc. J.Vac.Sci.Technol., B, **18**,1402, (2000)

Проект литографического станда на основе объектива Шварцшильда с рабочей длиной волны 13,5 нм

М.С. Бибишкин, Н.Б. Вознесенский, Е.Б. Клюенков, Е.Л. Панкратов,
А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105
e-mail: pector@ipm.sci-nnov.ru

1. Введение

В рамках российского проекта по EUV литографии на длине волны 13,5 нм, статус которого изложен в [1], в 2005-2006 г.г. планируется создание тестовой литографической установки на основе объектива Шварцшильда. Главное назначение этого станда – исследование чувствительности, контраста и пространственного разрешения фоторезистов, применяемых для EUV 13,5 нм литографии и изготовление тестовых микросхем. Кроме того, предполагается отработать основные оптико-механические узлы для крепления зеркал и процедуры юстировки. Этот опыт в дальнейшем предполагается использовать при конструировании полномасштабной литографической установки.

2. Рентгенооптическая схема станда

Оптическая схема станда приведена на рис.1. В качестве источника излучения используется разборная рентгеновская трубка [2]. Флуоресцентное излучение ($\text{Si } L_{\alpha}$ линия, длина волны $\lambda=13,5$ нм) из анода Pt, расположенного в фокусе эллиптического зеркала, фокусируется на маску, находящуюся в другом фокусе зеркала. Приемный телесный угол зеркала осветителя составляет 1,2 стрд. Маска представляет собой толстую кремниевую подложку с многослойным отражающим покрытием, на которой методами оптической или электронной литографии наносится рисунок, который в дальнейшем объективом Шварцшильда, образованного асферическими зеркалами M_1 и M_2 , с коэффициентом линейного уменьшения $M=4$ переносится на подложку с фоторезистом. Для обеспечения стабильности оптической схемы, все элементы предполагается установить на трех ситалловых стержнях, ТКЛР которых составляет порядка 10^{-8} . Стенд устанавливается в термостатированном помещении на отвязанном от здания фундаменте. Для подавления высокочастотных вибраций используется стол с пневматической подушкой. Размер пятна на маске составляет 3×3 мм². Минимальный размер изображения на фоторезисте, обеспечиваемый данной оптической схемой, составляет 20-30 нм. Выбранная система 2-D сканирования для маски и подложки обеспечивает поле сканирования 50 и 12,5 мм, соответственно.

3. Источник излучения 13,5 нм

Не смотря на низкий коэффициент преобразования энергии электронов в энергию EUV

излучения рентгеновских трубок, по сравнению с газоразрядными источниками, для тестовых целей они имеют и ряд преимуществ. Главными из которых являются: отсутствие загрязнения зеркал, стабильность излучательных характеристик (1%), долговечность (более 3000 часов без замены термокатода), возможность варьировать размер источника в широких пределах (от десятков до тысяч мкм) и малые габариты. Поскольку вопросы оптимизации параметров трубки для генерации излучения с $\lambda=13,5$ нм в литературе не изучены, в частности нет достоверных данных по коэффициенту конверсии энергии электронов в энергию излучения, в работе были проведены эксперименты по определению этого коэффициента, а также угловых распределений выхода флуоресценции в зависимости от энергии и угла падения электронов. Соответствующие зависимости приведены на рис.2.

Эксперименты проводились на рефлектометре [3] с измененной конструкцией держателя мишени. Для увеличения углового разрешения первое зеркало рефлектометра закрывалось экраном с отверстием 5 мм, что обеспечило угловое разрешение эксперимента 1,2°. В процессе сканирования угол между электронным и EUV пучком оставался неизменным и составлял 83,5°.

Качественно поведение угловой зависимости можно объяснить следующим образом. При малых углах отбора излучения из мишени и, соответственно, близких к нормальным углам падения электронов, последние глубоко проникают в мишень, а длина выхода фотонов в $1/\sin\theta$ больше глубины проникновения электронов. Соответственно наблюдается сильное поглощение флуоресцентной линии в мишени. По мере увеличения угла отбора, угол падения электронов падает и наблюдается рост интенсивности флуоресценции. При углах отбора близких к 90° падение электронов становится скользким и начинается их сильное отражение. На кривой наблюдается резкий спад интенсивности линии $\text{Si } L_{\alpha}$.

В литературе по EUV литографии абсолютный коэффициент конверсии определяется как отношение энергии излученной в 2% спектральной полосе в окрестности 13,5 нм в телесный угол 2π к потребляемой источником энергии. В нашем случае он составил $8,2 \cdot 10^{-4}$ %. При этом, из-за пространственной неоднородности

сти излучения РТ при угле отбора излучения 90° , что планируется в стенде, в единичный телесный угол излучается около 45% энергии. Соответственно доля энергии излучения с $\lambda=13,5$ нм, падающая на эллиптическое зеркало в спектральной полосе 2% составляет $3,7 \cdot 10^{-4}$ % от энергии электронного пучка.

Представляет интерес предельная мощность электронного пучка в рентгеновской трубке. С помощью предложенной ранее методики [4] исследовано температурное поле в трехслойном стационарном аноде (материал №1/AgSn/Cu) с водяным охлаждением меди в процессе облучения материала №1 электронным пучком. Получены оценки предельной мощности электронного пучка и ее поверхностной плотности на облучаемой поверхности анода, соответствующих заданной величине давления паров материала №1. Исследована зависимость данных величин от размера пучка, вида материала №1 и его толщины. Данные зависимости проиллюстрированы с помощью рис. 3 и 4 при толщине сплава AgSn в 0,1 мм, толщине меди в 5 мм и предельной температуре в 1090°K , что соответствует давлению паров $1 \cdot 10^{-11}$ мм. рт. ст. для кремния, $\sim 1 \cdot 10^{-20}$ мм. рт. ст. для вольфрама, $\sim 3 \cdot 10^{-9}$ мм. рт. ст. для железа.

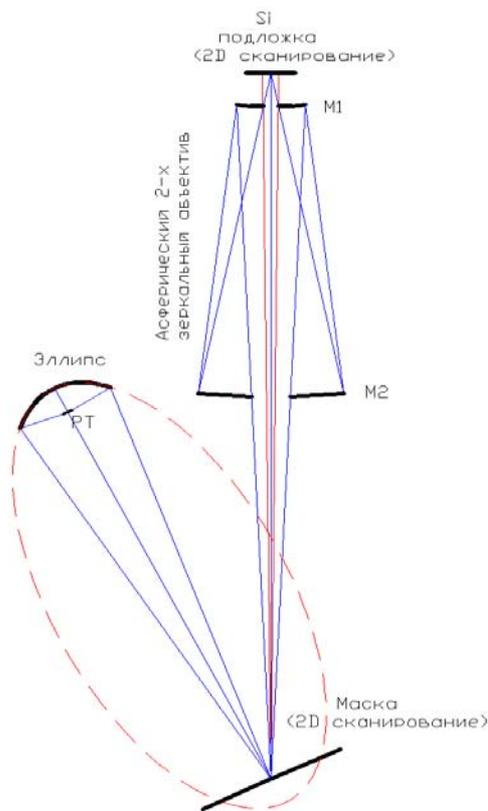


Рис.1. Оптическая схема установки. Как следует из данных расчетов для Si анода толщиной 0,5 мм и площади электронного пятна на аноде $0,25 \text{ мм}^2$ мощность электронного пучка достигает значения 500 Вт, что соответствует 1,9 мВт мощности излучения с $\lambda=13,5$ нм.

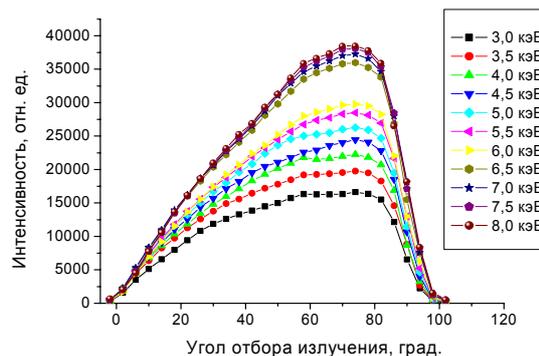


Рис.2. Угловые зависимости интенсивности флуоресценции при $\lambda=13,5$ нм.

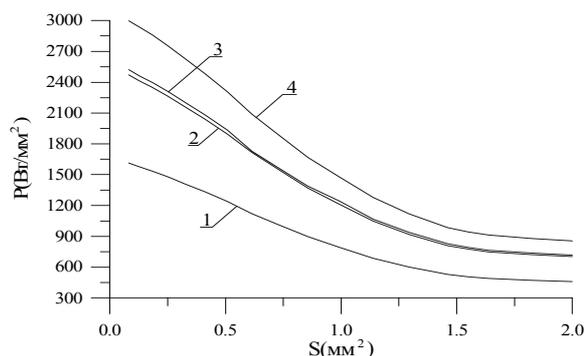


Рис. 3. Зависимость предельной поверхностной плотности мощности электронного пучка от его площади. 1 - кремний 1 мм, 2 - кремний 0,5 мм, 3 - железо 0,5мм, 4 - вольфрам 0,5 мм.

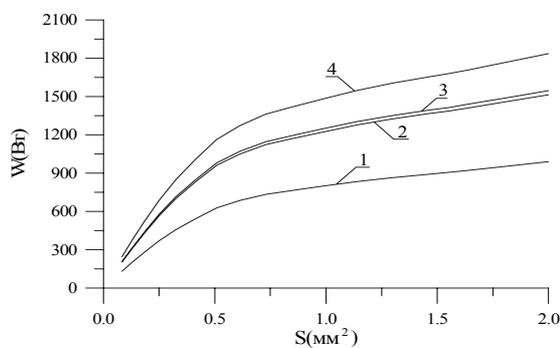


Рис. 4. Зависимость предельной мощности электронного пучка от его площади. 1 - кремний 1 мм, 2 - кремний 0,5 мм, 3 - железо 0,5мм, 4 - вольфрам 0,5 мм.

Данная работа поддержана грантами РФФИ и ИШ-1729.2003.2.

- Гапонов С.В., Клюенков Е.Б., Салашенко Н.Н. и др. Настоящий сборник.
- Бибишкин М.С., Забродин И.Г., Клюенков Е.Б. и др., Поверхность, 2., 41 (2003).
- Бибишкин М.С., Забродин И.Г., Каськов И.А. и др., Известия академии наук, Серия физическая, 68, № 4, 560 (2004).
- Pankratov, E.L. Journal of molecular liquids, 114, 1, 179 (2004).

Термоиндуцированное управление параметрами рентгеновских дифракционных максимумов кристаллов KDP

В.Н. Трушин, А.С. Маркелов, А.А. Жолудев, Е.В. Чупрунов, Е.В. Зайцева, Е.Л. Ким

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
603950, Нижний Новгород, Россия, trush@phys.unn.runnet.ru

В работе исследуется возможность управления сходимостью рентгеновских пучков путем термоиндуцированного изменения радиуса кривизны кристалла. В качестве образца использовалась монокристаллическая пластина XY-среза кристалла KDP толщиной 2 мм. На обратной стороне образца вытравливались углубления в виде полос глубиной 1 мм,

шириной 2 мм. Полосы травления заполнялись смесью эпоксидной смолы и порошка меди. Образец крепился протравленной стороной к «холодильнику» с помощью герметика. Схема эксперимента описана в работе [1]. Семейство кривых качания кристалла KDP (620), при различных температурах «холодильника», представлено на рис.1а.

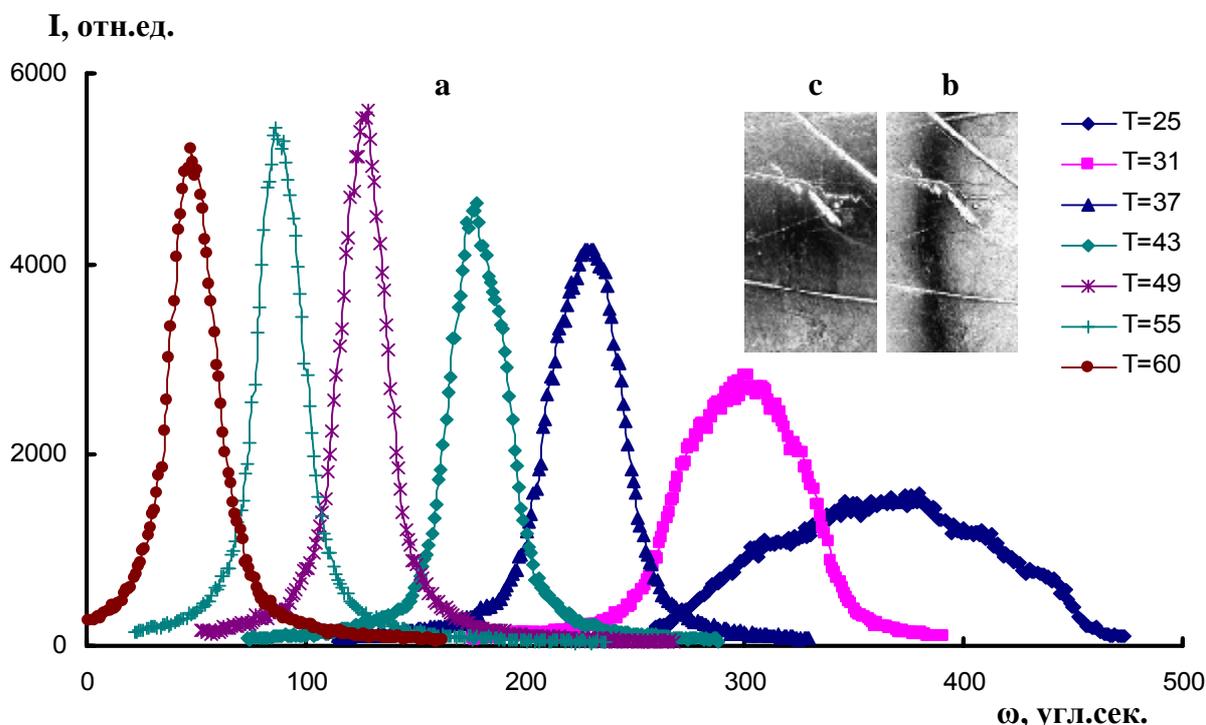


Рис.1. (а) – Кривые качания, снятые при однородном нагреве кристалла KDP до температур 25,31,37,43,49,55 и 60°C, соответственно. (b,c) – Топограммы кристалла снятые от поверхности образца при температурах 25 и 49, соответственно.

Из рисунка 1а видно, что при повышении температуры образца, происходит уменьшение полуширины кривых качания главным образом связанное с уменьшением первоначальной кривизны образца. Данное предположение подтверждается видом рентгеновских топограмм (рис.1b,c) снятых от поверхности образца при температурах 25 и 49, соответственно. Вид топограмм показывает увеличение области дифракционного отражения, что соответствует случаю, когда поверхность кристалла становится плоскопараллельной. Температурная зависимость изменения кривизны образца определяется в основном разностью в

коэффициентах тепловых расширений кристалла KDP и эпоксидной смолы (KTR эпоксидной смолы $47 \times 10^{-6} K^{-1}$).

Приведенные экспериментальные данные показывают возможности теплового управления параметрами рентгеновских максимумов, которые могут быть использованы для формирования пространственно-неоднородных рентгеновских пучков переменной интенсивности (рентгеновских изображений) [2].

На рис.2 показаны кривые качания 1,2 полученные от черной поверхности Z-среза кристалла KDP (226) снятые в исходном состоянии (кривая 1) и при освещении светом от

проекционной лампы (кривая 2). Освещение осуществлялось через транспарант в виде буквы «S». Изменение температуры области освещения по отношению к неосвещенной области составляла 2,5°C. В данных условиях освещения от поверхности кристалла (по Брэггу) снимались топограммы. На рис.2a,b,c,d приведены топограммы части поверхности кристалла

снятые в различных точках кривой качания (положения точек указано стрелками). Контраст топограмм зависит от положения рабочей точки на кривой качания. Топограмма (a) соответствовала угловому положению освещаемой области, (b) – области сдвинутой на границу света и тени, c и d - областям вне освещения.

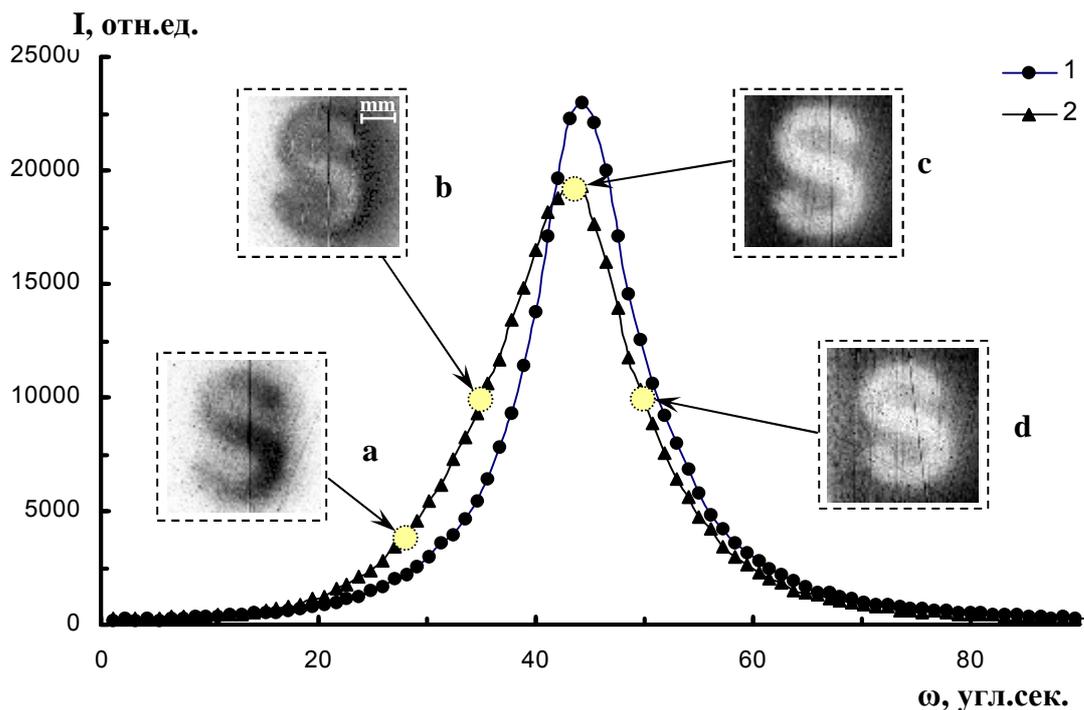


Рис.2. Кривые качания 1,2 полученные от черной поверхности Z среза кристалла KDP (226) снятые в исходном состоянии (кривая 1) и при освещении светом части поверхности (кривая 2) через транспарант в виде буквы «S». На рис. a,b,c,d приведены топограммы соответствующей части поверхности кристалла снятые в различных точках кривой качания (2) (положения точек указано стрелками).

Разрешающая способность данного метода формирования изображения зависит от рентгенооптической схемы, схемы освещения поверхности образца, а также от физических свойств кристалла и поглощающего покрытия. В данных условиях эксперимента она составляла не менее 80 линий на дюйм. Для оценки возможностей данного метода нами было проведено моделирование формирования рентгеновского изображения для условия соответствующему данному эксперименту.

[1]. В.Н.Трушин, А.А.Жолудев, А.С. Маркелов, Е.В.Чупрунов. Термоиндуцированная корректировка параметров рентгеновских дифракционных максимумов кристаллов. ЖТФ, 2004, том 74, вып. 7, С.121-122.
 [2] В.Н.Трушин А.А.Жолудев, М.А.Фаддеев, Е.В.Чупрунов, А.Ф.Хохлов Формирование рентгеновских изображений воздействием оптического изображения на дифрагирующий кристалл ниобата лития // ЖТФ, 1997, Т.67, №9, С.76-79.

Чувствительная ПЗС-матрица с прямой регистрацией ВУФ излучения

С.В. Кузин¹, А.А. Перцов¹, А.П. Шевелько¹, С.В. Шестов², О.Ф. Якушев¹

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Ленинский пр.53, Москва, Россия.

²Московский физико-технический институт (государственный университет)

e-mail: yakush@sci.lebedev.ru

Приборы с зарядовой связью (ПЗС) широко используются как при проведении фундаментальных исследований, так и в многочисленных практических приложениях [1,2]. ПЗС в качестве детекторов мягкого рентгеновского и вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) излучения обладают несомненными преимуществами, такими, как двухкоординатное детектирование с высоким пространственным разрешением, детектирование излучения в режиме реального времени, высокая эффективность, хорошее отношение сигнал/шум и большой динамический диапазон. Ввиду сильного поглощения излучения в веществе, для регистрации в ВУФ области спектра в основном используются ПЗС матрицы, изготовленные по «backside» технологии или с конвертированием ВУФ излучения в видимое на входе матрицы. Однако, развитие технологий приборов с зарядовой связью позволяет изготавливать матрицы с «прямой» регистрацией ВУФ излучения.

Для аппаратуры ТЕСИС [3] спутника КОРОНАС-ФОТОН (в рамках отечественной программы космического исследования Солнца) создается новый тип детектора – «открытая» ПЗС-матрица, чувствительная к ВУФ излучению. Эта матрица имеет сравнительно большие «открытые» окна в межэлектродной области с уменьшенными слоями Si_xO_y и Si_mN_n , поглощающими ВУФ излучение. Матрица имеет размеры 768x576 ячеек, при размере ячейки 27x27 мкм и размере «открытого» окна $\varnothing 9$ мкм. Матрица оснащена холодильником Пельтье и работает в малокадровом режиме, что позволяет получать большое время накопления – до 100 с при незначительном темновом токе. Разрядность АЦП детектора – 14 бит/ячейку.

Целью настоящей работы являлось измерение абсолютной чувствительности «прямой» ПЗС-матрицы и использование ее для измерения выхода ВУФ излучения из плазмы газонаполненного капиллярного разряда.

Для абсолютной калибровки ПЗС-детектора использовалась установка, схема которой приведена на рис.1. Источником ВУФ излучения служила плазма капиллярного разряда [4]. Применение различных газов (O, Ar, Xe) позволило возбуждать в источнике

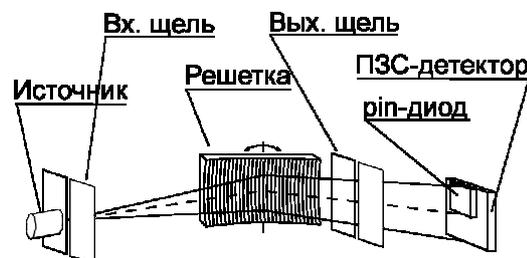


Рис.1. Схема установки для абсолютной калибровки ПЗС-детектора.

интенсивное спонтанное излучение в широком диапазоне спектра: от 4 нм до 20 нм. Для разложения излучения в спектр использовался спектрометр-монокроматор скользящего падения (GIMS) [5]. Детекторами излучения служили абсолютно калиброванный рpп-диод AXUV-100 [6] и «открытая» ПЗС-матрица, которые располагались за выходной щелью монокроматора. Диод располагался перед матрицей таким образом, чтобы половина выходного потока падала на матрицу, а другая – на рpп-диод. Усиленный электрический сигнал с рpп-диода регистрировался с помощью осциллографа. Спектральная характеристика чувствительности рpп-диода приведена на рис.4. Спектры излучения плазмы капиллярного разряда регистрировались и отображались с помощью РС. Измерительный комплекс вакуумировался и при импульсном напуске рабочего газа давление в монокроматоре поддерживалось на уровне 10^{-3} мм рт. ст.

При калибровке ПЗС-матрицы в спектральном диапазоне 40 – 200 Å спектрометр использовался в режиме монокроматора. Ширины входной и выходной щелей составляли 20 мкм. Сканирование по длинам волн осуществлялось прецизионным поворотом дифракционной решетки. Обзорные спектры излучения плазмы капиллярного разряда измерялись в режиме спектрографа.

В излучении плазмы капиллярного разряда в кислороде в широком интервале давлений зарегистрированы интенсивные L-спектры в Li- и Be-подобных ионах (OV-OVI) в диапазоне длин волн от 10 нм до 20 нм. В Ar разряде наблюдалось излучение на переходах 2p-3s, 2p-3d в ионах ArIX, ArX (рис.2)

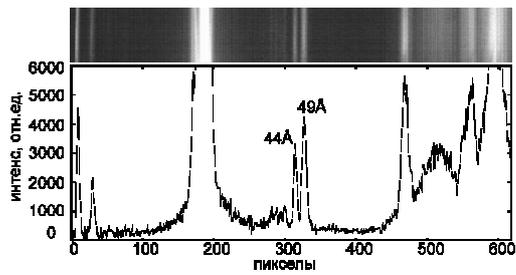


Рис.2. Спектр излучения Ag разряда в области длин волн 3 – 5 нм.

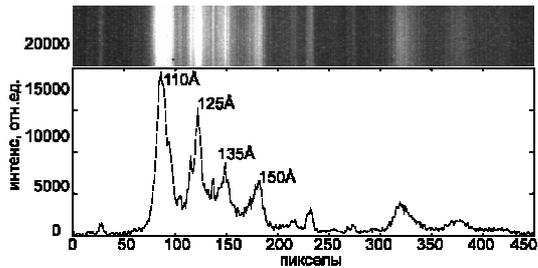


Рис.3. Спектр излучения Хе разряда в области длин волн 10 – 30 нм.

При возбуждении Хе разряда спектральные линии, принадлежащие различным стадиям ионизации, сливались в отдельные полосы. Максимумы в спектральном распределении приходились на длины волн 110 Å, 125 Å, 135 Å и 150 Å (рис.3). Эти максимумы были идентифицированы как переходы в ионах Хе¹¹⁺, Хе¹⁰⁺ и Хе⁹⁺.

Сравнение сигналов калиброванного диода и ПЗС-матрицы позволило измерить чувствительность и квантовый выход матрицы. На рис.4 приведена зависимость квантового выхода (электрон/фотон) и чувствительности (отсчет/фотон) «открытой» ПЗС-матрицы от длины волны ВУФ излучения. Для сравнения на том же рисунке приведен квантовый выход для матрицы, изготовленной по «backside» технологии [7]. Формы кривых и значения квантового выхода для обеих матриц практически совпадают (в пределах погрешности измерений). Однако, квантовый выход обеих матриц по сравнению с чувствительностью рpн-диода AXUV-100 приблизительно в два раза меньше.

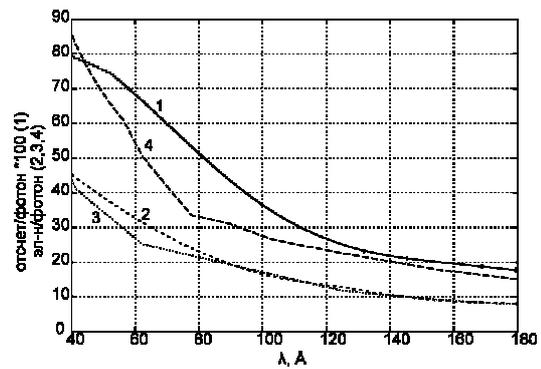


Рис.4. Зависимость чувствительности ПЗС-детекторов и рpн-диода от длины волны. 1, 2 – «открытая» ПЗС-матрица, 3 – «backside»-матрица, 4 – рpн-диод.

Применение калиброванных детекторов позволило измерить абсолютный выход излучения плазмы Хе капиллярного разряда на длине волны 135 Å, который составил величину $W=2$ мДж/2π стер/импульс в полосе $\Delta\lambda=9$ нм.

В заключении следует отметить, что разработанная «открытая» ПЗС-матрица безусловно обладает рядом преимуществ по сравнению с другими детекторами для ВУФ диапазона. Это, прежде всего, возможность регистрации ВУФ излучения с высоким пространственным разрешением в широком спектральном диапазоне, простота производства и относительно низкая себестоимость.

Работа поддержана грантом РФФИ 02-02-17272

- Jonatthan V. Sweedler, Kenneth L. Ratzlaff, "Charge-Transfer Devices in Spectroscopy", John Willey and Sons, New York, 1994.
- Albert J. D. Theuwissen, "Solid-State Imaging with Charge-Coupled Devices", Luwer Academic Publishers, 1995.
- Кузин С.В. и др. Известия АН Серия физическая. 2004, в печати.
- И. И. Собельман и др., Квантовая электроника 33 (1), 3-6 (2003).
- Шевелько А.П., Якушев О.Ф., Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, №2, с. 46-50 (2003).
- «International Radiation Detectors Inc», www.ird-inc.com.
- «Princeton Instrument», www.prinst.com.

Рентгеновская микротомография мягких тканей без использования контрастирующих веществ

И.А.Артюков¹, А.В.Виноградов¹, С.А.Романова¹, С.В.Савельев²

¹ Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, Ленинский пр. 53, Москва, Россия

² НИИ морфологии человека РАМН, ул.Цюрупы 3, Москва, Россия

e-mail: iart@sci.lebedev.ru

Современная компьютерная рентгеновская томография является эффективным методом получения информации в медико-биологических исследованиях разного уровня [1]. Последние достижения в технологии изготовления ярких микрофокусных рентгеновских трубок позволили улучшить пространственное разрешение метода и перейти к рентгеновской микро- и нанотомографии в лабораторных условиях [2, 3]. При этом при увеличении разрешения важным вопросом остается и даже усиливается проблема получения необходимого контраста при работе с рентгеномалоконтрастными объектами, такими как мягкие ткани в гистологии без использования специальных контрастирующих препаратов. Необходимо отметить, что теоретический расчет контраста многих реальных биологических структур достаточно труден из-за сложности физико-химического представления биообъектов, способных сильно изменяться в процессе приготовления к *in-vitro* исследованиям (промывка, сушка, консервация и т.д.), а также при различных патологиях развития ткани.

В данной работе продемонстрирована возможность использования рентгеновской микротомографии при комплексном изучении нормы и патологии (недостаточности) плацентарного кровотока в дополнении к клиническим, ультразвуковым и морфологическим исследованиям. Важность работы определяется тем, что плацентарная недостаточность в клиническом отношении является синдромом, обычно отражающим патологическое состояние организма беременной [4].

В работе для ультразвукового исследования внутриплацентарного кровотока четырех пациенток 19-24 лет использовался трехмерный доплеровский режим, позволяющий представить объемную организацию системы сосудов в плаценте [5]. Были получены количественные характеристики особенностей кровотока (индекс васкуляризации VI, индекс кровотока FI, васкуляризационно-поточный индекс VFI) в плаценте в центральной, двух парацентральных и двух краевых зонах с построением гистограмм сосудистого компонента в заданном объеме плацентарной ткани. Иммуногистохимическое исследование включало в себя изучение распределения



Рис.1.Трехмерная доплеровская УЗИ-диагностика плацентарного кровотока (норма)

коллагенов I, III и IV типов с использованием моноклональных антител в пяти зонах плаценты, подвергшихся предварительно УЗИ-диагностике (Рис.1). Анализ пространственной организации плацент проводили при помощи рентгеновского микротомографа, что позволило реконструировать пространственное строение плаценты с оценкой компонентов различной рентгеновской плотности в объеме ткани [6].

Лиофилизированные образцы плацентарной ткани из соответствующих зон (размером 10x2x2 мм³) сканировались на рентгеновском микротомографе SKYSCAN 1074 на основе микрофокусной вольфрамовой трубки (напряжение U=40 кВ, ток I=1 мА). Параметры сканирования: время экспозиции: 360 мс, усреднение по 5 сканам, угол сканирования: 360°, шаг сканирования – 0,9 °. Пространственное разрешение полученных рентгеновских проекций определялось размером пикселя ПЗС матрицы и составляло около 22 мкм. При восстановлении сечений использовалась коррекция кольцевых артефактов и учет немонахроматичности спектра рентгеновского пучка («beam hardening»). Трехмерная модель восстанавливалась по эквидистантному набору сечений с помощью программы «3D-Creator». Возможности программы позволяли выделить полупрозрачной цветовой палитрой градации плотности материала с различным поглощением.

Рентгеновское микротомографическое исследование трехмерной структуры центральной, парацентральных и краевых зон показало наличие морфологических пространственных различий в структуре плаценты (рис.2). В центральной зоне плаценты обнаружена максимальная объемная плотность

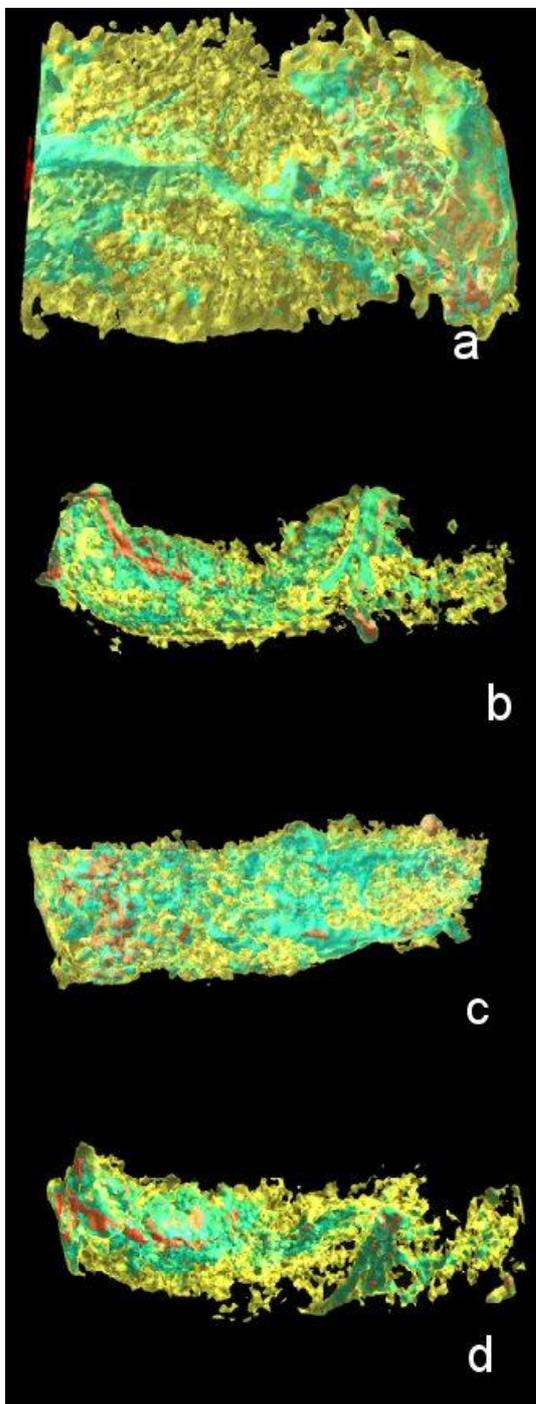


Рис.2.Трехмерная структура лиофилизированных образцов плаценты, полученная методом рентгеновской микротомографии (зоны: b – центр, c – парацентр, d – край)

ворсин на единицу объема ткани с отношением объемов ворсинчатого дерева к объему свободного межворсинчатого пространства от 7:8 до 6:10 (рис.2в). Парацентральные зоны достоверных отличий друг от друга не имели; отношение объемов ворсинчатого дерева к объему свободного межворсинчатого пространства составляло от 6:9 до 5:11 (рис.2с). Это показывает, что материнский кровоток может быть в парацентральных зонах несколько больше, а плодный меньше, чем в центральной зоне. Краевые зоны значительно (Рис.2d) отличались друг от друга по объемным

отношениям - от 3:8 до 7:10 с максимально переменным кровотоком, но количество рентгеноплотных стволовых, промежуточных и якорных ворсин было намного меньше, чем в центральной и парацентральной зонах.

Сопоставление результатов трехмерного доплеровского исследования кровообращения в плаценте и морфологических данных свидетельствует о том, что в основном визуализируется межворсинчатое пространство и материнский кровоток, на что указывает корреляция между объемами ворсин, межворсинчатого пространства и динамикой плацентарного кровотока.

Полученные результаты комплексных клинических, ультразвуковых и морфологических исследований и их сопоставление подтверждает необходимость комплексного подхода к клинической морфологии плаценты. Рентгеновская микротомография может стать одним из ключевых методов таких исследований.

- [1] Л.Д.Линденбратен, И.П.Королук, Медицинская радиология (основы лучевой диагностики и лучевой терапии), Москва, Медицина, 2000.
- [2] A. Postnov, N.De Clerck, A.Sasov, D.Van Dyck, *J. Microsc.*, **205**(2), 201 (2002)
- [3] С. G. Schroer, et al., *Appl.Phys. Lett.*, **81** (8), 1527 (2002)
- [4] А.П. Милованов, Патология системы мать-плацента-плод, Москва, 1999.
- [5] Л. И. Титченко и др., *Акушерство и гинекология*, **5**, 16 (2004).
- [6] В.И. Краснопольский и др. "Клинические, ультразвуковые и морфологические характеристики хронической плацентарной недостаточности.", *Акушерство и гинекология*, 2005 (в печати)

Поляризационные свойства многослойных рентгеновских зеркал с флуктуирующими параметрами. Численный анализ.

М.М. Барышева, А.М. Сатанин, Н.И. Чхало

ИФМ РАН

e-mail: maria@ipm.sci-nnov.ru

Многослойные структуры (МС) традиционно используются в качестве интерференционных рентгеновских зеркал. Между тем, в последние годы появляются работы, посвященные созданию и использованию МС в качестве поляризационных элементов и фазовращателей на просвет [1-3]. Новая методика изготовления многослойных свободновисящих пленок [1,2] впервые позволила создать аналог оптической четырехволновой пластинки для диапазона излучения 2,1 – 4,5 нм.

В результате многократного отражения и преломления света на границах разделов сред, амплитуды $(T_s)^{1/2}$, $(T_p)^{1/2}$ и фазы φ_s , φ_p коэффициентов прохождения различны для s- и p-компонент поля, при этом эффективность МС как фазовращателя определяется максимально достижимым фазовым сдвигом $\Delta\varphi_{\max} = (\varphi_s - \varphi_p)_{\max}$. Для использования МС в качестве четырехволновой пластинки требуется одновременное выполнение условий 1) $T_s/T_p = 1$ и 2) $\Delta\varphi = \pi/2$ при некотором угле скольжения θ .

Варьируя такие параметры структуры, как период d_0 , соотношение толщин слоев в периоде $\beta = h_1/d_0$ и количество пар слоев N , при известной величине шероховатости σ теоретически можно добиться оптимальных поляризационных характеристик МС. Однако неизбежные дефекты, в частности детерминированный уход периода $\beta = h_1/d_0$ флуктуации толщин $\delta d/d_0$, приводят к ухудшению поляризационных свойств МС.

Оптические характеристики многослойной структуры с флуктуирующими параметрами (например, коэффициент отражения или максимальный фазовый сдвиг) определяются вероятностными законами и должны описываться некими функциями распределения. Для конкретных зеркал эти функции распределения могут быть получены численно, для чего можно воспользоваться методом рекуррентных соотношений [4].

Рассмотрим многослойную структуру, состоящую из N слоев с набором толщин слоев $\{h_j\}$, $j=1 \dots N$ (рис.1). Задачу считаем одномерной, наличием переходных слоев пренебрегаем. Четные и нечетные слои образованы различными материалами, характеризуемыми комплексными диэлектрическими постоянными $\{\varepsilon_j\} = \varepsilon_{1,2}$.

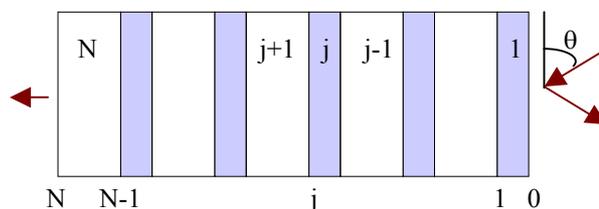


Рис.1 Постановка задачи на нахождение коэффициентов отражения и прохождения многослойной структуры. Сверху идет нумерация слоев, снизу – нумерация границ.

и прохождения $t_{s,p}(\lambda, \theta)$ многослойной структуры для s- и p-поляризованного излучения могут быть найдены решением системы:

$$\begin{cases} t_j = \frac{t_{j+1} t_j^F e^{i\kappa_{j+1} h_{j+1}}}{1 + e^{2i\kappa_{j+1} h_{j+1}} r_j^F r_{j+1}^F}, & r_j = \frac{r_j^F + e^{2i\kappa_{j+1} h_{j+1}} r_{j+1}^F}{1 + e^{2i\kappa_{j+1} h_{j+1}} r_j^F r_{j+1}^F}, \\ r_{N+1} = 0, & t_{N+1} = 1, \quad j = 0, 1, \dots, N \end{cases}$$

Здесь r_j (t_j) означает коэффициент отражения (прохождения) для структуры, образованной слоями с номерами $N, N-1, N-2, \dots, j+1$, что можно интерпретировать как отражение от j-ой границы; $\kappa_j = k \sqrt{\varepsilon_j - \cos^2 \theta}$; r_j^F , t_j^F - френелевские коэффициенты отражения (прохождения) j-ой границы слоев, межслойные шероховатости стандартно учитываются введением ослабляющих множителей Дебая-Валлера [5].

Задавая закон изменения толщин (в том числе, случайный), можно вычислить точное значение комплексных коэффициентов прохождения и отражения многослойной структуры, любые производные функции (например, $\Delta\varphi(\theta)$) и функции распределения.

Проанализируем таким образом поляризационные свойства реальной Cr/Sc структуры с параметрами $d_0 = 3.14$ нм, $\beta = 0.47$, $N = 300$, $\sigma = 0.4$ нм. Описанная структура тестировалась на длине волны $\lambda = 3.12$ нм и предназначалась для использования в качестве четвертьволновой пластинки для L-края скандия [2]. Предполагаемая девиация периода 0,4%. В таблице 1 приведены основные характеристики реального фазовращателя [3] и

его численной модели в случаях постоянного и линейно растущего периода.

Можно видеть, что коэффициент отражения реальной структуры близок к «идеальной», в то время как максимальный фазовый сдвиг намного меньше, даже при учете детерминированного изменения периода.

	R_{\max}	$\Delta\varphi_{\max}$
Реальный образец	36%	125°
Модель 1. ($d = \text{const}$)	37.4%	139.2°
Модель 2. Рост $d(z)$	37.3%	135°

Таблица 1. Характеристики Cr/Sc MC с параметрами $d_0=3.14\text{nm}$, $\beta=0.47$, $N=300$, $\sigma=0.4\text{nm}$.

Проанализируем теперь влияние случайного изменения толщин слоев. Характерные масштабы флуктуаций $\delta d/d$ находятся в интервале от $0.001d_0$ до $0.01d_0$.

На рис.2-4 продемонстрирована эволюция функций распределения параметров, характеризующих свойства рассматриваемой MC как отражателя, фазовращателя и поляризатора.

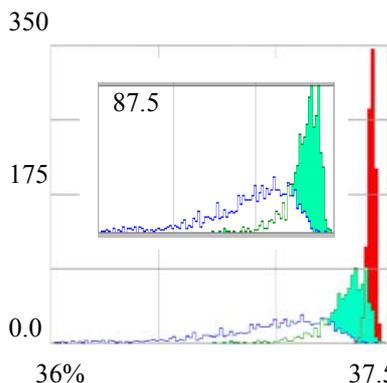


Рис.2. Максимальный коэффициент отражения (функция распределения) при флуктуациях $0.001d_0$, $0.005d_0$ и $0.01d_0$. По оси Y отложено число реализаций, всего их 1000.

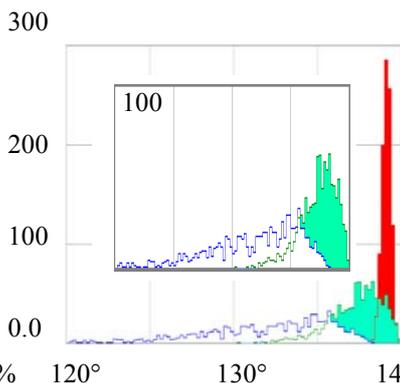


Рис.3. Максимальный фазовый сдвиг (функция распределения) при флуктуациях $0.001d_0$, $0.005d_0$ и $0.01d_0$. По оси Y отложено число реализаций, всего их 1000.

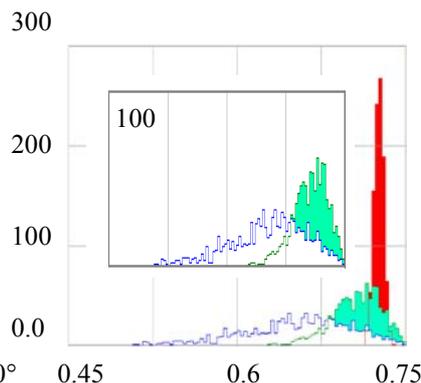


Рис.4. Отношение T_s/T_p , отвечающее сдвигу фаз $\Delta\varphi=\pi/2$ (функция распределения) при флуктуациях $0.001d_0$, $0.005d_0$ и $0.01d_0$. По оси Y отложено число реализаций, всего их 1000.

Более узкая функция распределения соответствует меньшим флуктуациям толщин слоев.

Можно видеть, что даже наибольшие флуктуации приводят к уменьшению наиболее вероятного R_{\max} менее чем на 0,5%. Относительная ширина функции распределения $\Delta R/R_0 \sim 1\%$. Между тем, максимально достижимый фазовый сдвиг сильнее подвержен влиянию флуктуаций: наиболее вероятное значение смещается на $\sim 5^\circ$ (чтобы увеличить $\Delta\varphi$ на 5° в рассматриваемой Cr/Sc структуре потребовалось бы нарастить ~ 10 слоев), разброс $\sim 7\%$. Хотя при такой величине флуктуаций $\Delta\varphi = \pi/2$ достигается для каждой реализации (что следует из $\Delta\varphi_{\max} \gg 90^\circ$), отношение T_s/T_p при этом флуктуирует сравнительно сильно – относительная ширина распределения $\sim 18\%$. Отметим, что данные зависимости касаются случая, когда детерминированный уход периода в системе отсутствует.

Таким образом, приведенная методика позволяет производить оценки поляризационных и отражательных свойств MC с учетом различных дефектов. Из приведенных зависимостей можно заключить, что, флуктуации толщин слоев порядка $0.01d_0$ значительно влияют на поляризационные свойства MC, слабо действуя при этом на их отражательные свойства.

Работа поддержана грантами РФФИ 03-02-17457 и 04-02-17067.

[1]J.B. Kortright, J.H. Underwood. Nucl. Instrum.Methods. A. 1990. V. 291. P. 272.
 [2]С.С. Андреев, М.С. Бибишкин, Х.Кимура и др. Изв. РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68, № 4, С. 565.
 [3]С.С. Андреев, М.С. Бибишкин, Х.Кимура и др. Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69, № 2, С. 207.
 [4]Зеркальная рентгеновская оптика. А.В.Виноградов и др. Л. Машиностр. 1989. С. 79
 [5]D.K.G. de Boer. Phys. Rev. B. 49(1994) С. 5817

Многослойная тороидальная решетка для спектрометра EIS станции Solar-B

Л.И. Горай^{1,2}

¹I.I.G., Inc., USA

²Институт аналитического приборостроения РАН, Рижский пр.26, Санкт-Петербург, 190103, Россия
e-mail: lig@skylink.spb.ru

Запланированная к запуску в 2006 году станция Solar-B является совместным проектом космических агентств Японии, США и Великобритании в рамках международной программы комплексных исследований Солнца ILWS [<http://ilws.gsfc.nasa.gov/>]. Станция будет находиться на околоземной полярной солнечно-синхронной орбите высотой 600 км и углом наклона 97.9° в течение нескольких лет.

КУФ Изображающий Спектрометр (EIS), сконструированный для работы в диапазонах длин волн 17-21 нм и 25-29 нм, является одним из трех орбитальных приборов Solar-B. EIS предназначен для записи с высоким разрешением спектров излучения солнечной короны и переходной области за короткие времена (3-10 с). Спектрометр имеет размер пикселя 1.5 угл.сек × 0.002 нм, поле зрения 400 угл.сек. и температурный диапазон 1.e5-2.e7 К, что обеспечивает разрешение доплеровского уширения линий при скоростях около 2 км/с и нетермических турбулентных потоков – около 20 км/с. По форме спектральных линий, их интенсивности и смещению можно определять скорость солнечных вихрей и другие параметры плазмы, что позволит связать динамику поведения короны, наблюдаемую с помощью рентгеновского телескопа, с расположенным ниже магнитным полем фотосферы, исследуемым с помощью оптического телескопа. С помощью EIS планируется обнаружить втекание и вытекание магнитного пересоединения и, вместе с данными от двух других телескопов, разрешить давние споры о нагреве короны и ее динамике [1].

Благодаря высокой надежности и прочности Mo/Si многослойных покрытий, они широко используются для телескопов и спектрометров нормального падения, как лабораторных, так и космических. EIS, разработанный для станции Solar-B, является первым орбитальным прибором с использованием многослойной дифракционной решетки (ДР), и Mo/Si покрытие было выбрано и оптимизировано для его оптики. Параболическое собирающее зеркало имеет диаметр 160 мм и фокус 1.939 м. Тороидальная ДР диаметром 100 мм и номинальным радиусом 1.18 м, имеющая 4200 штр./мм и прямоугольный (трапециидальный) профиль штрихов с номинальной глубиной 58 Å, была изготовлена на фирме Цейс голографически, методом

ионного травления в кварцевой подложке. Две половины зеркала и ДР были покрыты Mo/Si покрытием, оптимизированным для работы в двух узких диапазонах КУФ, где находится много эмиссионных спектральных линий, в т.ч. ионов He II, Fe XII и Fe XXIV.

Многослойные покрытия были нанесены на тестовые плоские и полноразмерные вогнутые зеркала и две пары полетной оптики в Колумбийской Астрофизической Лаборатории. Коэффициенты отражения полетного зеркала M2 представлены на рис. 1. Точками обозначены данные измерений на синхротронном излучении при падении пучка под углом 2.15° в центр гравитации коротковолновой и длинноволновой частей зеркала. Расчетные значения коэффициентов отражения, полученные с показателями преломления, взятыми из различных источников [2], представлены линиями. Коэффициенты отражения и пропускания вычислялись на каждом интерфейсе с использованием поправок Дебая-Валлера, учитывающих их диффузность и шероховатость. Толщины слоев и параметры интерфейсов определялись с помощью рентгеновских измерений отражения плоских зеркал в скользшем падении. Небольшие поправки периода образцов и параметров интерфейсов были сделаны для подгонки расчетных кривых коэффициентов отражения к измерениям, выполненным при нормальном падении.

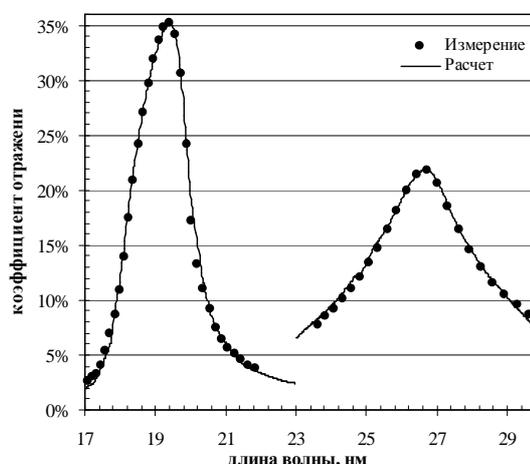


Рис.1. Коэффициент отражения коротко- и длинноволновой частей многослойного зеркала M2 (измерения выполнены в центре гравитации).

Измерения многослойной решетки FL1 были проведены в Брукхэвенской Национальной Лаборатории на станции X24С, принадлежащей Военно-Морской Лаборатории. Эффективность измерялась в 60 точках квадратной сетки, охватывающей обе части рабочей поверхности ДР диаметром 90 мм. Станция X24С имеет [\[http://spectroscopy.nrl.navy.mil/Synchro.html\]](http://spectroscopy.nrl.navy.mil/Synchro.html) монохроматор, который направляет диспергированное КУФ излучение в измерительные камеры. Камеры оснащены подвижками образца и детектора, управляемыми компьютером. Эффективности многослойной ДР измерялись на девяти длинах волн при падении излучения под углом 6.5° на коротковолновую (от 17.1 до 22.0 нм) и восьми – на длинноволновую (от 25.1 до 29.3 нм) половины решетки. Для удобства разделения падающего и дифракционных пучков угол падения при измерениях был выбран несколько больше центрального угла падения на ДР в EIS (4.48°). Однако, небольшие изменения угла падения вблизи нормали мало сказываются на изменении эффективности ДР [3]. За исключением нескольких точек на краях рабочей апертуры, наблюдалась хорошая однородность эффективности по поверхности ДР. Результаты измерений эффективности решетки FL1 в центральных точках ее коротко- и длинноволновой частей (центры гравитации) представлены на рис. 2 и 3 метками. Теоретические и экспериментальные значения эффективности другой полетной решетки FL7 приведены в [2, 3].

Моделирование эффективности ДР проводилось с использованием коммерческой программы PCGrate-SX [\[http://www.pcgrate.com\]](http://www.pcgrate.com). Данный код основан на модифицированном интегральном методе и позволяет строго решать векторную задачу дифракции на многослойной решетке с произвольной формой неидеальных границ в коротковолновых областях спектра [4].

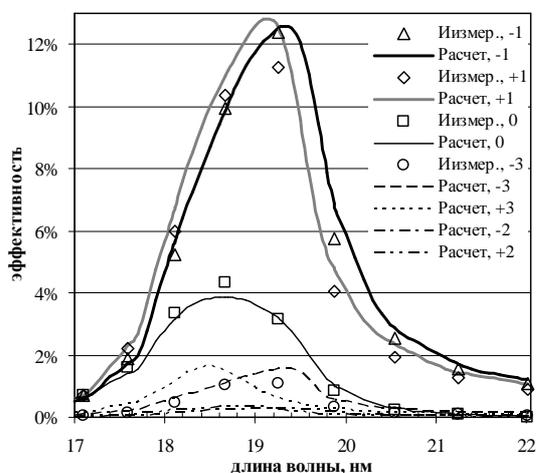


Рис.2. Эффективность порядков решетки FL1 в коротковолновой части рабочего диапазона EIS.

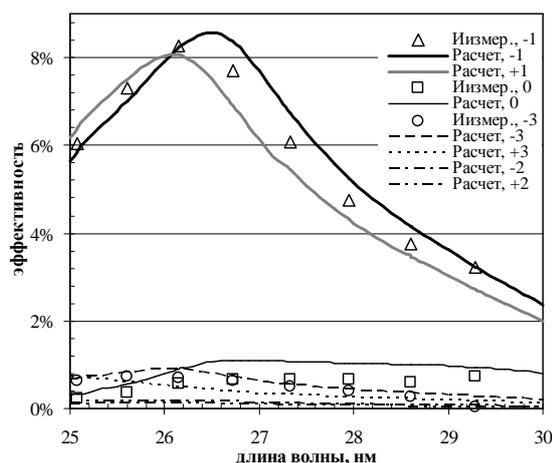


Рис.3. Эффективность порядков решетки FL1 в длинноволновой части рабочего диапазона EIS.

Эффективность ДР определялась для падающего неполяризованного излучения и параметров многослойного стека, идентичных зеркалу M2. Для коротковолновой половины ДР эти параметры составляют: 20 пар слоев Mo/Si с периодом 10.3 нм и отношением толщины Mo к периоду 0.37; СКО интерфейса слоев Si на Mo 0.2 нм и Mo на Si – 0.85 нм. Для длинноволновой части эти параметры равны 20, 14.35 нм, 0.34, 0.2 нм и 0.85 нм соответственно. Верхний защитный слой Si имеет толщину 2 нм. Трапециидальный профиль штрихов, полученный на основе АСМ, имеет глубину 6 нм, склоны 35° и равную ширину вершины и канавки [3]. Считалось, что профиль границ для всех слоев одинаков.

На рис. 2 и 3 можно видеть хорошее совпадение измеренных и рассчитанных данных дифракционной эффективности решетки FL1 в -1 и -3 порядках для обеих ее покрытий. Несколько худшее совпадение наблюдается для +1 и 0 порядков, что объясняется неточным профилем штрихов и показателями преломления [2], используемыми в модели. Наблюдаемое на рисунках разделение одинаковых плюс и минус порядков связано с особенностями распространения излучения через многослойный гофрированный стек, отсутствующий в случае сплошной ДР [3]. Оно тем больше, чем больше длина волны и выше порядок дифракции. Это э.м. свойство, которое было измерено и впервые посчитано для многослойной решетки с блеском [2], присуще всем многослойным ДР в КУФ-МР.

[1] S.V. Kuzin, I.A. Zhitnik, A.A. Pertsov *et al.*, J. X-Ray Sci. and Technol. **7**, 233-247 (1997).
 [2] J.F. Seely, L.I. Goray, D.L. Windt *et al.*, Proc. SPIE **5538**, 43-52 (2004).
 [3] J.F. Seely, C.M. Brown, D.L. Windt *et al.*, Appl. Opt. **43**, 1463-1471 (2004).
 [4] L.I. Goray, Nucl. Inst. and Meth. **A536**, 211-221 (2005).

Рентгеновский фильтр на основе преломляющей линзы

Кольчевский Н.Н., Дудчик Ю.А., Комаров Ф.Ф.

Белорусский Государственный Университет, ул. Курчатова 5, Минск, Беларусь
e-mail: kolchevsky@bsu.by

1. Введение

В качестве рентгеновских фильтров используются кристаллы монохроматоры, обладающие селективным отражением. Наиболее простыми рентгеновскими фильтрами являются тонкие пластины веществ, имеющие «окна прозрачности», использующие спектральную зависимость коэффициента поглощения излучения веществом. Предлагается в качестве рентгеновского фильтра использовать преломляющую рентгеновскую линзу.

Преломляющие рентгеновские линзы используются для фокусировки излучения с энергией в диапазоне 4-50 кэВ. Одной из конструкций преломляющей рентгеновской линзы является набор из 5-500 двояко-вогнутых линз, размещенных в стеклянном капилляре радиусом 50-400 мкм [1]. Преломляющие линзы в рентгеновском диапазоне обладают хроматическими аберрациями, обусловленными зависимостью коэффициента преломления от длины волны рентгеновского излучения. Зависимость коэффициента преломления вещества от длины волны излучения приводит к пространственному разделению фокусных пятен для «высокоэнергетической» и «низкоэнергетической» части рентгеновского спектра.

Для «низкоэнергетической» части спектра существенными являются: поглощение в материале линзы, ограничивающее апертуру линзы, что увеличивает дифракционное размытие фокусного пятна. Для «высокоэнергетической» части рентгеновского спектра апертура линзы равна радиусу линзы, что приводит к значительным сферическим аберрациям.

Преобразование оптической системой падающего потока описывается законом Лагранжа-Гельмгольца:

$$n k \sin \varphi = n' K \sin \varphi', \quad (1)$$

где n, n' - показатели преломления по обе стороны оптической системы, φ, φ' - апертурные углы, k, K - размеры источника и изображения источника.

Так как показатели преломления равны и близки к единице, то преобразование потока сводится к изменению размеров фокусного пятна и пропорциональному изменению угловой расходимости излучения. Данное рассмотрение справедливо в приближении малости поглощения рентгеновских лучей и определяет предельные возможности преобразования пучков оптическими системами.

Так как типичная преломляющая рентгеновская линза характеризуется фокусным расстоянием порядка 1 м., то фокусировка будет наиболее эффективна для удаленных источников рентгеновского излучения, таких как синхротроны

третьего поколения. Преломляющая линза может эффективно использоваться с рентгеновскими трубками с фокусным пятном микронных и субмикронных размеров для формирования узконаправленного пучка. Для формирования изображений преломляющей рентгеновской линзой необходимо монохроматизировать излучение.

2. Определение спектрального состава фокусного пятна линзы

При использовании рентгеновских трубок для расчетов интенсивности необходимо наряду с характеристическим спектром учитывать тормозной спектр рентгеновской трубки. Для идеализированной мишени (без учета явления самопоглощения) спектр тормозного излучения при относительно низких напряжениях описывается выражением:

$$I_{\lambda} \approx a i Z (\lambda - \lambda_{\min}) / (\lambda_{\min} \lambda^3), \quad (2)$$

I_{λ} - спектральная интенсивность, a - коэффициент пропорциональности, i - ток электронов на мишень, где $\lambda = 12,4 \cdot 10^{-10} / E_f$ (кэВ); $\lambda_{\min} = 12,4 \cdot 10^{-10} / U$ (кВ); E_f - энергия рентгеновских фотонов; U - ускоряющее напряжение на трубке.

Так как длина волны рентгеновского излучения много меньше геометрических размеров линзы, то в первом приближении можно применять законы геометрической оптики для расчетов параметров сфокусированного пучка. Рассмотрим распространение рентгеновского луча в системе сферических линз. Будем полагать, что в линзе лучи распространяются параллельно оптической оси, ввиду слабой преломляющей способности рентгеновских лучей и малости линейных размеров линзы по сравнению с фокусным расстоянием. Тогда все расчеты можно проводить для отдельной линзы, комплексный показатель вещества которой выражается в виде:

$$n = 1 - \delta N + i \beta N, \quad (3)$$

Необходимо отметить, что при малых линейных размерах линзы по сравнению с фокусным расстоянием, модель линзы может использоваться для любой произвольной формы отдельной линзы и позволяет упростить расчеты рентгенооптических параметров многоэлементных линз.

Так как линза обладает сильной хроматической аберрацией, вследствие зависимости показателя преломления n от энергии фотонов, и сферическими аберрациями, то фокусное пятно будет определяться спектральной интенсивностью источника. Спектральный состав фокусного пятна может быть описан следующим выражением:

$$I = \int_0^R \rho(E) \exp(-\mu d N) \exp(-2\mu N(R - (R^2 - H^2)^{1/2}))^* \\ * 2\pi R (1 - E_f^4 / E_f^4)^{1/2} dH. \quad (4)$$

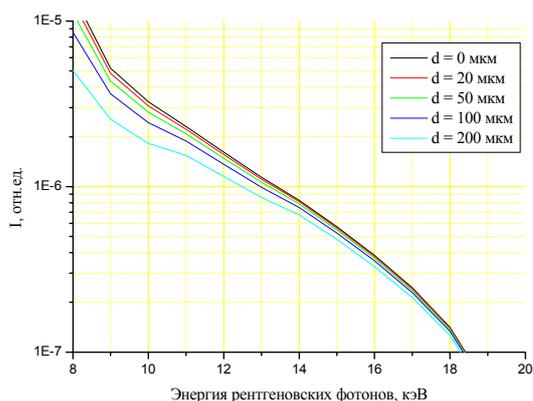


Рис.1 Зависимости I от энергии рентгеновских фотонов для рентгеновской трубки.

Расчеты проводились для линзы радиусом 100 мкм, содержащей 100 отдельных микролинз, изготовленных из эпоксидного клея, толщина линзы 0-200 мкм. Положение фокусного пятна соответствует энергии фотонов равной 8 кэВ. Результаты расчетов показаны на рисунке 1. Как видно из рисунка фокусное пятно содержит излучение спектральный состав которого определяется диапазоном 8-10 кэВ., т.е. линза действует как рентгеновский фильтр, что позволяет использовать преломляющую линзу совместно с рентгеновскими трубками без использования монохроматоров.

3. Формирование рентгеновских изображений.

Для получения изображений использовался микрофокусный рентгеновский источник РЕЙС на основе рентгеновской трубки БС10-Си. Расстояние от детектора до рентгеновского источника составляло 53 см. В качестве объектива использовалась рентгеновская микрокапиллярная линза, характеризующаяся: пропусканием 60 % и фокусным расстоянием 13 см для фотонов рентгеновского излучения с энергией 8 кэВ. Источник и детектор располагались равно удаленно от рентгеновской микрокапиллярной линзы для получения изображения в масштабе 1:1. В качестве детектора для записи изображения сформированного линзой использовалась черно-белая пленка Monochrome VX400 Konica. Время экспонирования составляло 15 мин.

Было получено изображение источника с электростатической фокусировкой (рис.2) и изображение источника с электростатической и магнитной фокусировкой. Измеренные значения фокусного пятна составляли 80мкм и 200мкм соответственно, что согласуется с паспортными данными. Для случая источника с электростатической фокусировкой и линзы в качестве объектива было получено изображение медной сетки (рис.3) период которой равен 100 мкм, размер ячейки 40 мкм, толщина сетки 60 мкм. Низкое качество снимка можно объяснить неоднородно-

стью яркости фокусного пятна и абберационными свойствами линзы.



Рис.2 Распределения интенсивности на фотопленке, являющиеся изображением источника.

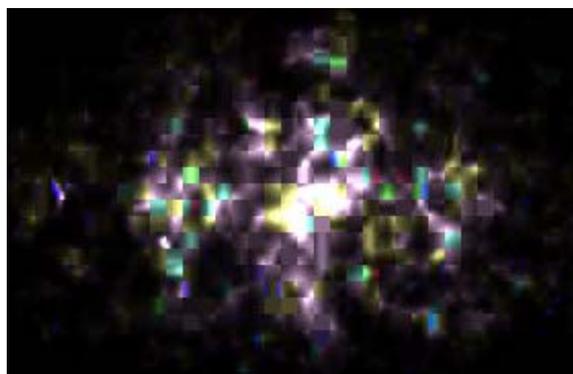


Рис.3 Распределения интенсивности на фотопленке, являющиеся изображением объекта.

4. Заключение

Двоукловогнутая форма рентгеновской линзы (показатель преломления меньше единицы) позволяет фокусировать рентгеновское и ультрафиолетовое излучение. Для остальной части спектра электромагнитных волн рентгеновская линза будет являться рассеивающей. Учитывая малый радиус линзы можно считать, что линза будет эффективно рассеивать «не рентгеновское» излучение. Таким образом, для источников, характеризующихся сложным спектральным составом излучения (например плазменные источники), преломляющая линза будет выступать в качестве рентгеновского фильтра. Спектральный состав фокусного пятна линзы содержит преимущественно коротковолновую часть спектра относительно, длины волны на которую «рассчитана» линза. Эксперименты показывают принципиальную возможность получать изображения объектов с помощью линзы и рентгеновских трубок без использования монохроматоров.

1. Dudchik Yu.I., Kolchevsky N.N. A microcapillary lens for x-rays // Nucl.Instrum. Meth. A.— Vol.421.— 1999.

Многослойные поляризаторы для мягкого рентгеновского диапазона длин волн

М.С.Бибишкин, Ю.А. Вайнер, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, А. Е. Пестов, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, В.В.Чернов, Н.И. Чхало
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ул. Ульянова 46, ГСП-105
e-mail: lopatin@ipm.sci-nnov.ru

Для определения поляризационных характеристик мягких рентгеновских источников представляют интерес эллипсометры, построенные на основе пары многослойных структур – фазовращателя на просвет, обеспечивающего сдвиг фаз между s- и p-поляризованными компонентами излучения, и зеркала-анализатора, работающего под углом Брюстера. Фазовращатель может быть выполнен либо напылением структуры на тонкую поддерживающую мембрану [1], либо в виде свободновисящей плёнки [2]. Разработанная методика изготовления свободновисящих многослойных плёнок позволяет получать структуры с меньшей межслойной шероховатостью, эффективно работающие при длинах волн в несколько нанометров. Ранее сообщалось об успешном изготовлении и испытании на синхротроне Spring-8 Cr/Sc фазовращателей [2] на длины волн краёв поглощения Sc и Cr (3.14 нм и 2.16 нм). К настоящему времени изготовлены также структуры на другие длины волн на основе пар материалов Cr/C, V/V₄C и W/W₄C. Качество структур контролировалось на этапе изготовления по данным измерений в мягкой и жёсткой областях рентгеновского диапазона. Характеристики ряда образцов как фазовращателей получены обработкой результатов их испытаний на станции VPU-5 синхротрона в Дарсбери.

В качестве эффективных фазовращателей, работающих на просвет в диапазоне длин волн вблизи края поглощения углерода, были предложены многослойные Cr/C структуры. Технология магнетронного напыления Cr/C зеркал для мягкого рентгеновского излучения хорошо отработана и позволяет получать структуры с межслойной шероховатостью 0.3 – 0.4 нм. Для изготовления Cr/C фазовращателей использовалась структура с периодом $d = 3.13$ нм, числом периодов $N = 180$ и относительным содержанием Cr по толщине $\beta = 0.5$. Предварительное тестирование образцов заключалось в измерении коэффициента отражения на длине волны 4.47 нм и в измерении угловых ширин первых трёх брэгговских пиков на линии Cu K $_{\alpha}$ ($\lambda = 0.154$ нм). Максимум отражения на длине волны $\lambda = 4.47$ нм составляет $R = 14\%$ при угле скольжения $\theta = 46.2^\circ$ и полуширине пика $\Delta\theta = 0.6^\circ$. Полуширина третьего брэгговского пика на длине волны $\lambda =$

0.154 нм составляет 0.0084° (расчётное значение для структуры с идеальной периодичностью $\Delta\theta = 0.007^\circ$). Высокая стабильность периода по глубине достигнута за счёт технических мер по стабилизации характеристик разряда в процессе магнетронного напыления структуры. Межслойная шероховатость σ многослойной структуры, вычисляемая из формулы $R = R_0 \cdot \exp(-2 \cdot (2 \cdot \pi \cdot \sigma \cdot \sin\theta / \lambda)^2)$, получается различной для длин волн 4.47 нм и 0.154 нм и составляет, соответственно, 0.4 нм и 0.32 нм.

Результаты синхротронных измерений параметров Cr/C фазовращателей на длине волны 4.52 нм приведены на рис. 1. При пропускании p-поляризации на этой длине волны $T_p = 2.5\%$ максимальный сдвиг фаз Δ превышает 40° . Значение Δ , полученное по результатам обработки эллипсометрических данных, слабо зависит от падающей поляризации, поэтому Cr/C фазовращатели могут быть с успехом применены для измерения поляризационных характеристик мягкого рентгеновского излучения.

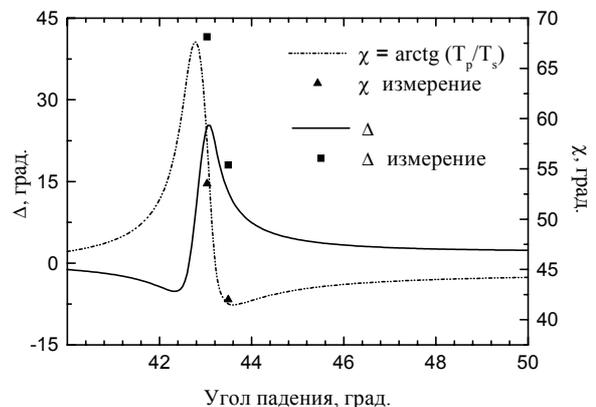


Рис. 1. Результаты измерений сдвига фаз Δ и отношения пропускания p- и s- поляризаций T_p/T_s для Cr/C фазовращателя на длине волны 4.52 нм. Расчётные зависимости приведены для случая диффузного перемешивания границ $\Sigma = 0.4$ нм и шероховатости $\sigma = 0.4$ нм .

Ещё один тип многослойных структур, испытанных в качестве фазовращателей на VPU-5, - структуры на основе пары материалов ванадий – карбид бора, предназначенные для работы вблизи края поглощения V ($\lambda = 2.42$ нм). Изготовлены структуры с периодом $d = 1.73$ нм, числом периодов $N = 280$ и параметром $\beta = 0.5$. Измеренное отражение образцов $R = 3.9\%$ на

длине волны 2.42 нм соответствует расчётному значению $\sigma = 0.43$ нм. Расчёт максимальной величины сдвига фаз на этой длине волны даёт $\Delta \approx 4^\circ$. Малый сдвиг фаз объясняется большим значением межслойной шероховатости изготовленных структур; для идеальной структуры с нулевой шероховатостью получается $R = 22\%$ и $\Delta = 47^\circ$.

Синхротронные испытания W/V_4C структур проводились на пучке с энергией фотонов 509.9 эВ ($\lambda = 2.43$ нм) и с линейной поляризацией излучения. Измеренная прозрачность образцов составила при рабочих углах $20 - 25\%$. При обработке данных эллипсометрии стоковы параметры S_1 и S_2 предполагались неизменными при изменении угла падения излучения на образец, а S_3 – равным нулю (Табл. 1). Полученный из измерений максимальный сдвиг фаз составляет $\Delta \approx 2.5^\circ$. Корректное определение стоковых параметров излучения произвольной поляризации при таком малом сдвиге фаз затруднительно – необходима точная юстировка эллипсометра и малый статистический разброс сигнала. С точки зрения технологии напыления многослойной структуры задача состоит в увеличении коэффициента отражения W/V_4C зеркала на рабочей длине волны.

Угол падения	Δ°	S1	S2	S3
-700	1.017	0.98537	-0.0258	0
0	2.454	0.98537	-0.0258	0
1400	2.519	0.98537	-0.0258	0
2100	1.144	0.98537	-0.0258	0

Таблица 1. Сдвиг фазы Δ в зависимости от угла падения излучения на образец (угол падения – в произвольных единицах) и стоковы параметры синхротронного пучка.

По сравнению с фазовращателями на просвет, которые работают вблизи края поглощения одного из материалов, составляющих многослойную структуру, W/V_4C фазовращатели могут быть использованы для целей эллипсометрии мягкого рентгеновского излучения в достаточно широком спектральном интервале. Сдвиг фаз Δ между s- и p-компонентами излучения, вносимый идеальной W/V_4C структурой, может достигать в диапазоне длин волн 1 – 2 нм десятков градусов при прозрачности образца в несколько процентов. Ожидаемая эффективность реальных фазовращателей существенно ниже из-за межслойной шероховатости $\sigma \geq 0.3$ нм. Нами были изготовлены образцы многослойных структур W/V_4C с периодом $d = 1.38$ нм, числом периодов $N = 350$ и $N = 320$, с относительным содержанием W по толщине $\beta = 0.3$. Параметры структур выбирались исходя из задачи применения последних в схеме измерения поляризационных характеристик синхротрон-

ного излучения на длине волны 1.98 нм. Рентгенооптические характеристики образцов исследовались на длинах волн 0.154 нм и 1.76 нм. Оценка шероховатости, произведённая по второму порядку брэгговского отражения на длине волны 0.154 нм (рис. 2), даёт $\sigma = 0.28$ нм, в то время как результаты измерений при $\lambda = 1.76$ нм (рис. 3) хорошо согласуются с расчётом в предположении $\sigma = 0.32$ нм. Расчётное значение сдвига фаз Δ на длине волны $\lambda = 1.76$ нм для 350-периодной структуры изменяется в пределах $7.3^\circ - 12^\circ$, а на длине волны 1.98 нм – в пределах $5.5^\circ - 9^\circ$ при изменении σ от 0.32 нм до 0.28 нм.

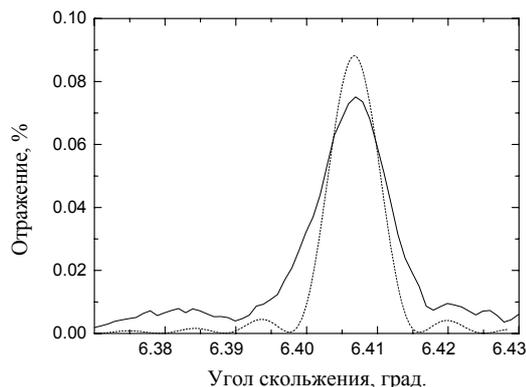


Рис. 2. Брэгговский максимум второго порядка для структуры W/V_4C ($N = 350$, $d = 13.8$ нм, $\beta = 0.3$) на длине волны 0.154 нм (сплошная линия) и расчётная зависимость для данной структуры в предположении $\sigma = 0.28$ нм (пунктир).

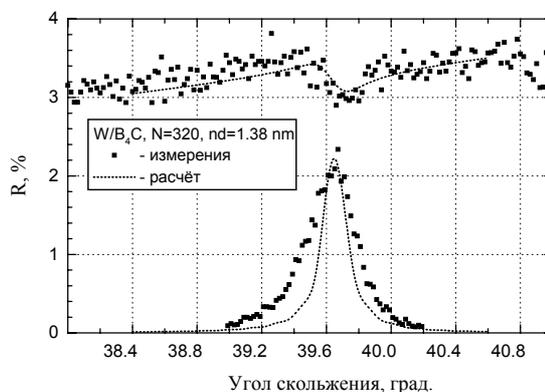


Рис. 3. Данные измерений коэффициентов отражения и пропускания W/V_4C фазовращателя на L_α -линии Fe ($\lambda = 1.76$ нм). Пунктиром приведены расчётные зависимости для структуры с шероховатостью $\sigma = 0.32$ нм.

Авторы выражают благодарность М. Макдональду за предоставленные данные синхротронных испытаний Cr/C и W/V_4C структур. Работа поддержана грантом РФФИ 04-02-17067.

[1] F. Scafers, H.-Ch. Mertins, I. Packe et al. Appl. Opt., **37**, 719, (1998).
 [2] Андреев С.С., Бибишкин М.С., Кимура Х. и др. Известия РАН. Серия физическая, **68**, 565 (2004).

Высококочувствительные резисты на основе метакриловых тер-сополимеров для EUV-литографии

С.А. Булгакова¹, И.П. Иванов², А.Я. Лопатин³, Л.М.Мазанова¹

¹- Научно-исследовательский институт химии Нижегородского государственного университета им.Н.И.Лобачевского, пр.Гагарина 23, корп.5, Н.Новгород, Россия

²- Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского, пр.Гагарина 23, корп.5, Н.Новгород, Россия

³- Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Н.Новгород, Россия
e-mail: sbulg@mail.ru

Чувствительность и контраст (γ) позитивных полимерных резистов к любому виду радиационного излучения определяется химическим выходом реакций деструкции (G_s) цепей при экспонировании и градиентом скоростей растворения экспонированных и неэкспонированных участков резиста ($V_3/V_{н3}$). Чем выше эти величины, тем выше чувствительность резиста [1-3]. Величина G_s зависит как от химического строения полимера, так и от вида, длины волны и энергии излучения. Величина $V_3/V_{н3}$, в свою очередь, определяется молекулярной массой полимера (ММ) и его молекулярно-массовым распределением (ММР), т.е. отношением M_w/M_n (M_w - среднечисловая ММ, M_n -среднемассовая ММ), а также составом проявителя и температурой проявления [4,5]. Управляя процессом формирования ММ и ММР полимера, можно в определенных пределах регулировать чувствительность и контрастность резиста. Однако более эффективным приемом повышения чувствительности резистов является совместная полимеризация двух и более мономеров, имеющих в своем составе радиационно-чувствительные группы, которые увеличивают параметр G_s . В качестве таких мономеров в реакции сополимеризации с ММА нами были исследованы метакриловая кислота (МАК), метилвинилкетон (МВК), акрилонитрил (АН), октил- α -цианакрилат (ОЦА).

Тройные сополимеры ММА-МАК-АН, ММА-МАК-МВК и ММА-МАК-ОЦА были получены методом радикальной полимеризации до глубокой конверсии. Резистивные пленки толщиной 180-200 нм формировали на кремниевых пластинах методом центрифугирования из растворов сополимеров в диглиме с концентрацией 8-10 г/100 мл. Растворы предварительно фильтровали через фильтры марки «Millipore» с размером пор 0,3 мкм. Пленки сушили в при 170⁰С в течение 30 мин. Толщину пленок измеряли с помощью микроинтерферометра МИИ-4. Резисты экспонировали EUV-излучением в области 13,5 нм. В качестве проявителя использовали смесь МЭК с изо-пропиловым спиртом (ИПС).

Молекулярно-массовые, композиционные и литографические характеристики изученных сополимеров представлены в таблице.

Первоначально для каждого сополимера была изучена кинетика проявления неэкспонированных пленок (рис.1,2). Анализируя данные рис.1, можно заключить, что растворимость сополимеров ММА-МАК-АН возрастает с увеличением содержания МАК в сополимере (12, 44, 37) и снижением концентрации АН (70, 71), а также при снижении ММ сополимера (44, 68).

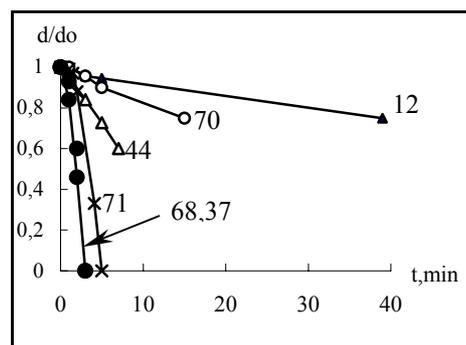


Рис.1. Кинетические кривые растворимости неэкспонированных пленок сополимеров ММА-МАК-АН различного состава: 90-5-5 (12), 77-13-10(70), 85-10-5 (44,68), 85-13-2 (71), 82-13-5(37) в проявителе МЭК:ИПС=1:2 при 20⁰С.

В случае же сополимеров ММА-МАК-МВК при растворении наблюдаются следующие закономерности (рис.2): скорость растворения пленок сополимеров, также как и для сополимера ММА-МАК-АН, возрастает с увеличением концентрации МАК (42,49) и с уменьшением ММ сополимера (резисты 42,64). Но в отличие от тер-сополимера с АН введение МВК в состав сополимера способствует активации процесса его растворения: с увеличением концентрации МВК скорость растворения резистных пленок возрастает (42,65,66).

Таблица
Чувствительность и контрастность резистов на основе сополимеров
ММА-МАК-АН, ММА-МАК-МВК и ММА-МАК-ОЦА

Шифр резиста	Состав сополимера, мол. %	Проявитель МЭК:ИПС $\tau_{пр} = 1$ мин	ММ, $M_n \times 10^{-5}$	D, мДж/см ²	Контраст γ
12	ММА-МАК-АН 90 -5 - 5	1 : 2	6,5	3-4,8	3,2
44	85 -10 - 5	1 : 2,5	5,0	≥ 7	-
68	85 -10 - 5	1: 2,5	3,0	7,1	2,2
41	82 -10 - 8	1:2,5	3,7	7	5,7
71	85 -13 - 2	1 : 2	22	3-4	-
37	82 -13 - 5	1:2,5	4,5	4	1,8
70	77 -13 - 10	1:2,5 $\tau_{пр}=30$ с $\tau_{пр}=1$ мин	28	3,6 0,6-1,0	1,5 1,0
42	ММА-МАК-МВК 90 -5 - 5	1: 2	4,8	6,8	1,6
64	90 -5 - 5	1: 2	1,1	7,1	2,8
65	85 -5 - 10	1: 3	0,8	9,5	2,9
66	80 -5 - 15	1: 3	1,2	7,1	3,5
49	85 -10 - 5	1: 2,5	3,5	5,9	3,8
33	82 -13 - 5	1: 2,5	3,7	5	5
67	79 -13 - 8	1: 3	2,2	5,4	1,9
75	ММА-МАК-ОЦА 67 - 13 - 20	1: 4 $\tau_{пр}=1,5$ мин	16	3,6	-

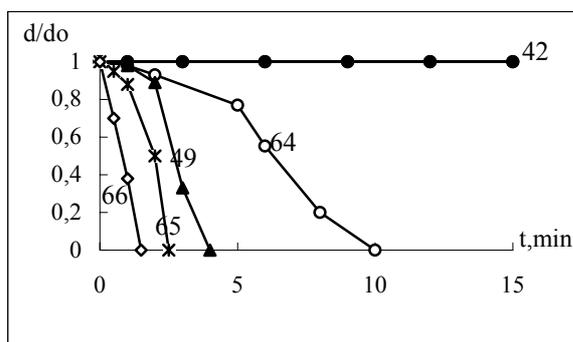


Рис.6. Кинетические кривые растворимости неэкспонированных пленок сополимеров ММА-МАК-МВК различного состава: 90-5-5 (42,64), 85-10-5 (49), 85-5-10 (65), 80-5-15 (66) в проявителе МЭК:ИПС=1:2 при 20⁰С.

Из анализа таблицы можно сделать общий вывод о том, что чувствительность сополимеров возрастает при увеличении концентрации МАК от 5 до 13% при одинаковом содержании третьего сомономеров - АН или МВК (68 и 37, 49 и 33), т.е. в сополимере должно присутствовать не менее 13% звеньев кислоты. Видно также, что наибольшей чувствительностью обладают сополимеры ММА-МАК-АН и ММА-МАК-ОЦА. Чувствительность же сополимеров ММА-МАК-МВК мало зависит от концентрации компонентов в выбранном интервале составов и изменяется от 5 до 9,5 мДж/см². Анализ результатов для системы ММА-МАК-АН показывает, что оптимального сочетания

чувствительности и контраста резиста можно добиться при приблизительно равном соотношении МАК и АН в составе терсополимера. Например, образцы 44 и 68 неперспективны ввиду самой низкой из этого ряда резистов чувствительности в сочетании с плохим контрастом. Резист 37 (МАК:АН=13:5), хотя и вдвое чувствительнее предыдущих, но имеет низкий контраст ($\gamma < 2$). А вот образцы 12 (МАК:АН=5:5), 41 (МАК:АН=10:8) и 70 (МАК:АН=13:10) показывают значительное улучшение чувствительности при неплохом контрасте. Сравнение данных по чувствительности резистов 70 и 71 доказывает, что высокой чувствительности сополимера ММА-МАК-АН в сочетании с приемлемым контрастом можно добиться не только при равном соотношении МАК:АН в его составе, но и с одновременным увеличением ММ сополимера до уровня 1×10^6 . Именно соблюдение этих условий позволило достичь наилучшего результата по чувствительности ($D = 0,6-1$ мДж/см²) и контрасту ($\gamma = 1,0-1,5$) для резиста 70 (ММА-МАК-АН= 77:13:10).

- [1] Г.К.Селиванов, Д.Д.Мозжухин, Б.Г.Грибов // Микроэлектроника. т.9. вып.6.с.517 (1980).
- [2] Ю.С.Боков//Электронная промышленность.№ 1.с.22-25 (1988)
- [3] У. Моро.Микролитография.Ч.1.М.:Мир.1990.
- [4] East German Patent 211,415, Chem.Abstr.102, 140893 (1985).

Фильтры на пропускание для стендов проекционной EUV-литографии

М.С. Бибишкин¹, С.Ю. Зуев¹, А.Ю. Климов¹, Е.Б. Ключенков¹,
А.Я. Лопатин¹, В.И. Лучин¹, Н.Н. Салащенко¹, Л.А. Суслов¹, Н.Н. Цыбин¹,
Н.И. Чхало¹, Л.А. Шмаенок²

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия

e-mail: luchin@ipm.sci-nnov.ru

Тонкопленочные абсорбционные фильтры широко используют в спектральных приборах и схемах изображающей оптики EUV-диапазона, в состав которых входят многослойные зеркала. Они блокируют фоновое излучение видимого и ультрафиолетового диапазонов, где велико нерезонансное отражение многослойных структур. Основные области применения тонкопленочных фильтров – рентгеновская диагностика лабораторной плазмы, спектральная регистрация изображений источников в рентгеновской астрономии, проекционная EUV литография и метрология источников излучения литографических установок.

Высокий коэффициент пропускания на рабочей длине волны и эффективное ослабление длинноволнового фона достигаются выбором материала и оптимальной толщины пленки. Наиболее перспективным материалом для EUV-диапазона является цирконий [1,2]. Пленки должны обладать достаточной механической прочностью, чтобы выдерживать перепады давления и вибрацию. При применении фильтров в системах проекционной EUV литографии на первый план выдвигается требование к лучевой стойкости фильтров, способности выдерживать тепловые нагрузки, возникающие при воздействии излучения большой средней мощности.

В настоящей работе развиты две методики изготовления многослойных абсорбционных фильтров повышенной прочности, стойких к механическим и тепловым нагрузкам. Оригинальная методика изготовления многослойных свободностоящих структур без использования поддерживающей мембраны или сетки описана в работах [3,4]. Она предназначена, прежде всего, для получения свободностоящих поляризаторов на просвет (аналогов четвертьволновых пластинок) для мягкого рентгеновского диапазона. Методика свободностоящих пленок применяется нами также для изготовления абсорбционных фильтров. Пленочные фильтры без опорной сетки можно располагать в любом месте схемы, не опасаясь искажений изображения.

Для получения фильтров повышенной прочности используется опорная сетка [1,2,5]. Особенностью нашей методики является гальваническое нанесение металлической сетки на многослойную структуру до ее отделения от подложки. Последовательность основных операций такова. В одном технологическом цикле на

установке магнетронного распыления на кремниевую подложку наносится подслоя, многослойная структура фильтра и дополнительные слои, необходимые для последующих операций. Далее проводятся фотолитография с последующим травлением и гальваническое осаждение материала сетки. Операции по формированию сетки производились фирмой «Репер-НН», Н. Новгород. Заключительными операциями технологической цепочки являются жидкое селективное травление подслоя и крепление готовой структуры к оправке. Разработанная методика дает хорошую адгезию пленки и сетки по всей площади соприкосновения (рис. 1), обеспечивая тепловой контакт между ними и прочность фильтра. Максимальный диаметр свободностоящих пленок составляет 40 мм; фильтры с медной сеткой имеют диаметр до 60 мм, ширину перемычки – 140 мм, размер сотовой ячейки – 1.6 мм, прозрачность сетки – 80% (рис.2).

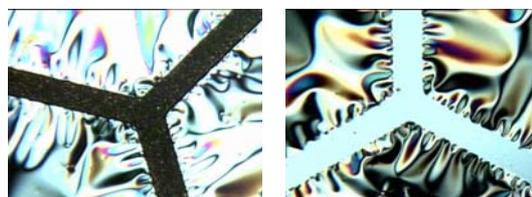


Рис.1. Фрагменты фильтра, сфотографированные со стороны сетки (слева) и со стороны пленки.



Рис. 2. Фильтры на опорной сетке и свободностоящие (справа внизу.)

Спектральные измерения в ЭУФ-области проводились на стенде, в состав которого входят рентгеновская трубка со сменными анодами,

спектрометр-монохроматор РСМ-500, вакуумный рефлектометр и детекторы излучения. Спектры пропускания в диапазоне, включающем окно прозрачности фильтров, показаны на рис. 3. Коэффициент пропускания фильтров в УФ, видимой и ИК областях спектра не превышает значения $T = 10^{-3}$ [2].

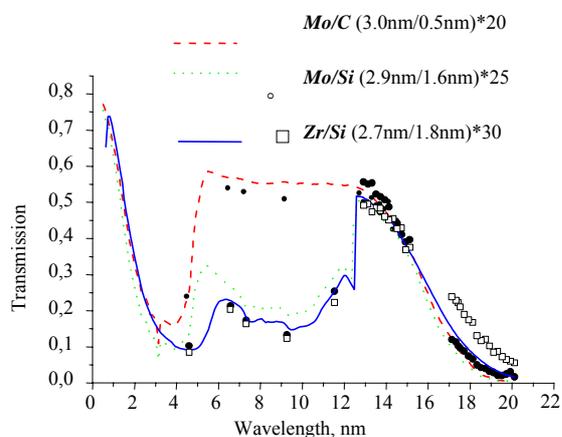


Рис.3. Спектральная зависимость коэффициента пропускания фильтров.

Испытания пленок на механическую прочность производились на стенде, обеспечивающем перепад давления с разных сторон пленки. Были исследованы однородная пленка циркония и многослойные структуры Zr/Si и Mo/Si. Результаты испытаний приведены в таблице 1. Критерием прочности выбран перепад давления газа на противоположные стороны пленки, при котором она разрушается. Основные выводы испытаний таковы. В данном диапазоне параметров прочность с увеличением толщины возрастает. Многослойная структура Zr/Si в несколько раз превосходит по прочности однородную циркониевую пленку. Структура Zr/B₄C значительно уступает по прочности структурам с кремнием в качестве прослойки между слоями металла; структуры Zr/Si и Mo/Si одинаково прочны (с точностью до ошибки измерений).

Наиболее сложной при разработке фильтра оказывается проблема тепловой нагрузки при воздействии потоков излучения большой средней мощности, требуемой для обеспечения высокой производительности будущих промышленных литографических установок. Не располагая мощным EUV источником, мы использовали для проведения испытаний пучок электронов с энергией 1.6 кэВ, сформированный системой магнитной фокусировки. Варьировался ток эмиссии электронной пушки. Распределение плотности мощности пучка (рис. 4) определялось по яркости свечения сцинтиллятора, представлявшего собой пленку CsI толщиной примерно 150 нм, нанесенную на кварцевую подложку и закрытую со стороны электронного пучка алюминиевой пленкой толщиной 50 нм.

В результате испытаний установлено, что порог разрушения под воздействием теплового потока одинаков для свободновисящих пленок и фильтров на опорной сетке и равен $6 - 7 \text{ Вт/см}^2$.

Таблица 1. Испытание пленочных структур перепадом давления.

	d, нм	d _m /d	N	h, нм	D, мм	ΔP, атм
Zr				200	6	0.12
Zr/Si	3.9	0.75	30	120	6	0.12
Zr/Si	3.9	0.75	65	255	6	0.36
Zr/Si	3.5	0.85	75	260	6	0.40
Zr/Si	2.0	0.75	130	260	6	0.44
Zr/B ₄ C	4.0	0.75	60	240	6	0.14
Zr/Si	3.9	0.75	65	254	5	0.42
Mo/Si	3.7	0.70	70	260	5	0.52
Mo/Si на сетке	3.9	0.75	65	255	12	0.45

d – период структуры; d_m – толщина слоев металла (Zr или Mo) в каждом периоде; N – число периодов в структуре; h – толщина пленки; D – диаметр области пленки, на которую действует перепад давления ΔP.

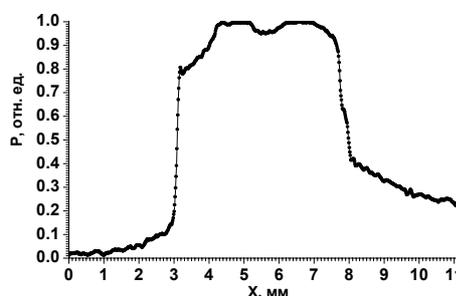


Рис. 4. Распределение плотности мощности электронного пучка.

Авторы благодарят Н.А. Демидову (фирма «Репер-НН») за проведение фотолитографии и изготовление сеток, А.В. Митрофанова (ФИ АН), В.М. Треушникову (фирма «Репер-НН») и В.В. Рогова (ИФМ РАН) – за полезные обсуждения.

Работа поддержана РФФИ.

- [1] Powell Forbes R., Johnson Terry A., SPIE Proceedings, **4343**, 585 (2001).
- [2] Андреев С.С., Зуев С.Ю., Клюенков Е.Б. и др., Поверхность, №2, 6 (2003).
- [3] Андреев С.С., Бибишкин М.С., Кимура Х. и др., Известия РАН. Сер. физ., **68**, 565 (2004).
- [4] Андреев С.С., Бибишкин М.С., Kimura H. и др., Известия РАН. Сер. физ., **69**, 207 (2005).
- [5] Mitrofanov A.V., Tokarchuk D.N., Nucl. Instr. and Meth., **A282**, 546 (1989).

Излучательные характеристики лазерно-плазменного источника на сверхзвуковой струе Хе ($\lambda=13.5$ нм)

К. Н. Медников, В. Е. Левашов, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин

Физический институт им П.Н.Лебедева РАН, Ленинский пр-т. 53, Москва, Россия

e-mail: enragozin@sci.lebedev.ru

В настоящее время лазерно-плазменный источник мягкого рентгеновского (МР) излучения на основе струи Хе в вакууме считается перспективным для ряда лабораторных и промышленных применений, в т.ч. для проекционной рентгенолитографии на длине волны около 13.5 нм (см. например [1]).

В работе экспериментально исследованы излучательные характеристики лазерно-плазменного источника МР излучения, возбуждаемого в сверхзвуковой струе ксенона при фокусировке импульса лазера на кристаллах Nd:YAlO₃ ($\lambda=1.08$ мкм, 0.4 Дж, 6 нс). На рис.1 представлена схема диагностического комплекса. Газовая мишень создавалась при помощи импульсного клапана высокого давления (до 10 атм.) (1), открытие которого определенным образом синхронизировалось с лазерной вспышкой. Использовалось коническое сопло с входным диаметром 0.4 мм и выходным 1.1 мм; время открытого состояния клапана составляло ~1.5 мс. Излучение лазера (2) фокусировалось в струю ксенона на расстоянии ~1 мм от среза сопла. Наблюдение велось в направлении, перпендикулярном оси струи и оси лазерного пучка.

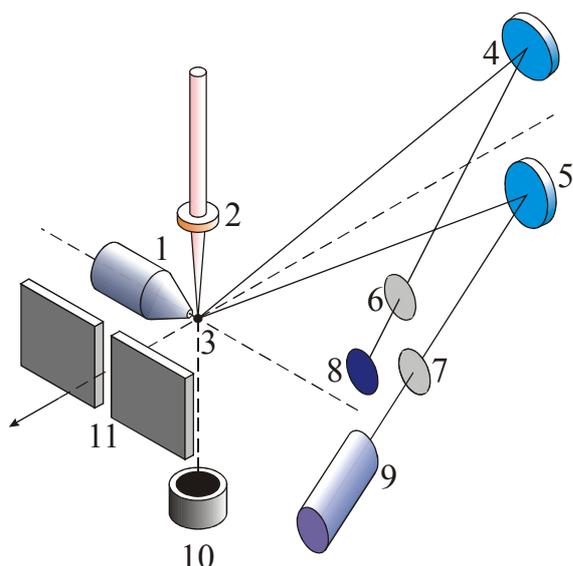


Рис.1 Схема расположения диагностического оборудования.

Одинаковые многослойные зеркала (4) и (5) ($\lambda_0=13.5$ нм, $R=250$ мм, $D=30$ мм) переносили изображение лазерной плазмы (3) на рентгеновскую фотопленку УФ-4 (8) и

абсолютно - калиброванный рентгеновский фотодиод AXUV-5 (9), имеющий временное разрешение 1.7 нс. Для подавления видимого и УФ излучения использовались многослойные абсорбционные фильтры Zr/Si (6) и (7), изготовленные в ИФМ РАН. Калориметр (10) использовался для измерения энергии лазерного излучения, прошедшего через струю. 11 - входная щель дифракционного спектрографа.

На рис.2 представлена фотография ксеноновой плазмы, полученная в канале регистрации 3-4-6-8 (см рис.1). Кроме того, на рисунке присутствует тень сопла, полученная при подсвечивании сопла видимым светом через зеркало (4), что позволяет определить взаимное расположение плазмы и сопла. Область свечения имеет плавный максимум интенсивности, размеры которого (по половине интенсивности) - 1.45 мм вдоль луча лазера и 0.24 мм в перпендикулярном направлении.

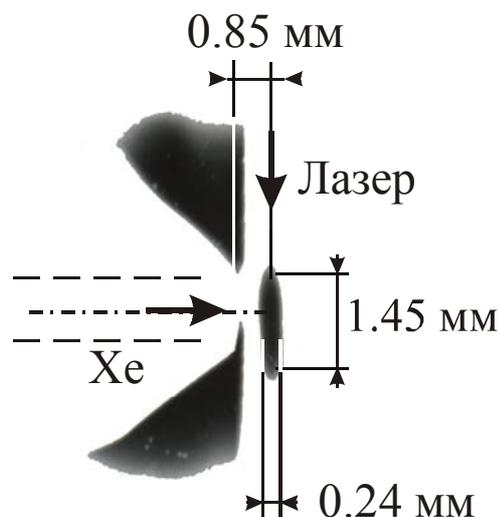


Рис.2 Рентгеновское изображение ксеноновой плазмы, полученное с помощью многослойного зеркала 4 (рис. 1) на длине волны 13.5 нм и теневое изображение сопла в видимом свете, полученное с помощью того же зеркала

С целью выявить роль фотопоглощения проводилось перемещение фокальной области лазерного пучка перпендикулярно оси струи вдоль луча зрения. Для этого на пути лазерного луча были установлены две собирающие линзы, имеющие общую точку фокуса и образующие телескоп 1:1. Одна из линз была закреплена на подвижном столике и могла перемещаться, что и обеспечивало отклонение лазерного пучка и

перемещение точки фокусировки лазера вдоль оси спектрографа (11) (см рис.1). Из геометрии установки определялась зависимость между шагом столика и перемещением точки фокусировки лазера, а проводимые одновременно калориметрические измерения доли прошедшей через струю энергии лазерного излучения позволили определить положение центра струи (рис.3с). На рис.3а представлена зависимость интенсивности МР излучения, детектируемого рентгеновским фотодиодом AXUV-5, от положения точки фокусировки лазера в струю. Наблюдение ведется с положительной стороны оси абсцисс. На рис. 3б показано расчетное радиальное распределение плотности [2,3] при истечении ксенона в вакуум через коническое (сверхзвуковое) сопло при давлении стагнации 9 атм. Это распределение имеет почти равномерное «плато» в центре и относительно резкие границы.

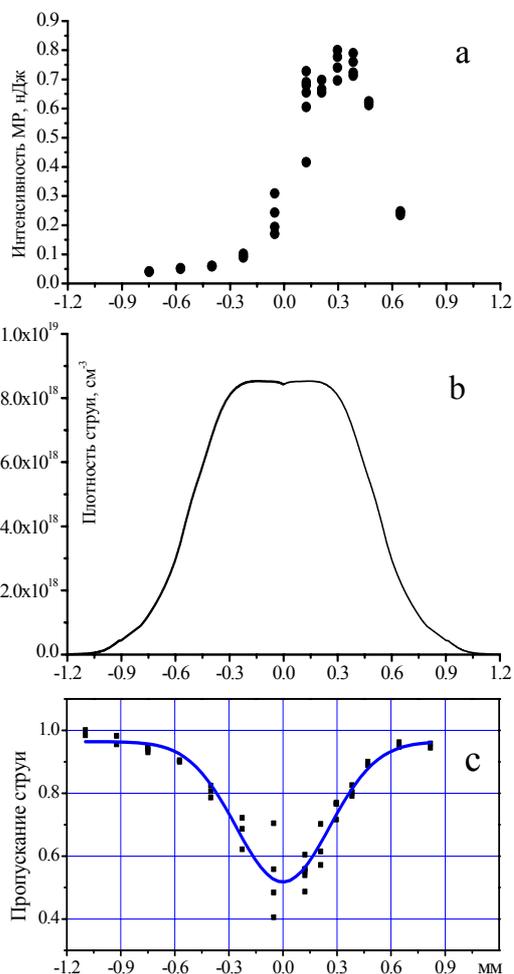


Рис.3 (а) - Зависимость интенсивности МР излучения от положения точки фокусировки лазерного импульса в струю Хе. (б) – Распределение плотности в сверхзвуковой струе Хе. (с) – зависимость пропускания лазерного излучения струей Хе от положения точки фокусировки лазера.

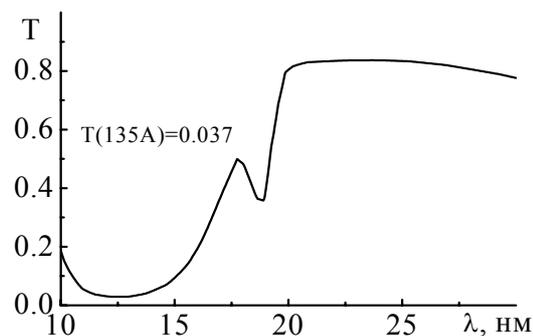


Рис.4 Пропускание слоя ксенона с концентрацией $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и длиной 0.15 мм

На рис.4 показано пропускание слоя Хе. Видно, что длина волны 13.5 нм попадает в область сильного поглощения. Именно фотопоглощением холодного Хе на луче зрения объясняется значительные изменения интенсивности МР излучения на графике 3а.

Для получения максимальной светимости плазмы мы демонтировали телескоп и сфокусировали лазерный пучок в точку, смещенную на 0.3 мм от центра струи в сторону наблюдения, то есть в область начала границы струи. При этом светимость плазмы составила $2.5 \cdot 10^{-4} \text{ Дж}/(\text{ср} \cdot \text{мм})$. Эффективность преобразования лазерного излучения в МР (точнее, в полосу отражения периодического многослойного зеркала с резонансным максимумом отражения 13.5 нм) в телесный угол 2π составила 0.22%.

Применение сверхзвуковой струи позволило существенно уменьшить роль фотопоглощения в периферических областях газовой мишени (по сравнению с истечением Хе из цилиндрического сопла [4,5]).

Авторы признательны В. И. Лучину и Н. Н. Салащенко за содействие. Работа выполнена при поддержке РФФИ (04-02-16209) и Программы ОФА РАН “Оптическая спектроскопия и стандарты частоты” (проект №2.2).

[1] M. Kanouff, H. Shields, L. Bernardez, G. Kubiak, Proc SPIE, vol. **4343** 507 (2001).

[2] А. С. Болдарев, В. А. Гасилов, В. Е. Левашов, К. Н. Медников, А. С. Пирожков, М. С. Пирожкова, Е. Н. Рагозин, Квантовая электроника, **34**, 679 (2004).

[3] А. С. Болдарев, В. А. Гасилов, В. Е. Левашов, К. Н. Медников, А. С. Пирожков, М. С. Пирожкова, Е. Н. Рагозин, Рентгеновская оптика -2004, (материалы совещания), 13 (2004).

[4] В. Г. Капралов, Р. Корде, В. Е. Левашов, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин, Квантовая электроника, **32**, 149 (2002).

[5] В. Е. Левашов, К. Н. Медников, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин, П. В. Сасоров, Рентгеновская оптика - 2002, (материалы совещания), 45 (2002).

Рентгеновские фильтры из тонких пленок циркония и оксида циркония

А.В.Митрофанов, Ф.А.Пудонин

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва, Россия.

e-mail: mitrofa@sci.lebedev.ru

В настоящее время принято считать, что цирконий - это один из самых перспективных материалов для изготовления тонкопленочных рентгеновских фильтров, которые применяются в схемах с многослойными зеркалами, формирующими квазимонохроматические пучки излучения в полосе с линией 13.4 нм [1,2]. Свободные субмикронные пленки Zr имеют широкую полосу пропускания, примерно равную 6–18 нм (рис.1), которая перекрывается с областью прозрачности пленок Al, что представляет интерес для многозональной спектральной регистрации изображений источников в рентгеновской астрономии и в лабораторных экспериментах.

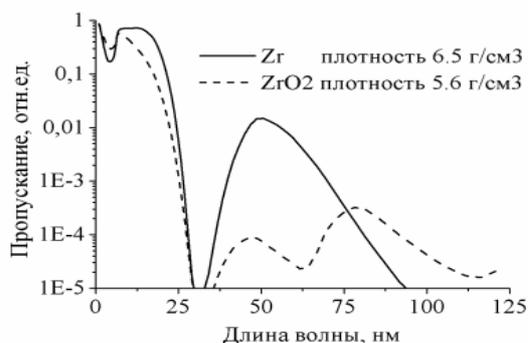


Рис. 1. Пропускание пленок циркония и оксида циркония толщиной 100 нм как функция длины волны. Расчет с помощью данных из ссылки [3].

В отличие от пластических слоев Al получать свободные пленки Zr трудно: как правило, эти пленки при изготовлении имеют большие внутренние напряжения и при отделении от подложки разрушаются, прежде чем удастся закрепить слои на опорной сетке. Поэтому используются различные технологические приемы для снятия внутренних напряжений в пленках и фиксации слоев на сетке. Положительные результаты при изготовлении Zr фильтров были получены в работах [1,2] благодаря использованию многослойных структур Zr/Si. В работе [1] тонкие чередующиеся слои кремния в многослойной пленке подбирались таким образом, чтобы получать минимальные напряжения в структуре. В работе [2] кремний наносился только на поверхности одного слоя Zr и по утверждению авторов служил барьером, т.е. пассивирующим покрытием, уменьшающим скорость окисления металлической пленки.

В данной работе рассматривается идея использования тонких пленок оксида циркония в

качестве функциональных слоев рентгеновского циркониевого фильтра, в частности вместо применяемых слоев кремния. Такая замена позволяет расширить полосу пропускания тонкопленочной структуры Zr/Si со стороны коротких длин волн, а главное, присутствие в фильтре заметного количества оксида ZrO_x улучшает блокирующие характеристики фильтра в диапазоне, где находится сильная "солнечная" линия 58.5 нм (см. рис.1) и где еще велик нерезонансный коэффициент отражения многослойных зеркал [1].

Фильтры из пленок Zr или окисленного циркония ZrO_x изготавливались таким же методом, как Al тонкопленочные фильтры детекторов изображений, установленных в спектрально мягких рентгеновских каналах телескопа СРТ-К орбитальной станции "Коронас-ф" [4]. В качестве опорных структур фильтров использовались трековые мембраны с узкими сквозными цилиндрическими порами, обеспечивающими дополнительное дифракционное ослабление видимого и УФ излучения [5]. Пленки были получены методом RF-распыления мишени в аргоновой плазме на установке Sputron-2 (Balzers). Окисные слои наносились на подложку, когда разряд поддерживался в смеси Ag и кислорода.

В процессе распыления происходило как окисление поверхности Zr мишени, так и окисление распыляемого циркония в разряде.

Изучались механические свойства слоев Zr и ZrO_x, их морфология и оптические характеристики. По измерениям спектров пропускания окисленного циркония вблизи края основного поглощения определялась ширина запрещенной зоны оксида. Изготовленные фильтры представляют интерес для использования их с солнечно-слепыми детекторами в рентгеновских телескопах и солнечных радиометрах.

[1] Андреев С.С., Зуев С.Ю., Клюенков Е.Б., Лопатин А.Я., Лучин В.И., Прохоров К.А., Салашенко Н.Н., Сулов Л.А., Поверхность, №2, 6 (2003).

[2] Powell Forbes R., Johnson Terry A., SPIE Proceedings, **4343**, 585 (2001).

[3] http://www-cxro.lbl.gov/optical_constants/.

[4] Митрофанов А.В., Зуев С.Ю., Известия АН, серия физическая, **68**, №4. 556 (2004).

[5] Mitrofanov A.V., Apel P.Yu., Nucl. Instrum. Methods **A282**, 542 (1989)

Особенности метрологических измерений с использованием многослойной оптики на синхротронном излучении в мягком рентгеновском диапазоне (80-1500 эВ)

Н.В. Коваленко, А.А. Легкодымов, А.Д. Николенко, В.Ф. Пиндюрин,

В.А. Чернов

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск
e-mail A.D.Nikolenko@inp.nsk.su

Выполнение абсолютных спектральных калибровок в широком диапазоне мягкого рентгеновского излучения 80-1500 эВ является непростой задачей и требует аккуратного учета многих факторов. В докладе рассмотрены особенности методик, разработанных для калибровки различного рода детекторов в этом спектральном диапазоне с использованием синхротронного излучения (СИ) из накопителей ВЭПП-3 и ВЭПП-4, и с использованием рентгеновских многослойных зеркал в качестве монохроматоров. Расчеты выполнены для двухзеркального монохроматора типа «бабочка» с двумя идентичными сменными многослойными зеркалами. Показывается, что для перекрытия всего диапазона потребуется, по меньшей мере, три пары разных многослойных зеркал, изготовленных из различных материалов и с разными периодами. В связи с этим рабочий диапазон разбит на три частично перекрывающихся спектральных поддиапазона (80-180 эВ; 170-600 эВ; 500-1500 эВ), каждый из которых может быть перекрыт одной парой многослойных зеркал. Для подавления паразитной мягкой компоненты излучения, характерной для многослойной оптики, в оптическом тракте монохроматора предусмотрено использование фильтров. Для проведения измерений в различных точках каждого из поддиапазонов, как правило, необходимо несколько различных фильтров, каждый из которых оптимизирован для узкого участка спектра.

Материал и период многослойных зеркал, а также материал и толщина фильтров определяются для каждого участка спектра в зависимости от ряда обстоятельств: наличия на этом участке краев поглощения элементов, коэффициентов отражения и пропускания материалов и т.д. В докладе рассматривается состав, основные расчетные параметры и спектральные свойства элементов оптического тракта монохроматора для всех участков заявленного диапазона. Приведены расчетные потоки фотонов из накопителей ВЭПП-3 и ВЭПП-4 до и после монохроматора, а также спектры, которые будут регистрироваться различными типами детекторов. Оцениваются

возможные точности калибровок в указанном рентгеновском диапазоне.

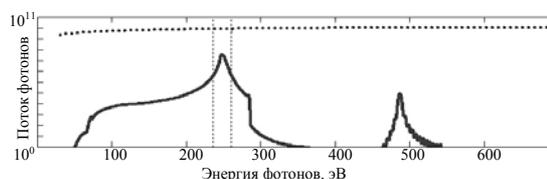


Рис.1 Пример расчетного спектрального потока фотонов (кванты/сек) из накопителя ВЭПП-3 в приемную апертуру $1 \times 1 \text{ мм}^2$ станции метрологии, в спектральный диапазон $\Delta E/E = 10\%$. Расчет выполнен для стандартных параметров работы накопителя – ток пучка 100 мА, энергия – 2 ГэВ. Точки – поток фотонов в «белом» пучке СИ; сплошная линия – поток фотонов после набора оптических элементов (состав оптического тракта и спектральные свойства его элементов приведены на Рис. 2). Вертикальные реперы отмечают рабочую полосу $\Delta E/E = 10\%$ вблизи максимума. Поток фотонов в отмеченную область составляет $9.9 \cdot 10^6$ фотонов в секунду, примесь фотонов с меньшей энергией - 1.2%, с большей – 0.6% от полного потока квантов.

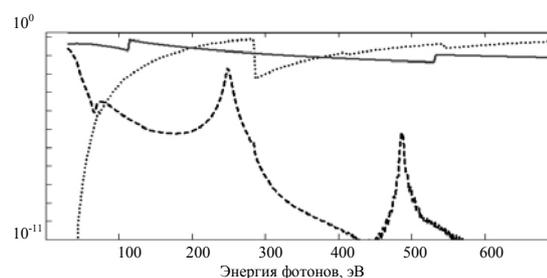


Рис.2 Расчетные спектральные свойства отдельных элементов оптического тракта станции и детектора, подлежащего калибровке. Сплошная линия – чувствительность фотокатода калибруемого ВЭУ (производство ГОИ, Санкт-Петербург); пунктирная линия – коэффициент отражения МРЗ (NiC, период $2d=45 \text{ Å}$, отношение толщин слоев материалов $\beta=0.4$, толщина интерфейса между слоями $\sigma=4 \text{ Å}$, число слоев $N=50$); точки – пропускание фильтра - 1-мкм каптоновая пленка с 0.05-мкм алюминиевым покрытием.

В качестве примера на Рис.1 приведен характерный расчетный спектральный поток фотонов в апертуру станции $1 \times 1 \text{ мм}^2$ из накопителя ВЭПП-3 до и после набора оптических элементов. Расчет выполнен для стандартных параметров работы накопителя – ток пучка 100 мА, энергия – 2 ГэВ. Вертикальными реперами на рисунке показана выделяемая монохроматором из «белого» пучка СИ полоса спектра вблизи максимума (энергия фотонов 248 эВ, угол между пучком и поверхностью зеркала $\theta=35^\circ$). Для подавления паразитной мягкой компоненты излучения (менее 100 эВ) использован пленочный подавляющий фильтр. Кратные порядки отражения подавляются самим МРЗ достаточно эффективно, что позволяет обойтись без применения дополнительных зеркал полного внешнего отражения. Подобная ситуация сохраняется практически для всего рассматриваемого диапазона - от 100 до 1500 эВ. На участке спектрального диапазона от 80

до 100 эВ возникает необходимость дополнять оптический тракт зеркалом полного внешнего отражения с золотым покрытием. Зеркало устанавливается под углом от 14° до 18° к пучку. Расчет спектрального отражения зеркал и пропускания фильтров проводился с использованием базы данных CXRO [1], для расчета отражения зеркал полного внешнего отражения использованы базы данных NIST [2] .

Расчеты проведены в рамках выполнения проекта МНТЦ №2500 по калибровке космического солнечного патруля (КСП, производства ГОИ, Санкт-Петербург). Рассмотрены 25 рабочих точек калибровки по энергии фотонов, предусмотренных техническим заданием на калибровку КСП и лежащих в указанном спектральном диапазоне.

[1] www.cxro.lbl.gov/optical_constants/multi2.html

[2] <http://physics.nist.gov/>

Применение абсорбционных Ti - фильтров для абсолютных измерений сечений поглощения в области N1s – края азота в пленках NaNO₃ с использованием синхротронного излучения.

В.Н. Сивков¹, А.С. Виноградов², С.В. Некипелов¹, Д.В. Сивков¹,
D.V Vyalikh³ and S.L. Molodtsov^{2,3}

¹ Сыктывкарский государственный университет, г.Сыктывкар, 167001, Россия: svn@syktsu.ru

² Институт физики Санкт-Петербургского государственного университета, г. Санкт-Петербург, 198504, Россия

³ Russian-German Laboratory at BESSY II, 12489, Berlin-Adleshof, Germany

Экспериментальные данные по спектральным распределениям дипольных сил осцилляторов (СО) полиатомных систем в широкой спектральной области представляют собой фундаментальную информацию, которая выражается в виде правил сумм, непосредственно связывающих моменты распределений с различными физическими свойствами [1,2]. Особый интерес в распределениях СО представляют собой СО отдельных рентгеновских переходов, которые количественно описывают процессы взаимодействия фотонов и частиц определенной энергии с веществом и дают возможность тестировать результаты теоретических расчетов.

В последние два десятилетия был достигнут большой экспериментальный прогресс в области ультрамягкой рентгеновской (УМР) спектроскопии и ближняя тонкая структура рентгеновских спектров поглощения стала широко использоваться для изучения локальной электронной структуры и химического окружения поглощающего атома [3,4]. Проявление в этих спектрах переходов с внутренних атомных оболочек, которые сильно локализованы внутри малых полиатомных групп (поглощающий атом и атомы ближайшего окружения) представляют наибольший интерес. Число этих возбуждений (резонансов формы), а также их относительные интенсивности, симметрия и энергетические положения характеризуют свойства незанятых электронных состояний и геометрическую структуру соответствующей полиатомной группы. При этом, однако, не рассматриваются данные по абсолютным интенсивностям переходов (силы осцилляторов), которые представляются важными спектроскопическими параметрами не только для подобных структурных исследований, но и для таких новых экспериментальных методов как резонансная фотоэмиссия и резонансная флуоресценция. Отсутствие информации о СО рентгеновских переходов обусловлено тем, что прямые измерения сечений поглощения (СП) в УМР области представляют сложную задачу. Длинноволновое рассеянное излучение и коротковолновое излучение, отраженное дифракционной решеткой в высоких порядках дифракции затрудняют проведение трансмиссионных измерений СП. Особенно

затруднительны измерения в области 1s порогов ионизации атомов С, N и О с использованием синхротронного излучения (СИ), так как наличие интенсивного излучения 2 и 3 порядков дифракции и загрязнений на оптических элементах монохроматора могут приводить к появлению дополнительной структуры в спектрах поглощения. Для получения надежных данных по СП эти искажающие факторы должны быть измерены или полностью подавлены. Одним из реальных способов решения проблемы является использование двух зеркального фильтра-отражателя [5,6], который был успешно использован при измерениях СП простых молекул. Однако этот метод не учитывает влияние рассеянного ВУФ излучения, что необходимо при измерениях СП образцов с малой оптической плотностью. Ранее нами [7,8] было показано, что измерения СП в области N1s края могут быть проведены с использованием Ti абсорбционного фильтра в комбинации с одно зеркальным фильтром-отражателем для эффективного подавления фона. Метод Ti-фильтра был успешно применен для исследования спектральных зависимостей СП молекулы N₂ и слоев NaNO₃ с помощью спектрометра РСМ-500. Полученные данные о распределении СО в области резонансной структуры N1s края кристалла NaNO₃ используются для тестирования методики абсолютных измерений с использованием СИ Российско-Германского канала электронного накопителя BESSY-II (г. Берлин, Германия).

Образцы для исследования готовились методом термического испарения в вакууме вне измерительной камеры в виде поликристаллических слоев осажденных на свободные пленки Ti толщиной 150 нм. Ti-пленки закреплялись на медных держателях с окном диаметром 1.5 мм. Толщины слоев NaNO₃ варьировались в интервале 34-180 нм. Регистрация интенсивности рентгеновского излучения проводилась методом полного электронного выхода в токовом режиме из фотокатода CsI. CsI характеризуется высоким квантовым выходом (40%) в исследуемой области спектра и дает возможность контролировать во 2 порядке уровень коротковолнового фона в падающем пучке по тонкой структуре CsM_{4,5} – спектра поглощения

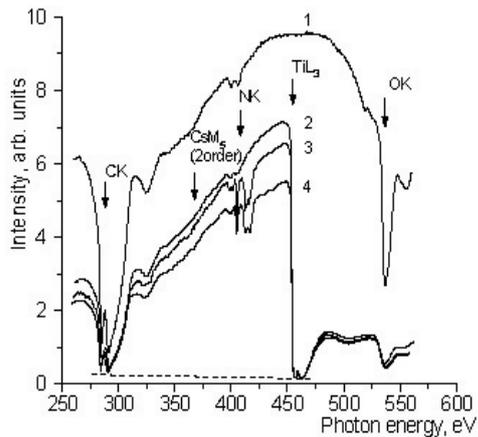


Рис.1. Спектральные зависимости интенсивностей при $C_{ff}=1.5$.

(726-741эВ). Спектральная зависимость СП в области N1s края NaNO_3 исследовалась при значении коэффициента фиксированного фокуса $C_{ff}=1.5$. Согласно расчетам [9] при $C_{ff} < 1.6$ обеспечивается полное подавление коротковолновой составляющей фона. На рис.1. показаны спектральные зависимости интенсивностей падающего (1), проходящего через Ti-пленку (2) и через Ti-пленку со слоем NaNO_3 толщиной 110 нм (3) и 180 нм (4), измеренные в интервале энергий квантов 260-560эВ. Стрелками отмечены положения СК-, НК-, ОК-, TiL_3 - и CsM_5 (второй порядок) - краев поглощения, а штриховой линией уровень фона. Ранее было обнаружено, что углеродные загрязнения на оптических элементах монохроматора приводят к полному подавлению монохроматизированного излучения в области СК-края поглощения (~290эВ). Это позволяет полагать, что минимальная интенсивность в области СК-края поглощения соответствует величине ВУФ-рассеянного излучения, которая составляет 8-10% от уровня интенсивности вблизи НК – края. Кривая 2 на рис.1. показывает сильное подавление коротковолнового излучения выше TiL_3 – края (454эВ), особенно, в области $2p_{3/2}$ - и $2p_{1/2}$ – полос поглощения. В последнем случае интенсивность СИ составляет менее 1% от интенсивности падающего излучения и хорошо согласуется с рассчитанным уровнем коротковолнового фона. Отсутствие структуры во 2 порядке дифракции в области $\text{CsM}_{4,5}$ края подтверждает низкий уровень коротковолнового фона. Близкие значения минимальной интенсивности СИ в области СК - края и интенсивности в области $\text{TiL}_{2,3}$ края означает полное подавление ВУФ-компоненты фона Ti-фильтром. На рис.2. приведены спектральные зависимости СП в области N1s –края слоев NaNO_3 толщиной 34нм(1), 60нм(2), 110нм(3) и 180нм(4). В этих зависимостях доминируют узкая (405.3эВ) и широкая (416эВ) полосы, которые обусловлены переходами N1s электрона на свободные состо-

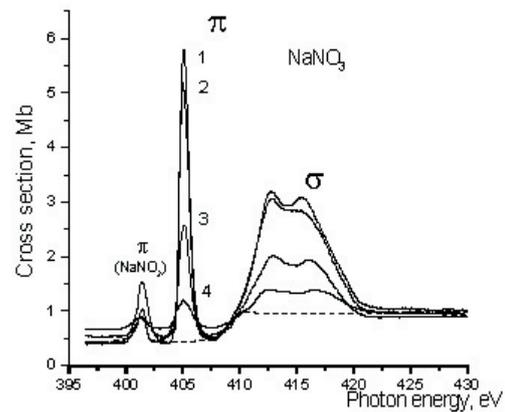


Рис.2. Спектральные зависимости СП в области N1s порога ионизации для слоев NaNO_3 разной толщины.

яния аниона NO_3 $\pi(a_{2u})$ - и $\sigma(a_{1g}, e_u)$ - симметрия (π - и σ - резонансы формы) [10]. Существенно, что измеренные значения СП с длинноволновой и коротковолновой стороны на расстоянии нескольких десятков эВ от N1s – края поглощения хорошо согласуются с результатами измерений на рентгеновских эмиссионных линиях TiL_β (0.5Мб) и TiL_α (0.9Мб) [8]. Из сравнения кривых 1-4 видно, что площадь резонансов уменьшается с толщиной слоев NaNO_3 . Это явление объясняется влиянием хвостов спектрального окна спектрометра [7,8] или как известный «эффект толщины» [11].

Исследования проведены при финансовой поддержке РФФИ грант № 04-02-17216 и двухсторонней программы Российско-Германской лаборатории на BESSY-II

- [1] U. Fano, J.W. Cooper, Rev. Mod. Phys. 40, 441 (1968); 41, 724 (1969).
- [2] M. Inokutti, Rev. Mod. Phys. 43, 297 (1971).
- [3] J. Stöhr, NEXAFS Spectroscopy, Springer, Berlin, 1992.
- [4] J.C. Fuggle, J.E. Inglesfield, eds. Unoccupied electronic states. Fundamentals for XANES, EELS, IPS and BIS. Springer, Berlin, 1992.
- [5] E.S. Gluskin, E.M. Trachtenberg, A.S. Vinogradov, Nucl. Instrum. and Meth. 152, 133 (1978).
- [6] W.B. Peatman, BESSY Technical Report TB Nr.160/90.
- [7] В.Н.Сивков, А.С.Виноградов, Опт. и спектр., 63, 431 (2002).
- [8] В.Н.Сивков, А.С.Виноградов, Поверхность, N11, 51(2002).
- [9] S.A. Gorodovikov, S.L. Molodtsov, R. Follath, Nucl. Instrum. and Meth. A 411, 506 (1998).
- [10] A.S. Vinogradov, V.N. Akimov, Phys. Low-Dim. Struct., 4/5, 63 (1994).
- [11] L.G. Parratt, C.F. Hempstead, E.L. Jossem Phys. Rev., 105, 1228 (1957).

Изготовление асферических подложек с супергладкими поверхностями

Б.А. Грибков¹, Е.Б. Ключенков¹, Н.Н. Салащенко¹,
В.А. Слемзин², И.Л. Струля³,

¹Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород,

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

³НПО "Композит", г. Королев, М.О.

e-mail: slem@mail1.lebedev.ru

Для построения оптических систем, работающих в диапазоне 13.5 нм с качеством изображения, близким к дифракционному, требуются высокоточные асферические подложки со сверхгладкой поверхностью. К таким подложкам предъявляются требования точности формы поверхности (часто внеосевой) до 2-5 Å при среднеквадратической высоте шероховатости $\sigma \approx 2-3$ Å.

Метод асферизации исходных (обычно сферических) подложек с помощью ретуши малоразмерным инструментом неэффективен, так как при ретуши происходит локальное удаление материала, а требуемые параметры гладкости могут быть достигнуты только при одновременном и равномерном полировании всей поверхности. Асферизация напылением на подложку однородного материала [1] или многослойного покрытия Mo-Si [2] в случае значительной асферичности (десятки мкм) также непригодна из-за большой шероховатости корректирующего слоя и напряжений между этим слоем и подложкой.

В настоящей работе рассматривается следующая технологическая последовательность изготовления сверхгладких подложек с большой внеосевой асферичностью:

- а) формирование заготовок для полировки внеосевых деталей в составе технологического блока осесимметричной формы;
- б) предварительное формообразование ближайшей сферической поверхности;
- в) глубокая полировка ближайшей сферической поверхности с целью удаления нарушенного слоя материала;
- г) предварительная асферизация поверхности технологического блока;
- д) доводка оптической поверхности технологического блока до требуемой гладкости;
- е) измерения формы поверхности с помощью интерферометра;
- е) точная коррекция формы асферических деталей вакуумным напылением небольшого по толщине (доли мкм) корректирующего слоя;
- ж) нанесение функциональных (отражающих) покрытий.

Отработка технологии суперполировки проводилась на плоских и сферических подложках из плавленого кварца и кремния. Была решена задача подбора оптимального сочетания состава полировальной смолы, полирующего порошка и режимов полировки. На первой стадии работы оперативный

контроль качества поверхности проводился на интерференционном микроскопе Carl Zeiss Epival Interfako, с помощью которого выявлялись недополированные раковины и царапины.

Для исследования рельефа поверхности подложек применялся комплекс зондовых микроскопов "Solver PRO" ("NT-MDT", Зеленоград, Россия). Измерения проводились в контактном и tapping-mode режимах с применением стандартных кремниевых зондов фирм ("NT-MDT" и "MicroMasch") с типичным радиусом рабочей части 10-15 нм

При исследовании рельефа первой серии плоских кварцевых подложек с общим временем полировки 50 часов шероховатость поверхности по АСМ кадру 1.2-15 мкм оказалась в пределах 4.5-6 Å, при этом отчетливо проявились недополированные царапины глубиной до 4 нм. После дополнительной полировки в течение 50 часов шероховатость уменьшилась почти в два раза, и в среднем по всей поверхности не превышала 2.5-3 Å (Рис. 1).

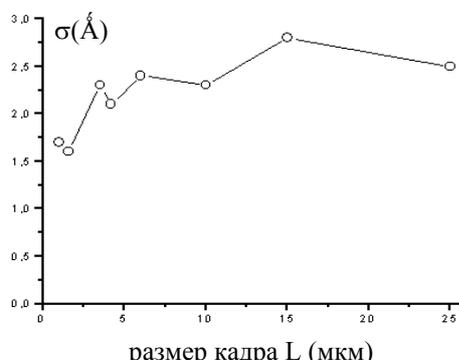


Рис.1. Зависимость среднеквадратической высоты неровностей поверхности плоской кварцевой подложки от размера кадра после 100 часов глубокой полировки.

На подложки из суперполированного кремния с высотой шероховатостей 2-2.5 Å и на подложку из плавленого кварца, подвергнутую процедуре глубокой полировки в течении 100 часов, были нанесены многослойные Mo/Si структуры. Измерения показали, что пиковый коэффициент на кварцевой подложке был равен 0.673, а на Si-подложке 0.665. Это подтверждает вывод о высоком качестве подложек, изготовленных по вышеописанной технологии.

Также по данной технологии была изготовлена и исследована серия подложек из монокристал-

лического кремния. АСМ исследования шероховатости поверхности показали, что при небольших полях сканирования (до 5 мкм) величина шероховатости соответствует качеству стандартной коммерческой Si подложки ($\sigma = 2-2.5 \text{ \AA}$). Однако, при увеличении поля обзора начинает проявляться влияние волнистости поверхности, при этом шероховатость поверхности увеличивается до $\approx 10 \text{ \AA}$.

На следующей стадии работы была поставлена задача получения сверхгладкой асферической поверхности с отклонениями от расчетного профиля не более 1 мкм. Оработка технологии асферизации производилась на детали, являющейся частью осесимметричной поверхности высокого порядка:

$$Z = \frac{0,0020604537 r^2}{1 + \sqrt{1 - 0,0020604537^2 r^2}} + a2r^4 + a3r^6 + a4r^8$$

где $a2 = 6,35117 \cdot 10^{-10}$; $a3 = -9,0537 \cdot 10^{-16}$; $a4 = 1,65947 \cdot 10^{-20}$ (размеры в миллиметрах).

Максимальное отклонение обрабатываемой поверхности от ближайшей сферы составляет 113,96 интерференционных полосы (36,0595 мкм.). Обработка детали производилась в осесимметричном технологическом блоке, изготовленном из единой заготовки плавленного кварца (рис. 2).

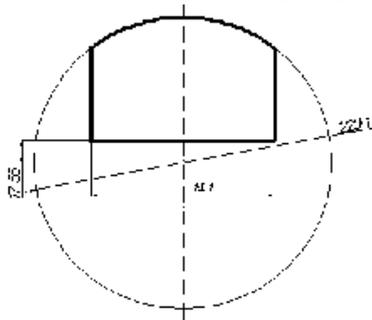


Рис.2. Расположение изготавливаемой детали на осесимметричной поверхности технологического блока.

Контроль формы оптической поверхности осуществлялся интерферометром Физо с использованием линзового компенсатора. Результаты контроля формы поверхности после завершения оптической обработки представлены на Рис. 3 и 4.

Исследования рельефа поверхности таких асферических подложек показали, что при небольших полях АСМ обзора параметр шероховатости составляет $2-3 \text{ \AA}$. Однако, при увеличении поля сканирования до 10 мкм и выше в АСМ кадр начинают попадать крупные дефекты (царапины глубиной до 2-3 нм) при этом шероховатость возрастает до 6 \AA (Рис. 5).

Работа выполнена при поддержке РФФИ и «Фонда содействия отечественной науке».



Рис.3. Интерферограмма обрабатываемой детали в технологическом блоке диаметром 230 мм. Ошибка формы 2.018 полосы (0,635 мкм) - от вершины до впадины, 0.45 полосы (0,142 мкм) rms.

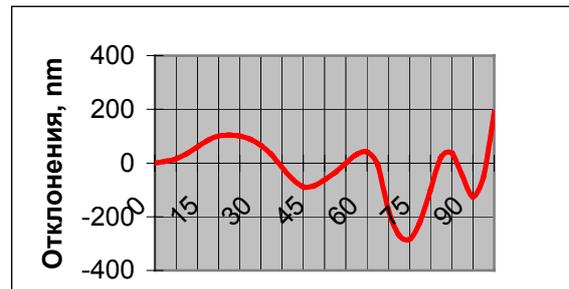


Рис.4. Отклонения профиля поверхности внеосевой асферической подложки от расчетного в радиальном направлении. По вертикальной оси – отклонения в нанометрах, по горизонтальной оси – расстояние в мм.

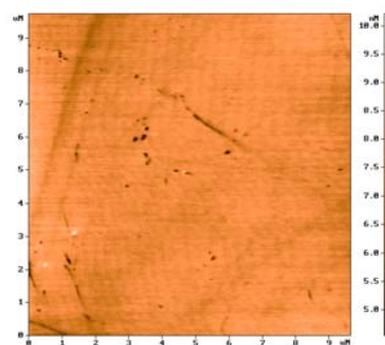
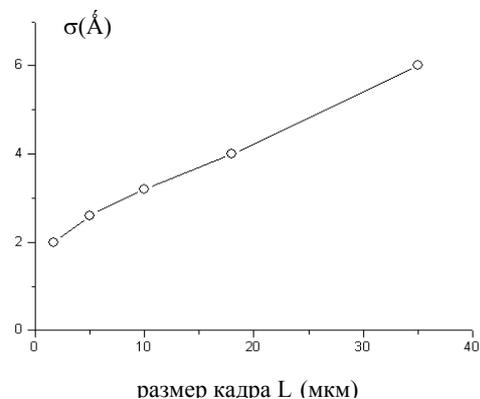


Рис.5. Зависимости среднеквадратичной шероховатости асферической подложки от размера кадра и АСМ изображение поверхности.

[1]. Chauvineau J.P., Clotaire J.Y., Golas G. et al. Proc. SPIE, v. 1546, 576 (1991).
 [2] Андреев С.С., Зуев С.Ю., Позднякова В.И. и др. Поверхность, №1, с.6-11 (2003).

Измерение спектра рентгеновского излучения лазерной плазмы диспрозиевой мишени с помощью изогнутого многослойного зеркала

А.Н. Субботин, Ю.Л. Лобанова, П.Д. Гаспарян, Е.С. Цой, Н.А. Суслев
Российский Федеральный Ядерный Центр ВНИИЭФ, ул. Мира 37, Саров, Россия
e-mail: subbotin@otd470.vniief.ru

ВВЕДЕНИЕ

Во ВНИИЭФ для тестирования расчетной модели горячей многозарядной плазмы проведена серия из 3-х опытов на лазерной установке ИСКРА-5 с Ду-мишенью. В этих опытах исследовалась зависимость выхода и спектра рентгеновского излучения (РИ) при различных уровнях облучения мишени лазерным излучением на второй гармонике йодного лазера с длиной волны 0.66 нм. Спектры РИ измерялись спектрографами на базе цилиндрического Ni/C многослойного зеркала и эллиптического кристалла КАР. Расчеты проводились с помощью программы СС9 [1].

Использование многослойного зеркала в качестве диспергирующего элемента позволяет существенно упростить редакцию измерений. Высокая отражательная способность зеркала дает возможность использовать детекторы с небольшим динамическим диапазоном регистрации, например, рентгеновскую пленку и размещать спектрограф на большом удалении от источника. Привязка энергетической шкалы проводилась при помощи алюминиевого поглотителя с известной энергией скачка фотопоглощения. Для абсолютной нормировки результатов спектральных измерений дополнительно регистрировалось РИ с помощью полупроводниковых детекторов с различными фильтрами. В работе представлены экспериментальные и расчетные данные по спектру РИ, проведено их сравнение.

ПОСТАНОВКА ИЗМЕРЕНИЙ

Спектрограф на изогнутом многослойном зеркале регистрировал излучение, выходящее под углом в 60° к нормали мишени. В качестве диспергирующего элемента использовалось Ni/C многослойное зеркало (МЗ) с периодом 2.8 нм, длиной 70 мм и высотой 15 мм. Радиус кривизны зеркала 400 мм. Расстояние от источника до МЗ составляло 736 мм, расстояние от зеркала до фотоприемника - 97 мм. Фотоприемником в спектрографах была рентгеновская пленка УФ-4. Изображение спектра на пленке было разбито по высоте на три участка, один – только за светозащитными фильтрами, второй за дополнительным алюминиевым поглотителем для привязки энергетической шкалы и участок с дополнительным лавсановым поглотителем для увеличения диапазона регистрации по интенсивности излучения.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ НА ИЗОГНУТОМ МНОГОСЛОЙНОМ ЗЕРКАЛЕ

В результате проведенных измерений получены качественные изображения спектров на пленке во всех 3-х опытах. После оцифровки изображений спектров с помощью известной зависимости почернения на пленке от флюенса РИ находился спектр излучения на пленке. Далее по известным характеристикам спектрографа определялся спектр выхода РИ из источника. Эти характеристики были рассчитаны по алгоритмам, подробно описанным в работе [2]. Абсолютная привязка энергетической шкалы осуществлялась по спектру за алюминиевым поглотителем. Скачок спектра за поглотителем приписывался энергии скачка фотопоглощения 1.55 кэВ.

Абсолютный выход РИ из мишени определялся с помощью измерений полупроводниковыми детекторами. Для этого проводилось сравнение расчетных и экспериментальных сигналов с детекторов. Расчетный сигнал определялся как интеграл от произведения двух функций: спектра РИ и чувствительности детектора с фильтром. По зарегистрированным сигналам определялся выход РИ, при котором наблюдается наилучшее совпадение между расчетными и зарегистрированными сигналами.

Спектры РИ, полученные в измерениях с помощью изогнутого многослойного зеркала, представлены на рис. 1.

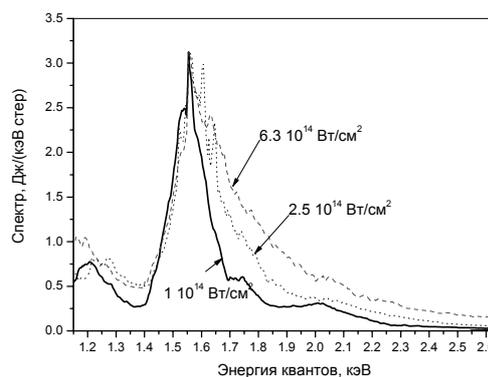


Рис. 1 Результаты измерений с помощью МЗ, нормированные на максимум.

Для наглядности спектры нормированы на максимальную спектральную плотность в опыте с минимальной интенсивностью ЛИ на мишени $1 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Из представленных результатов

видно увеличение вклада жесткой части излучения с ростом интенсивности ЛИ на мишени.

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ И РАСЧЕТА

Кроме спектральных измерений с помощью МЗ в опытах проводились измерения с помощью кристалла КАР. Спектрограф с кристаллом регистрировал излучение, выходящее из источника под углом 40^0 к нормали поверхности мишени.

Одномерные расчеты динамики плазмы проводились в плоской геометрии в рамках приближения неравновесной газодинамики. Расчеты спектров РИ проведены с химической водородоподобной радиационно-столкновительной моделью плазмы, в которой контура линий описываются в статистическом приближении. В расчетах использовались упрощенная модель без учета L-расщепления уровней. При моделировании эксперимента задавалось усредненные значения интенсивности ЛИ по облучаемому пятну. Локальное значение интенсивности потока, с учетом неоднородности ЛИ, может быть заметно выше среднего значения в “горячих точках” (до 2-х раз). Результатом расчета являлось спектральное распределение РИ

через поверхность мишени. При выдаче результатов расчета предполагалось, что излучение выходит из мишени изотропно в 4-π.

Кроме спектрального состава исследовалась зависимость выхода РИ и коэффициента конверсии лазерного излучения в РИ для различных интенсивностей падающего на мишень лазерного излучения. Коэффициент конверсии определяется как отношение выхода РИ из мишени к энергии ЛИ, падающего на мишень. В табл. 1 приведены результаты расчета и экспериментальные данные спектральных характеристик РИ из мишени и коэффициента конверсии при различных интенсивностях облучения мишени ЛИ.

В результате экспериментов получено удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных данных по выходу РИ из мишени в энергетическом диапазоне (1.15÷2.65) кэВ при интенсивности лазерного излучения на мишень в диапазоне $(1÷6) \cdot 10^{14}$ Дж/см². Измеренный с помощью спектрографа на изогнутом многослойном зеркале коэффициент конверсии лазерного излучения в РИ меняется от 6.1% до 7.6%.

Таблица 1 - Сравнение экспериментальных и расчетных данных выхода РИ из Ду мишени в интервале энергий 1.15 кэВ – 2.65 кэВ.

Поток лазерного излучения на мишени, 10^{14} Вт/см ²	Энергия лазерного излучения на мишени, Дж	Облучаемая площадь, 10^{-3} см ²	Выход РИ из мишени, Дж			Коэффициент конверсии, %		
			Зеркало	КАР	Расчет	Зеркало	КАР	Расчет
1	138	1.57	9.6	6.7	14.7	7	4.8	10.6
2.5	218	1.73	16.6	13.4	19.6	7.6	6.2	9
6.3	217	0.77	13.2	12	16.3	6.1	5.6	7.5

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты спектральных измерений РИ горячей многозарядной плазмы из Ду-мишени спектрографом на базе изогнутого многослойного зеркала. В серии из 3-х опытов на лазерной установке ИСКРА-5 исследовалась зависимость выхода и спектра РИ в интервале энергий квантов (1.15÷2.65) кэВ при различных уровнях облучения мишени лазерным излучением на второй гармонике йодного лазера с длиной волны 0.66 нм. Показано, что с ростом интенсивности ЛИ на мишени в интервале $(1÷6) \cdot 10^{14}$ Вт/см² в спектре РИ растет доля жестких квантов свыше 1.6 кэВ. Измеренный с помощью спектрографа коэффициент конверсии лазерного излучения в РИ меняется от 6.1% до 7.6%. Получено удовлетворительное согласие экспериментальных результатов с расчетом и независимыми измерениями на кристалле КАР.

В проведенных экспериментах продемонстрирована техническая простота измерений на спектрографе с изогнутым многослойным зеркалом. Регистрация спектра за различными по-

глотителями позволила осуществить точную привязку энергетической шкалы и расширить динамический диапазон регистрации по интенсивности РИ.

- [1] Воинов Б.А., Гаспарян П.Д., Кочубей Ю.К., Рослов В.А. Программа СС9. ВАНТ, сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, 1993, вып.1.
- [2] Лобанова Ю.Л., Субботин А.Н., Нагорный В.И., Гусихина И.А. Расчет формы линии и светосилы спектрометра рентгеновского излучения на основе многослойного цилиндрического зеркала: // Поверхность. №11, 2004 г.

Экспериментальные исследования возможностей интерферометра с дифракционной волной сравнения для контроля формы оптических элементов

Н.Б. Вознесенский¹, Е.Б. Ключенков², Е.Л. Панкратов²,
Н.Н. Салащенко², Н.И. Чхало²

¹VTT Optik Ltd., Nedsajk., Vaerska vald, Poelvamaa, 64003, Estonia

²Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105
e-mail: pector@ipm.sci-nnov.ru

Одной из ключевых проблем EUV литографии $\lambda=13,5$ нм является создание высокоотражающих зеркал нормального падения с точностью формы отражающей поверхности, в общем случае асферической, 0,2-0,5 нм. Традиционная оптическая промышленность обеспечивает точность формы поверхности изготавливаемых подложек для зеркал на уровне $\lambda_i/20 \div \lambda_i/10$, где λ_i – рабочая длина волны интерферометра, на котором производится аттестация детали. В линейных единицах для $\lambda_i = 0,633$ мкм, с учетом смены фазы отраженной от исследуемой поверхности волны на π , это соответствует точности на уровне 15,8-31,7 нм, что почти на 2 порядка хуже требуемой.

Для решения этой проблемы в ИФМ РАН развивается технология так называемой асферизации (сферизации) подложек. Суть этой технологии заключается в исправлении формы поверхности с помощью нанесения тонкопленочных покрытий с соответствующими толщинами. Более подробно об этой технологии можно найти в [1].

1. Описание стенда

Для измерения формы поверхности подложек изготовлен стенд, фотография которого приведена на рис.1. Основу стенда составляет интерферометр с дифракционной волной сравнения. Подробное сообщение о принципе работы интерферометра и его достоинствах можно найти в [2].



Рис.1. Фотография стенда интерферометра.

Стенд устанавливается в термостатированном помещении на отвязанном от здания фундаменте. Для подавления высокочастотных вибраций используется стол марки 1VIS95W с пневматической подушкой. Во избежание дополнительных воздушных потоков, влияющих на качество интерференционных картин, запись и обработка интерферограмм производится с помощью компьютера, установленного в соседнем помещении.

2. Экспериментальные результаты

В данной работе приводятся результаты исследования двух сферических подложек с параметрами, указанными в таблице 1. Первая подложка представляла собой «эталон», применяемый в оптической промышленности для аттестации сферических поверхностей, вторая – суперполированная подложка, изготовленная по технологии [3].

Таблица 1. Параметры подложек.

№	Внешний диаметр, мм	Радиус кривизны, мм
1	80	200
2	130	260

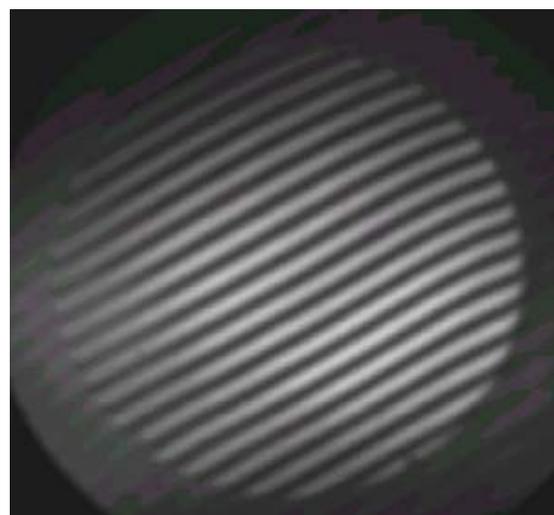


Рис.2. Интерферограмма для подложки №1.

Интерферометр позволяет снимать интерферограммы как в амплитудном, так и фазовом

режимах. В данном исследовании применялся только амплитудный режим. Определялись следующие параметры, в наибольшей степени влияющие на качество изображения: максимальный размах между верхней и нижней точками отклонения реальной поверхности от сферы, (P-V); среднеквадратическое отклонение профиля реальной подложки от сферы, (RMS). Эти характеристики определялись для части поверхности, заключенной в окружностях с диаметрами 50, 75 и 95% от диаметра подложки. Интерферограммы исследуемых подложек приведены на рис.2 и рис.3. Данные по коэффициентам P-V и RMS, усредненным по 30 независимым измерениям приведены в таблицах 2 и 3. Буква D обозначает среднеквадратичное отклонение соответствующей индексу случайной величины.

Как видно из таблиц при уменьшении области, в которой производится анализ интерферограмм, форма поверхностей деталей становится более совершенной. При этом относительная погрешность определения параметров P-V и RMS составляет 3,5-5%. Абсолютная ошибка параметра P-V приближается к $\lambda/1000$, а RMS - $\lambda/3000$. Таким образом, проведенное исследование показало, что стенд обеспечивает измерение формы сферических вогнутых подложек с точностью не хуже $\lambda/1000$, что достаточно для ряда приложений, связанных с литографией и микроскопией на длине волны 13,5 нм. В дальнейшем предполагается отработка фазового режима получения интерферограмм и методики тестирования асферических поверхностей.

Таблица 2. Результаты теста подложки №1.

$D_s, \%$	P-V, λ_i	$\sqrt{D_{P-V}}, \lambda_i$	RMS, λ_i	$\sqrt{D_{RMS}}, \lambda_i$	P-V, нм	$\sqrt{D_{P-V}}, \text{нм}$	RMS, нм	$\sqrt{D_{RMS}}, \text{нм}$
95	0,1771	0,0274	0,0291	0,0010	56,05	8,67	9,21	0,33
75	0,1118	0,0087	0,0168	0,0014	37,06	2,88	5,57	0,46
50	0,0457	0,0015	0,0071	0,0003	15,15	0,50	2,35	0,1

Таблица 3. Результаты теста подложки №2.

$D_s, \%$	P-V, λ_i	$\sqrt{D_{P-V}}, \lambda_i$	RMS, λ_i	$\sqrt{D_{RMS}}, \lambda_i$	P-V, нм	$\sqrt{D_{P-V}}, \text{нм}$	RMS, нм	$\sqrt{D_{RMS}}, \text{нм}$
95	0,1381	0,0071	0,0219	0,0010	45,78	2,25	6,93	0,32
75	0,0610	0,0032	0,0106	0,0006	19,31	1,01	3,35	0,19
50	0,0426	0,0013	0,0060	0,00025	13,48	0,41	1,90	0,08

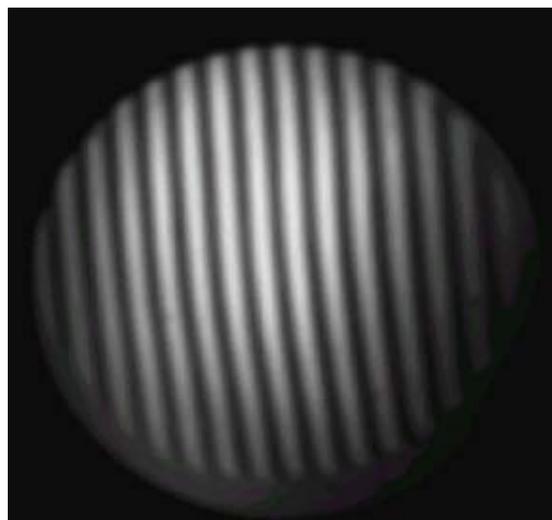


Рис. 3. Интерферограмма для подложки №2.

Данная работа поддержана грантами РФФИ и НШ-1729.2003.2.

1. Гапонов С.В., Клюенков Е.Б., Салащенко Н.Н. и др. Настоящий сборник.
2. Вознесенский Н.Б. Настоящий сборник.
3. Слемзин В.А., Струля И.Л., Грибков Б.А. Настоящий сборник.

Коллимирующие зеркала для дифрактометров ДРОН

А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, Ю.Н. Дроздов, Е.Б. Ключенков,
Н.Н. Салащенко, А.И. Харитонов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, Россия
e-mail: akh@ipm.sci-nnov.ru

Приборы серии ДРОН имеют надежный высоковольтный источник и гониометр, поэтому они широко используются в лабораториях для рентгенодифракционных исследований. По своим техническим параметрам ДРОН отстает от современных дифрактометров общего назначения, выпускаемых зарубежными фирмами, например, Philips X'Pert MRD, однако, поскольку стоимость зарубежного прибора очень высока, в ближайшее десятилетие дифрактометры ДРОН останутся в России основным рентгенодифракционным прибором.

В последние годы зарубежные дифрактометры с линейным фокусом начали оснащаться цилиндрическими фокусирующими элементами на основе многослойных рентгеновских зеркал (МРЗ) [1]. Установка МРЗ в форме параболического цилиндра (ПМРЗ) на первичном пучке, судя по публикациям, приводит к ускорению съемки от 3-х раз в случае поликристаллов, до ~100 раз при построении двумерного сечения обратного пространства гетероэпитаксиальной структуры.

ПМРЗ устанавливается так, чтобы его фокус совпал с фокусом трубки. Зеркало собирает расходящийся пучок рентгеновской трубки из угла порядка 1 градуса. На выходе формируется квазипараллельный пучок с расходимостью примерно $0,05^\circ$ в главной плоскости гониометра. Ширина этого пучка около 1 мм, что понижает разрешение по брегговскому углу при использовании щели перед детектором в качестве анализатора.

В работе [2] проведены исследования по использованию ПМРЗ в дифрактометре ДРОН-4. Основываясь на собственном опыте и на зарубежных публикациях [3], можно сказать, что выигрыш, который дает использование ПМРЗ в рентгенооптической схеме ДРОНа зависит от типа образца и метода исследования.

Наименьший выигрыш по времени съемки (около 3-х раз) получается при фазовом анализе поликристаллических образцов. Здесь классическая схема фокусировки по Бреггу-Брентано лучей с большой площади образца достаточно эффективна. Применение ПМРЗ сокращает размеры образца примерно на порядок и монохроматизирует пучок – отношение интенсивности линии к фону после зеркала возрастает примерно на два порядка (Рис.1). Однако в случае текстурированных или монокристаллических образцов фокусировка по Бреггу-Брентано неприменима, и приходится

ограничивать расходимость пучка щелевыми диафрагмами. По сравнению с этой схемой фокусирующая парабола дает тем больший эффект, чем тоньше щели приходится использовать в эквивалентной схеме без фокусировки. Это не только создает количественный выигрыш во времени съемки, до 100 раз по зарубежному опыту [3], но и позволяет проводить на лабораторном источнике исследования, ранее не реальные из-за низкой интенсивности пучка.

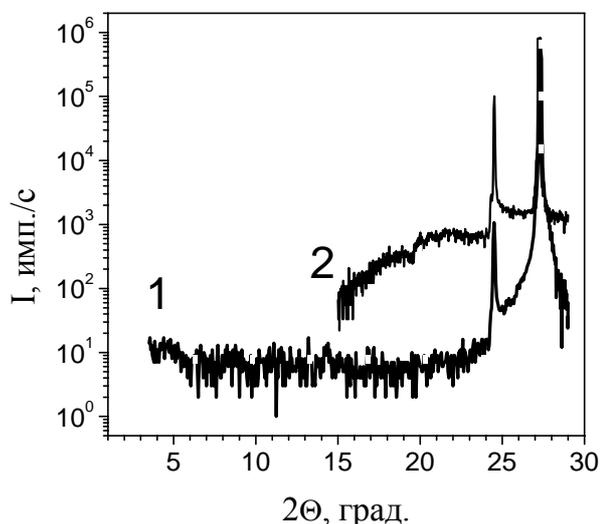


Рис 1. Анализ спектрального состава пучка после ПЗ. Спектр $\theta/2\theta$ - сканирования Ge(111). 1 – пучок сформирован ПЗ; 2 – обычная схема с линейным фокусом.

Примером таких исследований является построение двумерных карт сечений обратного пространства сложных гетеросистем - один из современных эффективных и наглядных способов анализа. Набор двумерного сечения из нескольких десятков одномерных спектров с использованием параболического МРЗ, по опыту фирмы Philips, может быть проведен за время около 10 минут [3]. Это достигается при использовании ПМРЗ в схеме высокого разрешения (HRXRD). Парабола располагается между трубкой и блоком кристалло-монокроматоров. Выигрыш в интенсивности достигается за счет существенного улучшения согласования выхода (расходящегося на градусы пучка от трубки) со входом в блок кристаллов,

где ширина кривой дифракционного отражения порядка 10 угловых секунд.

Вторым примером эффективного использования ПМРЗ является съемка диффузного рассеяния, которое несет информацию о дефектной структуре кристалла. Диффузное рассеяние много меньше брэгговского, и увеличение на порядок отношения сигнал-шум в схеме с МРЗ существенно расширяет возможности прибора. В работе [4] используется ПМРЗ на первичном пучке и плоское МРЗ в качестве анализатора.

Следует отметить, что прямое использование зарубежных параболических МРЗ в дифрактометре ДРОН невозможно, поскольку устройство проектируется и изготавливается под жестко фиксированную геометрию прибора и длину волны. Кроме того, стоимость зарубежных МРЗ очень высока.

В ИФМ РАН в течение нескольких лет ведутся работы по разработке технологии изготовления МРЗ цилиндрической (в частности параболической) формы [5,6]. За последние два года разработаны, оптимизированы и изготовлены опытные образцы ПМРЗ, специально для дифрактометров ДРОН-3, ДРОН-4 -ДРОН-6 (в них схемы идентичны) с минимальными переделками в конструкции этих приборов. В дифрактометрах ДРОН-4(6) параболическое МРЗ устанавливается на место кристалла-монокроматора в заводском блоке монокроматора. Никаких переделок в этих приборах не требуется. В дифрактометрах ДРОН-3 блок монокроматора переставляется с гониометра на держатель трубки и крепится на специально разработанной штанге (рис.2). Это делается для облегчения юстировки сформированного ПМРЗ пучка относительно гониометра (схема в этом случае получается такой же, как на ДРОН-4(6)). В схеме с расположением МРЗ перед кристалломонокроматором, в отличие от предыдущей, требуется изменение рентгенооптической схемы ДРОНа - введение отдельного блока параболы, но и ее реализация вполне реальна при наличии потребности исследователей.



Рис. 2. Фотография дифрактометра ДРОН-3. Стрелкой указана штанга крепления корпуса монокроматора, в котором установлено ПМРЗ к трубке.

В таблице 1 приведены характеристики ПМРЗ и параметры выходного пучка. Обозначения в таблице следующие: p – параметр параболы (уравнение направляющей параболы- $y = \sqrt{2px}$), λ - длина волны, $\Delta\Omega$ - угловая апертура зеркала, w, γ - ширина и средняя расходимость выходного пучка, x_c - расстояние от фокуса до центра зеркала, L - длина зеркала. Размер проекции линейного фокуса должен составлять $h=50-100$ мкм. Если размер фокуса уменьшать, то пропорционально будет уменьшаться и расходимость пучка.

Таблица 1

	ДРОН-3		ДРОН-4(6)
λ , нм	0,154	0,071	0,154
$2p$, мм	0,225	0,066	0,17
$\Delta\Omega$, град	0,75	0,46	0,7
w , мм	1,40	0,77	0,95
γ , град	0,026	0,022	0,03
x_c , мм	103	103	76
L , мм	58	58	40
d_h , нм	2,84	2,38	2,79
d_k , нм	3,79	3,18	3,66

Выводы.

Разработаны, изготовлены и испытаны опытные образцы параболических многослойных рентгеновских зеркал для дифрактометров серии ДРОН на 2 длины волны $\lambda_{CuK\alpha} = 0,154$ нм и $\lambda_{MoK\alpha} = 0,071$ нм. Зеркала устанавливаются в заводской блок монокроматора при минимальных переделках в конструкции приборов. При необходимости подобные зеркала могут быть изготовлены и на другие длины волн.

Использование таких зеркал, в зависимости от условий съемки, позволяет в 5-50 раз увеличить эффективность отбора излучения трубки.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ, проекты 04-02-17045, 04-02-17046.

- [1] Schuster, M., Gobel, H., Bruker Report, **145**, 9 (1998).
- [2] Дроздов, Ю.Н., Ахсахалян, А.А., Ахсахалян А.Д. и др., Поверхность, **5** (2005).
- [3] Fuster, P.F., "X-Ray scattering from semiconductors", Imperial College Press, London, 2000, 287 pp.
- [4] Meduna, M., Holy, V., Roch, T., et. al., Semicond. Sci. Technol, **17**, 480 (2002).
- [5] Ахсахалян, А.Д., Володин, Б.А., Клюенков Е.Б. и др., Поверхность, **1**, 162 (1999).
- [6] Ахсахалян, А.А., Ахсахалян, А.Д., Володин Б.А. и др., Матер. Совещ. "Рентгеновская оптика – 2004", Нижний Новгород, 76 (2004).

Рентгеновское тестирование формы и распределения периода многослойных цилиндрических зеркал

А. Д. Ахсахалян, В.А. Муравьёв

Институт физики микроструктур РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, Россия
e-mail: akh@ipm.sci-nnov.ru

В последние годы для фокусировки излучения линейных рентгеновских источников широко применяются многослойные рентгеновские зеркала цилиндрической формы [1-4]. Для обеспечения условий отражения необходимо, чтобы распределение кривизны и периода многослойной структуры вдоль направляющей цилиндра строго соответствовали расчетным значениям. Контроль этих параметров зеркала является сложной задачей. В работе [5] был предложен способ ее решения. В настоящей работе предлагаются две усовершенствованные методики.

Напомним суть метода, предложенного в [5]. Зеркало закрепляется на столике гониометра так, что его образующая совпадает с осью его вращения. Сканирование луча по поверхности зеркала осуществляется при помощи входной щели P , которая может перемещаться в перпендикулярном к оси SO направлении. Угол α при этом контролируется (рис.1).

При заданном угле α , поворотом столика на угол ψ фиксируем брэгговский пик отражения в детекторе D_1 . Используя вторую щель Q_1 вблизи D_1 на расстоянии R_1 от оси O , измеряем угол γ_1 между осью SO и линией OD_1 . Для определения угла β между отражённым лучом и линией OD_1 передвигаем вторую щель на расстояние R_2 и поворачиваем штангу гониометра до угла γ_2 так, чтобы снова зафиксировать брэгговский максимум. Всё это показано на рис.1.

Дальнейшие выкладки проводим с учётом малости всех острых углов системы. Очевидно, что

$$\beta = \frac{R_2(\gamma_2 - \gamma_1)}{R_1 - R_2}. \quad (1)$$

В работе [5] были получены соотношения:

$$2\theta = \alpha + \gamma_1 - \beta, \quad (2)$$

$$x = \frac{L_\alpha + R_1\beta}{2\theta} = \frac{L_\alpha + R_1\beta}{\alpha + \gamma_1 - \beta}, \quad (3)$$

$$\delta = \frac{L_\alpha - R_1\beta}{2x} = \theta \frac{L_\alpha - R_1\beta}{L_\alpha + R_1\beta}, \quad (4)$$

$$\eta = \psi + \alpha - \theta. \quad (5)$$

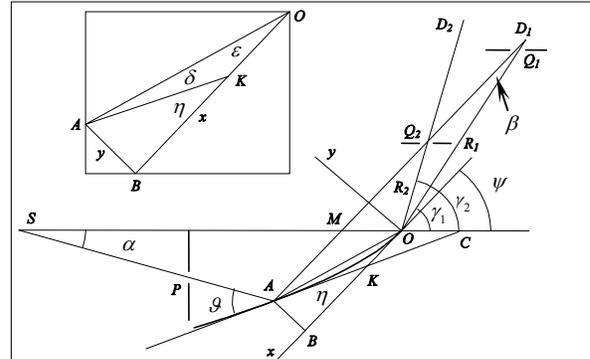


Рис. 1. Схема установки и ход лучей в ней. S - источник излучения, A - точка отражения от зеркала, SA и AD_1 - падающий и отражённый лучи, θ - угол скольжения, O - ось вращения гониометра, D - детектор, P - входная щель, $Q_{1,2}$ - выходные щели, $L = SO, R_{1,2} = OQ_{1,2}$, ось Ox - касательная к зеркалу в точке O , AC - касательная к зеркалу в точке A . η - угол между ними. На врезке показан треугольник OAB .

Если в ходе эксперимента были промерены зависимости $\gamma_{1,2}(\alpha)$ и $\psi(\alpha)$, то формулы (2), (3), с учётом (1), в параметрической форме (α - параметр) определяют зависимость угла скольжения θ от x . Распределение периода структуры находится из условия Брэгга: $d(x) = \lambda / 2\theta(x)$, где λ - длина волны. Формулы (3), (5) определяют параметрически распределение углов наклона касательных к зеркалу $\eta \cong dy/dx$ - его форму.

Видно, что осталась невостробованной информация о зеркале, содержащаяся в (4). Далее будет показано как можно ею воспользоваться, чтобы сократить число измеряемых в опыте углов.

Применение входной щели P для измерения угла α не является обязательным. Дело в том, что зеркало обладает брэгговской селективностью, поскольку падающий луч отражается только в той точке, где выполняется условие Брэгга. Её координата зависит от ориентации зеркала, характеризуемого углом ψ . Поэтому сканирование зеркала можно осуществить поворотом столика гониометра; угол ψ становится при этом главным параметром методики. Если в ходе эксперимента

были промерены зависимости $\gamma_{1,2}(\psi)$ (а значит и $\beta(\psi)$), то функция $\alpha(\psi)$ может быть рассчитана. Это делается следующим образом.

Рассмотрим треугольник OAB на врезке к рис.1. Легко видеть, что угол $\varepsilon \cong y/x = \eta - \delta$. Отсюда следует: $y = x(\eta - \delta)$. Дифференцируя это соотношение по x , возвращаемся к углу η :

$$\frac{dy}{dx} = \eta = (\eta - \delta) + x \frac{d(\eta - \delta)}{dx} = d\eta. \quad (6)$$

С учётом того, что $\eta = dy/dx$ получаем:

$$\delta \cdot d[\ln(x\delta)] = d\eta. \quad (7)$$

Выражая $\delta, x\delta$ и η по формулам (2) - (5), приходим к линейному дифференциальному уравнению для функции $\alpha(\psi)$:

$$\frac{d\alpha}{d\psi} - P\alpha - Q = 0. \quad (8)$$

Коэффициенты P и Q в уравнении (8) выражаются через измеряемые функции γ_1, β и их производные:

$$P(\psi) = \frac{R_1 d\beta/d\psi + L(2 - d\gamma_1/d\psi + d\beta/d\psi)}{L(\gamma_1 - \beta) - R_1\beta},$$

$$Q(\psi) = R_1 \frac{2\beta + \gamma_1 d\beta/d\psi - \beta d\gamma_1/d\psi}{L(\gamma_1 - \beta) - R_1\beta}.$$

Граничное условие для уравнения (8) имеет вид: $\alpha(\psi_0) = 0$, где угол ψ_0 соответствует такому положению столика, при котором брэгговское отражение происходит при отражении луча от точки зеркала, совпадающей с осью гониометра. Очевидно, что в этом случае и угол $\beta = 0$; поэтому угол ψ_0 можно найти из уравнения $\beta(\psi_0) = 0$. Решая уравнение (8) численно, восстанавливаем функцию $\alpha(\psi)$, а вместе с нею, по формулам (2), (3), (5) получаем всю информацию о зеркале.

Точность измерений может быть существенно повышена, если вместо прямого расходящегося от источника рентгеновского пучка использовать сколлимированный параболическим зеркалом параллельный пучок. Такой приём повышает плотность мощности излучения в области исследуемого зеркала, что позволяет уменьшить ширину щелей, регистрирующих углы отражённых лучей. Легко показать, что в этом случае:

$$\theta(\psi) = \frac{\gamma_1 - \beta}{2}, \quad \eta(\phi) = \psi - \frac{\gamma_1 - \beta}{2}. \quad (9)$$

Дифференциальное уравнение для функции $x(\psi)$ выводится аналогично тому, как было выведено уравнение (8); оно имеет вид:

$$\frac{dx}{d\psi} \frac{(\gamma_1 - \beta)}{2} = x \left[1 - \frac{d(\gamma_1 - \beta)}{d\psi} \right] + R_1 \frac{d\beta}{d\psi}. \quad (10)$$

Граничное условие имеет вид: $x(\psi_0) = 0$, где угол ψ_0 обозначает ориентацию зеркала (направление касательной к нему) в том случае, когда отражение происходит при $x = 0$. Этот угол находится из уравнения $\beta(\psi_0) = 0$.

Численное решение $x(\psi)$ уравнения (10) совместно с формулами (9) определяют в параметрическом виде искомые зависимости $\theta(x)$ и $\eta(x)$.

Нужно сказать, что преимущества данной методики могут быть реализованы в полной мере лишь в том случае, когда в опыте используется коллиматор высокого качества (его качество определяется среднеквадратичными отклонениями параметров θ и η от их идеальных значений и должно быть выше, чем качество измеряемого зеркала).

Выводы:

Выведены дифференциальные уравнения, позволяющие по результатам эксперимента рассчитывать распределение периода многослойного зеркала и его форму.

Работа поддержана РФФИ, проект 04-02-17045.

[1] Schuster, M., Gobel, H., J.Phys. D: Appl. Phys., **28**, 4A, (1995) 270.

[2] Schuster, M., Gobel, H., Bruker Report, **145**, 9-13 (1998).

[3] Ахсахалян, А.Д., Володин, Б.А., Клюенков Е.Б. и др., Поверхность, **1**, (1999) 162.

[4] Ахсахалян, А.А., Ахсахалян, А.Д., Володин Б.А. и др., Матер. Совещ. ``Рентгеновская оптика - 2004'', Нижний Новгород, 76 (2004).

[5] Ахсахалян, А.Д., Муравьев, В.А., Салашенко, Н.Н., Матер. Совещ. ``Рентгеновская оптика - 2004'', Н. Новгород 166 (2004).

Распределение интенсивности рентгеновского излучения в плоскости изображения многослойного эллиптического зеркала

А.Д. Ахсахалян, В.А. Муравьёв, Н.Н. Салащенко

Институт физики микроструктур РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, Россия
e-mail: akh@ipm.sci-nnov.ru

В последние годы для увеличения светосилы рентгеновских спектрометров, оснащенных трубками с линейным анодом, широкое распространение получили многослойные эллиптические зеркала [1]. Важными характеристиками зеркала являются величина и распределение интенсивности в плоскости изображения (ПИ).

В настоящей работе проведен анализ возникающих в ПИ аббераций в зависимости от длины зеркала, его положения, величин полуосей эллипса и размера источника.

Выкладки приводятся с учетом малости острых углов системы; линейные размеры измеряются в единицах большой полуоси a эллипса.

Пусть идеально тонкий линейный изотропный источник излучения S с угловой плотностью мощности i_0 находится на расстоянии ξ от оси Ox вблизи фокуса F_1 (рис.1). Тогда отраженный от элемента зеркала с координатой x луч пересечет ПИ в точке $\eta = \Gamma(x)\xi$, где $\Gamma(x)$ - коэффициент увеличения. При малых углах скольжения:

$$\Gamma(x) = \frac{\eta}{\xi} = \frac{1-x}{1+x}; \Rightarrow x = \frac{\xi - \eta}{\xi + \eta}. \quad (1)$$

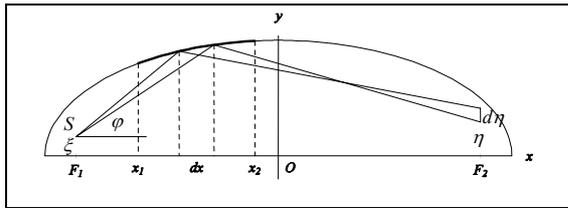


Рис. 1. Ход лучей, отраженных от элемента зеркала dx . S - источник, $F_{1,2}$ - фокусы эллипса, $x_{1,2}$ - координаты начала и конца зеркала, $d\eta$ - ширина пятна в плоскости изображения.

Обозначим: φ - угол между падающим лучом и осью Ox , ϑ - угол скольжения. В [2] было показано, что эти углы равны:

$$\varphi(x) = \kappa \sqrt{\Gamma(x)}, \quad \vartheta = (\varphi^2 + \kappa^2) / 2\varphi, \quad (2)$$

где $k=b/a$ - отношение полуосей эллипса. Мощность излучения, отражаемого от элемента dx , равна $dP = i_0 R d\varphi$. Ширина пятна в ПИ:

$d\eta = \varepsilon \Gamma'(x) dx$. Линейная плотность излучения в ПИ (отнесённая к I_0) есть:

$$f(\eta) = \frac{1}{i_0} \frac{dP}{d\eta} = \frac{dP}{d\eta} = \frac{R d\varphi}{\xi \Gamma'} = \frac{kR}{2\xi \sqrt{\Gamma}} = \frac{kR}{2\xi \sqrt{\eta/\xi}} = \frac{kR}{2\sqrt{\xi \eta}}. \quad (3)$$

Выражение (3) справедливо в диапазоне $\eta_1 < \eta < \eta_2$, поскольку зеркало имеет конечные размеры, а именно: если x_1 и x_2 - координаты начала и конца зеркала, то $\eta_{1,2} = \xi \Gamma(x_{1,2})$. Вне интервала (η_1, η_2) , $f(\eta) = 0$. Рассмотрим теперь линейный однородный источник ширины h с плотностью мощности излучения I_0 . Каждый его элемент $d\xi$ излучает изотропно и, согласно (3), обеспечивает в ПИ вклад в интенсивность (отнесённый теперь к I_0) равный

$$df = \begin{cases} kR d\xi / 2\sqrt{\xi \eta}, & \eta \in (\eta_1, \eta_2); \\ 0, & \eta \notin (\eta_1, \eta_2). \end{cases} \quad (4)$$

Интенсивность $f(\eta)$ получается интегрированием (4) по ξ :

$$f(\eta) = (k / 2\sqrt{\eta}) \int_{\xi_1(\eta)}^{\xi_2(\eta)} R d\xi / \sqrt{\xi}. \quad (5)$$

Коэффициент отражения в (5) имеет вид:

$$R = R_0 \exp[-\xi^2 k^2 (\xi + \eta)^2 / 4\xi \eta].$$

Интеграл (5) не берётся в аналитическом виде. Однако, принимая во внимание, что коэффициент R монотонно (и не очень сильно) изменяется вдоль координаты зеркала, положим в первом приближении $R \cong R(x_c) = R_c$, где $x_c = (x_1 + x_2) / 2$ - координата центра зеркала. В этом приближении интенсивность излучения в ПИ, отнесенная к $I_0 R_0$ будет равна выражению (4) помноженному на R_c . При любых координатах $x_{1,2}$ функция $f(\eta)$ имеет максимум, который достигается, когда

$$k = k_{opt} = (1/\varepsilon) \sqrt{(1-x_c^2)/2}. \quad (6)$$

Одна из задач рентгеновской диагностики состоит в том, чтобы подвергнуть исследуемый образец максимально возможной дозе облучения в условиях, когда угол γ просвечивающего пучка не превосходит требуемую величину. Этот угол равен:

$$\gamma = k_{opt}(x_c) \left[1/\sqrt{\Gamma(x_2)} - 1/\sqrt{\Gamma(x_1)} \right]. \quad (7)$$

При заданных γ и x_1 уравнение (7) определяет x_2 , что позволяет найти

оптимальную длину зеркала $L_{opt} = x_2 - x_1$ как функцию x_1 .

Ослабление рентгеновского пучка, проникающего вглубь многослойной структуры зеркала, приводит к тому, что отражённый пучок имеет конечную угловую ширину $\delta\vartheta$, зависящую от числа эффективно отражающих слоёв N_{eff} . Величина $\delta\theta$ определяется из соотношения $\delta\vartheta/\vartheta = 1/N_{eff}$. Данный фактор накладывает ограничения на видимые размеры источника h^* . Он становится существенным, когда зеркало располагается вблизи источника. В [2] было показано, что

$$h^* = (1/4\mu)(1+x)\sqrt{1-x^2}, \quad (8)$$

где $\mu = kG/\lambda^2$, $k = b/a$, $G = N_{eff}d^2$ - константа, зависящая от свойств многослойной структуры (материалов и толщин подслоёв), d - её локальный период. Из (8), с учётом (1):

$$\mu h^* = \xi^{3/2} \eta^{1/2} / (\xi + \eta)^2. \quad (9)$$

Функция $h^*(\xi)$ при любом η имеет максимум.

Считая координату η в ПИ фиксированной, определим диапазон значений координаты ξ в плоскости источника, в котором выполняется неравенство $h^* > \xi$, поскольку это условие является необходимым при вычислении $f(\eta)$ по формуле (5). Для этого нужно решить уравнение $h^* = \xi$, или, с учётом (9), уравнение $\xi\eta/\mu^2 = (\xi + \eta)^4$.

Подставляя $u = \mu\xi$, $\vartheta = \mu\eta$, имеем:

$$(u+v)^4 = uv. \quad (10)$$

Решение уравнения (10) в параметрической форме имеет вид:

$$u = [p - q(p)]/\sqrt{2}, \quad v = [p + q(p)]/\sqrt{2}, \quad (11)$$

где $q(p) = \pm\sqrt{p^2 - 8p^4}$, p - параметр изменяющийся в интервале $(0, 1/\sqrt{8})$.

Эти уравнения описывают зону видимости источника (рис.2). Любой вертикальный отрезок, лежащий внутри этой кривой отвечает условию $h^* > \xi$. Пределы интегрирования в формуле (5) определяются прямыми (рис. 2): $u_{1,2} = \vartheta/\Gamma_{1,2}$.

Вертикальный промежуток между ними определяет требуемый коэффициентами увеличения $\Gamma_{1,2}$ интервал интегрирования.

Интервал сверху ограничен шириной масштабированного источника $u_0 = \mu h$, а снизу - кривой зоны видимости. Если положить $R \cong R_c$, то для $f(\vartheta)$ получается картина, показанная на рис.3.

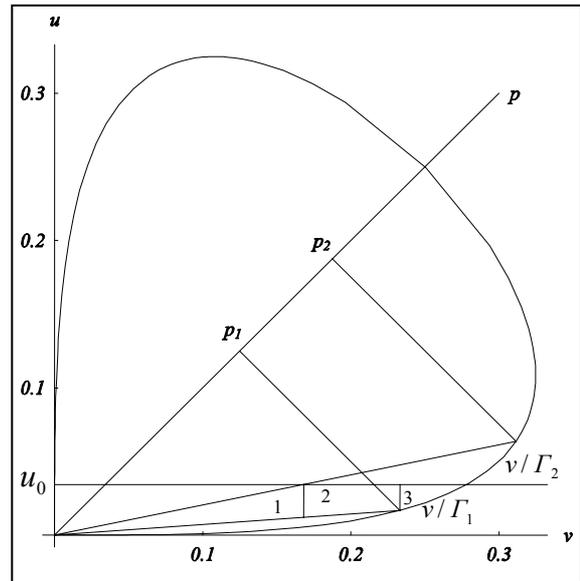


Рис. 2. Интервалы интегрирования при вычислении f по формуле (5). Пока $v/\Gamma < u_0 = \mu h$ - это область 1. В области 2 верхний предел равен u_0 , а в области 3 нижний предел определяется кривой зоны видимости источника.

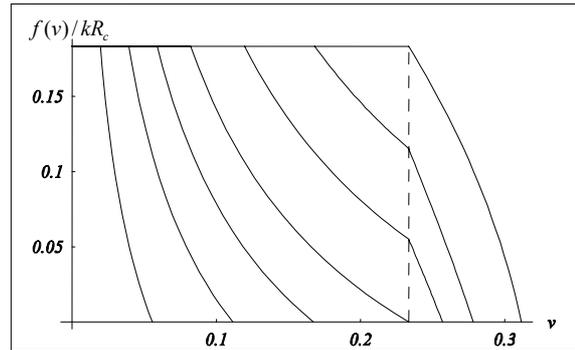


Рис. 3. Распределение относительной интенсивности $f(v)/kR_c$ в ПИ. Расположение кривых (слева направо) соответствует возрастанию параметра $u_0 = \mu h$.

Выводы:

1. Выведены формулы, позволяющие рассчитывать распределение интенсивности в плоскости изображения эллиптического зеркала.
2. Предложен приближённый способ оценки оптимального значения k_{opt} , обеспечивающий максимальную выходную мощность.
3. Решена задача оптимизации длины зеркала при заданном угле сходимости излучения.
4. Рассчитана зона видимости источника.
5. Исследован характер изображения источника в зависимости от параметров установки.

Работа поддержана РФФИ, проект 04-02-17045.

[1] Schuster, M., Gobel, H., Bruker Report, **145**, 9 (1998).

[2] Ахсаляян, А.Д., Муравьев, В.А., Салашенко, Н.Н., Матер. Совещ. "Рентгеновская оптика - 2004", Н.,Новгород, 166 (2004).

Стенд для исследования 2-D фокусирующей рентгеновской оптики

А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, Е.Б. Ключенков, Н.Н. Салащенко,
А.И. Харитонов, Д.П. Чехонадских, Н.И. Чхало, О.И. Бугаенко*,
С.В. Кузин*, А.А. Перцов*, С.В. Шестов*.

Институт физики микроструктур РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, Россия

*Физический институт им. В.П. Лебедева РАН, Ленинский пр-т 53, Москва, Россия

e-mail: akh@ipm.sci-nnov.ru

Развитие методов контроля фокусирующих многослойных рентгеновских зеркал в значительной степени определяет прогресс в технологии их изготовления [1]. Отклонение формы зеркала и его периода от расчета определяют, соответственно, точность фокусировки и коэффициент отражения. Удобнее всего измерять эти параметры, помещая рентгеновский источник в фокус зеркала.

Нами разработан и изготовлен стенд для измерения фокусирующих свойств рентгеновских зеркал в жестком диапазоне длин волн $\lambda \sim 0.1$ нм, позволяющий измерять как форму, так и распределение периода по поверхности зеркала. Стенд состоит из квазиточечного рентгеновского источника, стола для юстировки образца и детектора в виде ПЗС-матрицы. Между источником и образцом устанавливается диафрагма с тонким отверстием (30-100 мкм), перемещающаяся в вертикальной и горизонтальной плоскостях, позволяющая освещать заданный участок поверхности зеркала. Вся система установлена на горизонтальной оптической скамье и находится внутри стального бокса со свинцовыми смотровыми окнами.

В качестве источника излучения используется серийная рентгеновская трубка прострельного типа БСВ-1 с разработанной нами магнитной системой (МС) панцирного типа. Такая МС позволяет, в зависимости от ее положения относительно анода трубки, плавно изменять диаметр фокусного пятна h от 20 до 100 мкм (рис. 1) (заводская магнитная система обеспечивает минимальный размер $h \approx 100$ мкм). МС панцирного типа испытана на трубках с молибденовым, медным и хромовым анодами.

Для юстировки образца используется оптический стол с горизонтальной и вертикальной угловыми юстировками и двумя линейными юстировками в горизонтальной плоскости.

Детектор для регистрации рентгеновского изображения в диапазоне 0,1-1 нм разработан в Физическом Институте РАН на базе ПЗС-матрицы «Кельт» с фронтальной регистрацией (производства НПО «Электрон» Санкт-Петербург). Матрица «Кельт» является крупноформатным фазовым прибором

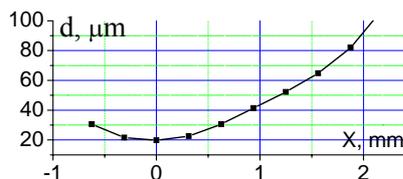


Рис. 1. Зависимость диаметра фокусного пятна h от положения магнитной системы относительно анода.

с переносом заряда с объемным каналом n-типа. Размер матрицы – 1024x1152 ячеек с размером 9x9 мкм. Матрица имеет один выходной регистр и двухкаскадный выходной узел с «плавающей» диффузией. Матрица охлаждается двухкаскадным холодильником Пельтье, обеспечивающим перепад температур около 50К, что обеспечивает время накопления (экспозицию) при нормальных условиях до 100 секунд. Детектор на основе этой матрицы имеет 12-ти битное АЦП. Управление детектором осуществляется с помощью специального программного обеспечения, позволяющего управлять режимом работы детектора и записывать полученные изображения в компьютер. Запись изображений проводится в формате FITS [2]. Для обработки данных используется программное обеспечение, написанное на языке высокого уровня IDL. Для блокировки оптического излучения на входе детектора установлен многослойный фильтр из лавсановой пленки, запыленной с двух сторон алюминием. Чувствительность детектора составляет 5-10 уровней АЦП на рентгеновский фотон для линии $Cu_{K\alpha}=0.154$ нм. Детекторы этого типа успешно применяются для регистрации изображений Солнца в линии $MgXII$ (0.842 нм) в эксперименте СПИРИТ на борту российского спутника КОРОНАС-Ф [3].

Большой размер матрицы ($\sim 1*1$ см) в сочетании с высокой точностью измерений (~ 10 мкм) позволяет не только легко юстировать образец, но и получать дополнительную информацию о распределении интенсивности рентгеновского излучения не только в фокальной плоскости, но и в промежуточных плоскостях. Это значительно облегчает интерпретацию типов несовершенств, которые приводят к искажению изображений.

В качестве примера приведем исследование фокусирующих свойств квадраэллиптического отражателя (КО) - четырехугольной симметричной скрещенной системы типа Киркпатрика – Байеза. КО состоит из четырех одинаковых многослойных зеркал в форме эллиптического цилиндра с взаимно перпендикулярными образующими. Зеркала расположены симметрично относительно большой оси эллипса. Излучение последовательно отражается от соседних зеркал фокусирующих лучи в двух взаимно перпендикулярных областях. Исследование фокусирующих свойств этой системы проводилось в работе [4]. В качестве источника использовалась рентгеновская трубка БСВ-1 с заводской магнитной системой. Диаметр фокусного пятна составлял 100 мкм.

В настоящей работе мы провели исследование фокусирующих свойств КО для двух диаметров пятен $h=20$ и 90 мкм. Расчетное расстояние от центра КО до источника и до плоскости изображения составляет соответственно $X_{fc}=120$ и $X_{ci}=380$ мм. Увеличение системы $M=X_{ci}/X_{fc}=3,17$. Для пятна $h=90$ мкм диаметр изображения должен составлять $H_c=285$ мкм. В эксперименте мы получили почти круглое пятно с близкими к расчету размерами $280*240$ мкм (рис. 2 (4)). Подобный результат был получен и в работе [3]. Для пятна $h=20$ мкм диаметр изображения должен составлять $H_c=63$ мкм. Однако измеренные размеры оказались существенно больше - $H_m=210*230$ мкм. Размер пятна складывается из трех факторов $H_m=H_c+H_s+H_f$, где H_s и H_f – уширение, связанное с ошибками формы отдельных зеркал и ошибками сборки системы. Учитывая, что при изготовлении отдельных зеркал точность формы поверхности не превышала $\Delta\varphi=1*10^{-4}$ рад ($\Delta\varphi$ - отклонение локального угла от расчетного значения), уширение $H_s=X_{ci}*2\Delta\varphi=76$ мкм, а $H_c+H_s=140$ мкм. Ошибки сборки, т.о. приводят к размытию $H_f \approx 80 \text{ мкм} \approx H_s$, что соответствует примерно той же угловой точности $\Delta\varphi=1*10^{-4}$ рад. Ошибки сборки привели к тому, что горизонтальная пара зеркал фокусирует пучок в плоскости на 2 мм ближе к источнику рис. 2(1), а вертикальная – в плоскости на 2 мм дальше ПИ рис. 2(1).

Весьма информативна картина, снятая в промежуточной плоскости (рис. 3), далеко отстоящей от ПИ. На ней видно распределение интенсивности, формируемое каждым из четырех углов. Видно, что углы 1-3 формируют достаточно однородно засвеченные квадратные области, пересеченные, в соответствии с теорией, темной диагональной полосой. На картине 4 темная полоса отсутствует, что свидетельствует о заметном отклонении формы от расчетной вблизи этого угла.

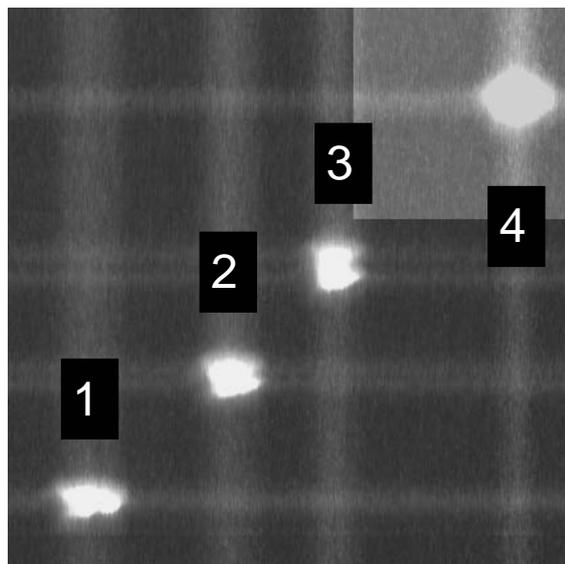


Рис. 2. Изображение источника вблизи расчетной плоскости изображения (ПИ). 1-3 – источник размером $h=20$ мкм, 4 - $h=90$ мкм. 2 и 4 снято в ПИ, 1 и 3 – в плоскостях, смещенных относительно ПИ на 2 мм к источнику и от источника соответственно. Размеры: 1- $350*200$, 2 – $210*230$, 3- $230*290$, 4 - $280*240$ мкм².

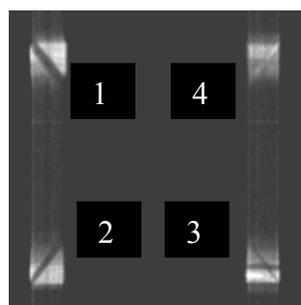


Рис.3. Картина, наблюдаемая в плоскости, на 50 мм относительно ПИ смещенной к источнику.

Отметим, что измерения КО на стенде занимают несколько часов. Аналогичные измерения проведенные в работе [3] заняли время порядка недели.

Представленный стенд позволяет динамично получать качественную и количественную информацию о фокусирующих свойствах рентгеновских зеркал. Развитие возможностей стенда предполагается, в первую очередь, в направлении дальнейшего уменьшения размеров источника.

Работа поддержана РФФИ, проект 04-02-17045.

[1] Ахсахалян, А.А., Ахсахалян, А.Д., Володин, Б.А. и др., Матер. Совец. ``Рентгеновская оптика - 2004'', Нижний Новгород, 76 (2004).

[2] Wells, D.C., Greisen, E.W., Harten, R.H., Astronomy and Astrophysics, Supp. Ser., **44**, 363 (1981).

[3] Zhitnik, I.A., Bougaenko, O.I., Delaboudiniere, J.-P., et al, ESA SP-506, **2**, 915 (2002).

[4] Ахсахалян, А.А., Ахсахалян, А.Д., Володин, Б.А. и др., Известия АН. Сер. физическая. 2004. **68**, 4, 567 (2004).

Исследование структурного совершенства кристаллов лантангалиевого силиката $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ в Курчатовском центре синхротронного излучения

Д.В. Рощупкин¹, Д.В. Иржак¹, Е.Д. Рощупкина¹, О.А. Бузанов²,
С.А. Щетинкин³, В.В. Квардаков³, К.М. Подурец³

¹Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия

²ФОМОС-Текнолоджи Со., ул. Буженинова 16, Москва, Россия

³РНЦ "Курчатовский институт", пл. Курчатова 1, Москва, Россия

e-mail: rochtch@ipmt-hpm.ac.ru

Методом рентгеновской топографии в Курчатовском центре синхротронного излучения в схеме однокристалльного дифрактометра было исследовано структурное совершенство кристаллов лантангалиевого силиката $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ (лангасит, LGS). Выявлено распределение структурных дефектов вдоль оси роста кристаллов $\{001\}$.

1. Введение

Кристаллы группы лантангалиевого силиката (класс симметрии 32) обладают пьезоэлектрическим эффектом и используются в акустоэлектронных устройствах на объемных и поверхностных акустических волнах для передачи и обработки цифровых и аналоговых сигналов в режиме реального времени (мобильные телефоны, пейджеры, TV, GPS и т.д.). Перспективы применения кристаллов группы лантангалиевого силиката связаны с их уникальными акустическими свойствами: относительно маленькие скорости распространения акустических волн, что позволяет создавать уникальные миниатюрные акустоэлектронные устройства; относительно высокие значения коэффициента электромеханической связи (промежуточное положение между кристаллами LiNbO_3 и кварца); ряд срезов кристаллов обладает нулевым коэффициентом частоты, как и кристаллы кварца. Кристаллы группы лантангалиевого силиката выращивают из расплава методом Чохральского [1-5]. В процессе роста в кристаллах может сформироваться целый ряд ростовых дефектов (полосы роста, двойники, аморфные включения, центры окраса, мозаичность), связанных с условиями роста (температурный баланс процесса роста кристаллов, состав исходной шихты, состав атмосферы в ростовой камере, скорости вытягивания и вращения кристаллов) [6]. Наличие дефектов в кристаллах отрицательно влияет на процесс распространения акустических волн, приводя к искажению волновых фронтов [6-7].

Целью настоящей работы является исследование методом однокристалльной

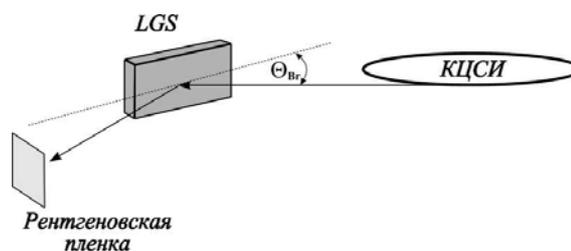


Рис. 1. Схема эксперимента.

рентгеновской топографии структурного совершенства кристаллов LGS, выращенных в компании "ФОМОС-Текнолоджи".

2. Экспериментальные результаты

Исследование структурного совершенства кристаллов LGS было проведено в Курчатовском центре синхротронного излучения РНЦ "Курчатовский институт" в схеме однокристалльного рентгеновского дифрактометра. Экспериментальная схема представлена на рис. 1. Совершенство структуры кристаллов было исследовано вдоль оси роста $\{001\}$. Для исследования кристаллов LGS было использовано рентгеновское излучение с энергией $E = 17$ кэВ ($\lambda = 0.73$ Å) и отражение (220) при значении угла Брэгга $\Theta_{Br} = 10.29^\circ$. На рис. 2 приведена зависимость глубины

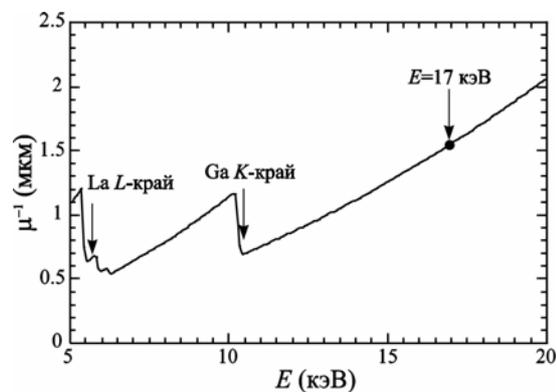


Рис. 2. Зависимость глубины проникновения рентгеновского излучения в X-срез кристалла LGS от энергии излучения для отражения (220).

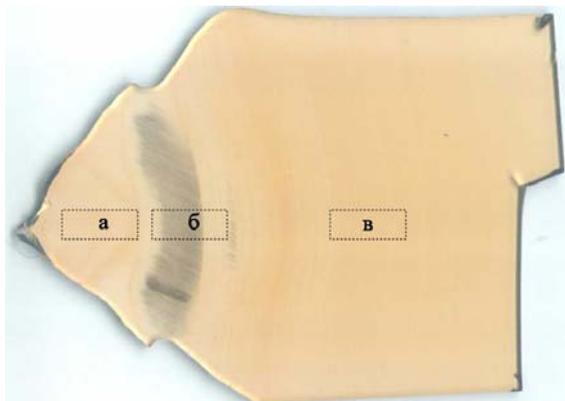


Рис. 3. Оптическая фотография 4-х дюймового кристалла LGS.

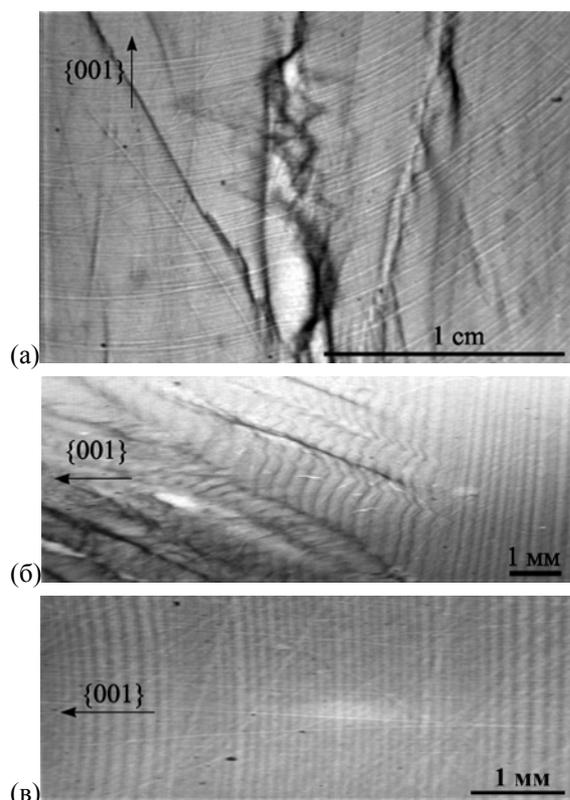


Рис. 4. Рентгеновские топограммы, полученные на различных участках кристалла LGS. Отражение (220).

проникновения рентгеновского излучения в кристалл LGS для используемого отражения (220) в зависимости от энергии излучения. При энергии рентгеновского излучения $E = 17$ кэВ глубина проникновения рентгеновского излучения в кристалл составляет $\mu^{-1} \approx 1.5$ мкм. На рис. 3 представлена оптическая фотография сечения 4-х дюймового кристалла LGS, на которой отмечены исследуемые области кристалла. На рис. 4 приведены рентгеновские топограммы, полученные от отмеченных на рис. 3 участков кристалла. На топограмме рис. 4(а) приведено изображение конической части кристалла, сформированной вблизи затравки. На

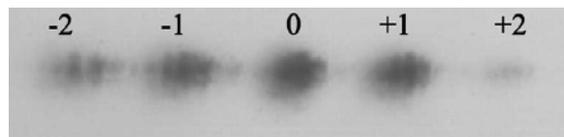


Рис. 5. Дифракция оптического излучения с длиной волны $\lambda = 635$ нм на полосах роста в кристалле LGS.

топограмме можно наблюдать полосы роста, перпендикулярные оси роста кристалла $\{001\}$, область искажений вблизи затравки и зоны кристаллизации. На топограмме 4(б) продемонстрирована область вблизи выхода конической части кристалла на заданный диаметр. В данной области наблюдается сильное искажение полос роста, связанное с наличием градиента температуры из-за того, что скорость разрастания кристалла по диаметру существенно превышает скорость вытягивания кристалла из расплава. На топограмме рис. 4(в) приведено изображение центральной части кристалла, где наблюдается строго периодическая структура полос роста. Высокий контраст изображения полос роста на топограммах связан с уменьшением концентрации атомов La и Ga на границах полос роста [6]. Данные структуры могут быть использованы в качестве оптических дифракционных решеток. На рис. 5 представлена картина дифракции оптического излучения с длиной волны $\lambda = 635$ нм на полосах роста.

3. Заключение

Методом рентгеновской топографии исследовано структурное совершенство 4-х дюймового кристалла лангасита, выращенного методом Чохральского вдоль оси роста $\{001\}$. Выявлено наличие зон кристаллизации на конусе кристалла, искажение полос роста в области выхода кристалла на заданный диаметр и регулярная структура полос роста в центральной части кристалла.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 04-02-16456, № 03-02-16953).

- [1] Bohm, J., Heimann, R.B., Hengst, M., Roewer, R., and Straube, U., *J. Cryst. Growth*, **204**, 128 (1999).
- [2] Uda, S., Buzanov, O., *J. Cryst. Growth*, **211**, 318 (2000).
- [3] Sato, H., Kumatoriya, M., and Fujii, T., *J. Cryst. Growth*, **244**, 177 (2002).
- [4] Uda, S., Bungo, A., and Jian, C., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38**, 5516 (1999).
- [5] Jung, I.H., Auh, K.H., *Materials Letters*, **41**, 241 (1999).
- [6] Roshchupkin, D.V., Irzhak, D.V., Roshchupkina, E.D., and Buzanov, O.A., *Crystallography Reports*, **49**, S80 (2004).
- [7] Рошчупкин, Д.В., Рошчупкина, Е.Д., Бузанов, О.А., Сергеев, А.П., *Известия академии наук: Серия физическая*, **69**, 247 (2005).

Применение методов высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и топографии для анализа регулярных доменных структур в сегнетоэлектрическом кристалле LiTaO_3

Д.В. Рощупкин¹, Д.В. Иржак¹, Е.Д. Рощупкина¹⁻², В.В. Антипов²

¹ Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Россия.

² Московский Государственный институт стали и сплавов, Ленинский пр. 4, Москва, Россия.
e-mail: rochtch@ipmt-hpm.ac.ru

Методы высокоразрешающей рентгеновской топографии и дифрактометрии использованы для исследования регулярной доменной структуры (РДС) в Z -срезе сегнетоэлектрического кристалла LiTaO_3 , сформированной методом послеростовой термоэлектрической обработки. Продемонстрировано, что топографический контраст и амплитуда дифрагированной рентгеновской интенсивности от РДС определяются значениями структурных факторов, которые зависят от направления вектора спонтанной поляризации \vec{P}_s .

1. Введение

Повышенный интерес к РДС в сегнетоэлектрических кристаллах LiNbO_3 и LiTaO_3 связан с возможностью их применения для удвоения оптической частоты лазерного излучения [1] и возбуждения поверхностных акустических волн [2]. Для формирования РДС в кристаллах LiNbO_3 и LiTaO_3 можно использовать различные методы. Прежде всего, это формирование РДС в процессе роста кристаллов, когда удается сформировать доменные структуры с периодом до нескольких микрон [3]. Другим методом формирования РДС является метод прямой электронно-лучевой литографии, который позволяет формировать домены с шириной 0.1 мкм, что позволяет осуществлять нелинейно-оптическое взаимодействие и удвоение частоты оптического излучения [1]. Третьим методом формирования РДС является метод послеростовой термоэлектрической обработки вблизи температуры Кюри, основанный на протягивании кристалла через температурную зону, в которой создан градиент температуры, при воздействии на кристалл знакопеременного электрического поля [4].

В качестве неразрушающего метода контроля РДС в кристаллах LiNbO_3 и LiTaO_3 может быть использован метод сканирующей электронной микроскопии в режиме регистрации вторичных электронов [5]. Однако наибольший интерес для исследования РДС представляет применение рентгеновских дифракционных методов, так как коротковолновое рентгеновское излучение чувствительно к искажениям кристаллической решетки вблизи доменных стенок. Использование метода рентгеновской

топографии при изучении доменных структур в кристаллах LiNbO_3 позволило наблюдать различие контраста в соседних доменах [6].

Целью данной работы является исследование РДС, сформированной в кристалле LiTaO_3 в процессе послеростовой термоэлектрической обработки вблизи температуры Кюри $T_c=660^\circ\text{C}$, методами высокоразрешающей рентгеновской топографии и дифрактометрии, что позволяет однозначно установить зависимость рентгеновского топографического контраста доменов от направления векторов спонтанной поляризации \vec{P}_s .

2. Экспериментальные результаты

Исследование РДС в кристалле LiTaO_3 было проведено на источнике рентгеновского излучения Rigaku RU-200 с вращающийся Cu анод (излучение $\text{CuK}_{\alpha 1}$, $\lambda=1.54 \text{ \AA}$) в схеме двухкристального дифрактометра, схематично представленного на рис. 1. Рентгеновское излучение после двойного кристалла монохроматора $\text{Si}(111)$ под углом Брэгга падает на РДС.

В качестве исследуемого объекта был использован Z -срез кристалла LiTaO_3 , в котором была сформирована РДС с шириной доменов ~ 1 мкм. В данном срезе полярная ось Z имеет направление $\{001\}$ и перпендикулярна поверхности кристалла. Вектора спонтанной поляризации \vec{P}_s в соседних доменах антипараллельны между собой и параллельны доменной границе. В данной конфигурации доменов зарядовое состояние доменных границ не отличается. Для дифракционных исследований было использовано отражения (0012) при значении угла Брэгга $\Theta_{Br(0012)}=42.168^\circ$. На рис. 2 представлены рентгеновская топограмма (а) и трехмерная карта

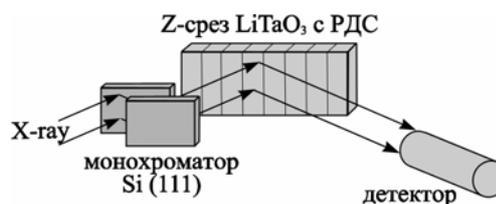


Рис. 1. Схема эксперимента.

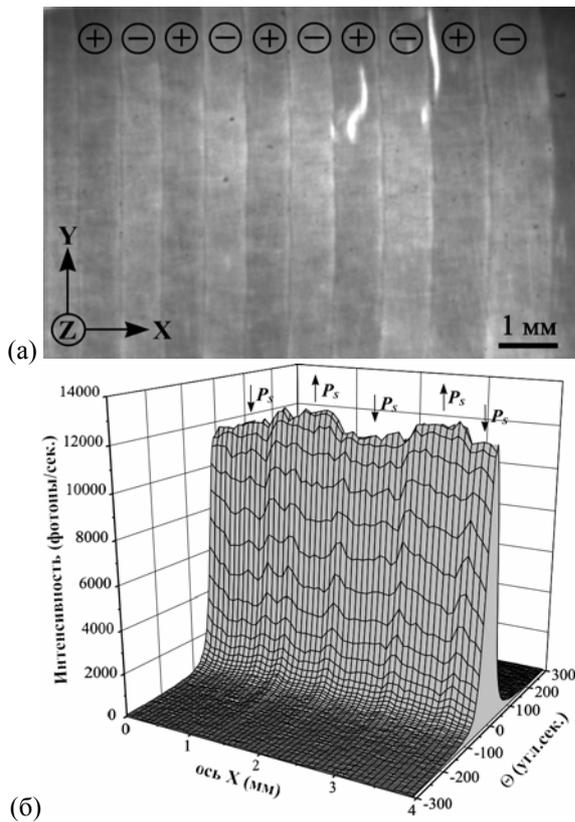


Рис. 2. Z-срез кристалла LiTaO_3 с РДС: (а) - рентгеновская топограмма, (б) - трехмерное распределение дифрагированной интенсивности.

распределения дифрагированной интенсивности (б). Из топограммы видно, что соседние домены обладают разным контрастом. Различие контраста в соседних доменах связано с противоположным направлением векторов спонтанной поляризации и противоположным направлением полярной оси Z . Это приводит к тому, что соседние домены обладают отражениями, противоположными по знаку. Так в случае топограммы рисунка 2(а) соседние домены имеют отражения (0012) и $(00-12)$, соответственно. Отражения от соседних доменов имеют одинаковое значение угла Брэгга и одинаковую полуширину кривых качания, но различные значения структурных факторов, что приводит к различию значений интенсивностей, дифрагированных соседними доменами. Отражения (0012) и $(00-12)$ имеют значения структурных факторов $F_{(0012)} = 248.58 - i85.26$ и $F_{(00-12)} = 247.39 + i77.923$. Исходя из значений структурных факторов можно определить соотношение интенсивностей, дифрагированных соседними доменами с противоположными направлениями векторов спонтанной поляризации, $I_{(0012)}/I_{(00-12)} = 1.060$. Используя данное значение можно определить, что на топограмме рисунка 2(а) домены с темным контрастом соответствуют положительному направлению, а домены со светлым контрастом соответствуют отрицательному направлению

векторов спонтанной поляризации. Таким образом, на основе анализа топографического контраста доменной структуры можно однозначно определить направление векторов спонтанной поляризации в доменах. На рисунке 2(б) представлена трехмерная карта распределения рентгеновской интенсивности, дифрагированной от РДС. В данном случае домены с большим значением дифрагированной интенсивности соответствуют положительному направлению, в то время как домены с меньшей интенсивностью соответствуют отрицательному направлению векторов спонтанной поляризации \vec{P}_s . Также из данных карт распределения дифрагированной рентгеновской интенсивности можно наблюдать, что на границе соседних доменов наблюдается небольшое уширение кривых качания. Это связано с тем, что на доменной границе происходит изменение на 180° направления вектора спонтанной поляризации \vec{P}_s вдоль полярной оси Z . Изменение направления вектора спонтанной поляризации на границе соседних доменов приводит к тому, что вдоль осей Z и X возникают градиенты электрического поля, которые за счет пьезоэлектрического эффекта приводят к упругим искажениям кристаллической решетки вблизи доменной границы.

3. Заключение

Проведенные исследования Z-среза кристалла LiTaO_3 с RDS продемонстрировали возможности применения методов рентгеновской топографии и дифрактометрии для исследования доменных структур в сегнетоэлектрических кристаллах. Данные методы позволяют не только непосредственно визуализировать доменные структуры, но и однозначно определять направление векторов спонтанной поляризации в сегнетоэлектрических доменах.

Продemonстрировано, что различие топографического контраста и распределение дифрагированного рентгеновского излучения от РДС определяются значениями структурных факторов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект No. 04-02-16456).

- [1] Ito, H., Takyu, C., and Inaba, H., *Electr. Lett.*, **27**, 1221 (1991).
- [2] Roshchupkin, D. V., Fournier, Th., Brunel, M., Plotitsyna, O.A., and Sorokin, N. G., *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 2330 (1992).
- [3] Ishigame, Y., Suhara, T., and Nishihara, H., *Opt. Lett.*, **16**, 375 (1991).
- [4] Sorokin, N. G., Antipov, V. V., and Blistanov, A. A., *Ferroelectrics*, **167**, 267 (1995).
- [5] Roshchupkin, D. V. and Brunel, M., *Scanning Microscopy*, **7**, 543 (1993).
- [6] Hu, Z. W., Thomas, P. A., and Webjörn, J. J., *Phys. D: Appl. Phys.*, **28**, A189 (1995).

Применение плоского волновода-резонатора в качестве высокоэнергетического фильтра рентгеновского излучения.

В.К. Егоров, Е.В. Егоров, М.С. Мартиросян

ИПТМ РАН, Черноголовка, 142432 Россия

e-mail: egorov@ipmt-hpm.ac.ru

Предположение использовать плоский рентгеновский волновод-резонатор (ПРВР) в качестве ослабителя вклада белой составляющей потока радиации, генерируемого рентгеновской трубкой, кажется достаточно очевидным. Дело в том, что длина когерентности белого излучения не является стационарным параметром и представляется широким спектром значений, которые зависят от энергии тормозящегося пучка электронов, геометрии рассеяния и материала анода [1]. Поскольку при выбранной ширине щели ослабление интенсивности потока определяется длиной когерентности излучения, можно ожидать уменьшения относительной доли белой составляющей в общей интенсивности пучка на выходе ПРВР при сужении щелевого зазора. Например, в работе [2] наличие такого уменьшения было показано прямыми экспериментальными измерениями для излучения трубки с молибденовым анодом.

В тоже время казалось крайне заманчивым построение волновода-резонатора, способного работать в качестве так называемого β -фильтра за счет введения в поверхностный слой рефлекторов ПРВР атомов, характеризующихся наличием края поглощения, расположенным между энергиями линий $E_{K\alpha}$ и $E_{K\beta}$ характеристического излучения трубки. Для проведения пилотных работ этого направления были использованы рефлекторы с диэлектрическим поверхностным слоем, содержащим атомы Fe. Рефлекторы были изготовлены из материала дисковых информационных носителей первого поколения. Они представляли собой дюралиевые пластины размером $100 \times 33 \text{ мм}^2$, на которых был нанесен $3 \times$ микронный слой эпоксидной матрицы, содержавшей мелкодисперсный порошок магнетита (Fe_3O_4). На рисунке 1 приведена дифрактограмма образца использованных в работе рефлекторов, на которой представлены линии магнетитовой фазы, содержащейся в пленке, и линии, характеризующие подложку. Толщина пленки и распределение атомов Fe в ней были определены методом резерфордского обратного рассеяния ионов водорода [3]. Обработка полученных спектров показала, что атомы железа распределены в слое эпоксидной матрицы равномерно по толщине с атомным содержанием около 15%. Поверхностная шероховатость использованных рефлекторов не превышала 10 нм.

Экспериментальные исследования потока рентгеновского излучения (РИ) на выходе

различных систем его формирования выполнялись на дифрактометре HZG-4 (БГ-0) с помощью измерительной схемы, построенной на основе блочной электроники системы NIM (Ortec) [4]. Источником радиации служила трубка БСВ-27 (Co). Изучение спектрального состава потока на выходе волновода-резонатора осуществлялось с помощью кристалла монохроматора SiO_2 [101] путем преобразования шкалы абсцисс угловой диаграммы θ - 2θ в координаты длин волн и энергий.

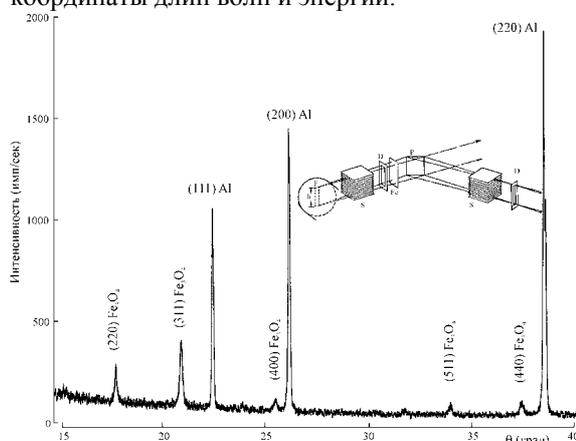


Рисунок 1. Дифрактограмма пленочной структуры (Fe_3O_4 +эпок.)/Al с толщиной покрытия $t=3 \text{ мкм}$, полученная в фокусирующей геометрии θ - 2θ . Режим трубки БСВ-27 (Co) 30 кэВ, 25 мА. $R=215 \text{ мм}$, $D_1=1 \text{ мм}$, $D_2=0.25 \text{ мм}$. β -фильтр Fe фольга $t=20 \text{ мкм}$.

Обычно в качестве β -фильтра для кобальтового характеристического излучения используется железная фольга толщиной около 20 мкм. Такой фильтр обеспечивает снижение интенсивности линий CoK_β на дифрактограммах приблизительно в 500 раз, одновременно ослабляя интенсивность $\text{CoK}_{\alpha 1\alpha 2}$ приблизительно в два раза [5]. Именно с использованием такого фильтра была получена дифрактограмма, представленная на рисунке 1. На ней отсутствуют признаки отражений, соответствующие характеристическому β -излучению. Первоначально предполагалось, что будут достигнуты аналогичные результаты с полным или хотя бы частичным подавлением характеристической β -компоненты в потоке РИ на выходе ПРВР, изготовленного на базе рефлекторов, содержащих в своих поверхностных слоях значительное количество атомов Fe. Однако, проведенные измерения показали, что это не так.

На рисунке 2а показана дифрактограмма кристалла-монокроматора SiO_2 [101],

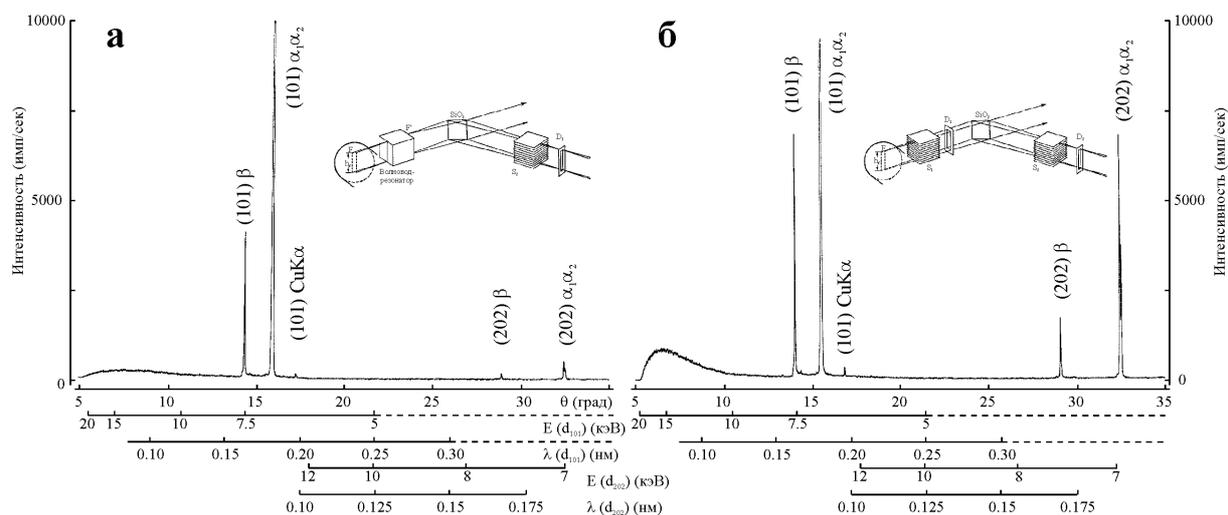


Рисунок 2. Дифрактограммы θ - 2θ кристалла-монокроматора SiO_2 (101), полученные при формировании дифрагирующего пучка волноводом-резонатором (а) и обрезавшей щелью (б). Дифрактограммы получены при одинаковых режимах источника БСВ-27 (Co) $U=20$ кэВ, $I=5$ мА, $R_d=215$ мм. Приемная и формирующие щели $D_1=D_2=0.1$ мм.

представляющая собой энергетическую диаграмму для потока РИ, сформированного волноводом-резонатором, образованным рефлекторами, содержащими в поверхностных слоях значительное количество атомов Fe, с шириной щелевого зазора $s=100$ нм. Для сравнения на рисунке 2б приведена аналогичная дифрактограмма, которая была получена в условиях формирования первичного пучка одиночной обрезавшей щелью. Геометрия измерений представлена на врезках. При сравнении показанных дифрактограмм-диаграмм важно обратить внимание на идентичность шкал интенсивности рассеяния. Несмотря на то, что ширина пучка, сформированного ПРВР на три порядка ниже, интегральная интенсивность рефлекса (101), расположенного в области малых углов, оказались всего на 60% ниже интенсивности этой линии, достигаемой при съемке в стандартной геометрии. Относительная интенсивность белого излучения снизилась приблизительно вдвое. Однако, самым удивительным оказалось отсутствие снижения относительной интенсивности β -излучения. Заметное снижение интенсивности рефлекса (202) при волноводно-резонансном формировании пучка связано с существенно меньшей площадью засветки изучаемой мишени.

Отсутствие ослабления интенсивности β -линий при дифракции пучка, сформированного ПРВР, кажется парадоксальным. Если провести грубую оценку взаимодействия транспортируемого ПРВР пучка с железосодержащими поверхностными слоями рефлекторов в рамках геометрической оптики, то окажется, что он в условиях нашего волновода-резонатора преодолевает в рефлекторах расстояние, эквивалентное 0.5 мм железной фольги. Понятно, что поскольку ПРВР транспортирует компоненту CoK_α почти без ослабления, подходы геометрической оптики здесь не справедливы. Однако известно, что

коэффициент поглощения железом изучения CoK_β и CoK_α отличается в 6 раз [6]. Следовательно, шестикратное относительное ослабление интенсивности β -линий при использовании ПРВР с железосодержащими рефлекторами было вполне ожидаемым. Поскольку проведенные эксперименты не зафиксировали качественных изменений в относительной интенсивности линий α и β излучений, приходится предположить, что в случае возникновения интерференционного поля стоячей рентгеновской волны коэффициент поглощения излучения материалом поверхности рефлекторов не является решающим фактором в ослаблении излучения волноводом-резонатором. Таким образом, остается констатировать, что казавшийся очевидным путь создания волноводно-резонансных β -фильтров путем введения атомов определенного сорта в поверхностный слой рефлекторов, по-видимому, несостоятелен. Остается надеяться на создание таких фильтров на базе многослойных рефлекторов со специальным подбором слоев толщин и составов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, проект № 03-02-17267.

- [1] Зоммерфельд А. Строение атома и спектры. Москва: Т2 ГИТТЛ. 1956.
- [2] Tsuji K., Delalieux F. X-ray Spectrometry. v33. 2004. pp. 281-284.
- [3] Комаров Ф.Ф., Кумахов М.А., Ташлыков И.С. Неразрушающий анализ поверхностей твердых тел ионными пучками. Минск: Университетское. 1987.
- [4] Egorov V.K., Egorov E.V. X-ray Spectrometry. v33. 2004. pp. 360-371.
- [5] Cullity V.D. Elements of X-ray Diffraction. London: Addison-Wesley. 1978.
- [6] Блохин М.А., Швейцер И.Г. Рентгеноспектральный справочник. М.: Наука. 1982.