

ПРОГРАММА И СОДЕРЖАНИЕ

10 марта		
11.30 – 11.40	Открытие.	<i>стр.</i>
1 заседание	<u>Председатель С.В.Гапонов</u>	
11.40 – 12.10	В.Я.Принц <i>ИФП СО РАН, Новосибирск, Россия</i>	
	Трехмерные наноструктуры и наносистемы: технология, электронные и оптические свойства.	
12.10 – 12.40	Е.Б. Клюенков, Н.Н. Салашенко, <u>Н.И. Чхало</u> <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i>	1
	Работы по созданию и аттестации рентгенооптических элементов и систем сверхвысокого разрешения в ИФМ РАН.	
12.40 – 13.10	<u>А.К.Звездин</u> , К.А.Звездин, А.В.Хвальковский <i>Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия</i>	
	О металлической спинтронике 2-го поколения. Перенос спинового момента в наноструктурах.	
13.10 – 13.40	<u>А.А.Саранин</u> , А.В.Зотов <i>Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток</i>	5
	Массивы магических кластеров на поверхности твердого тела.	
13.40 – 15.00	Обед	
2 заседание	<u>Оптоэлектронные свойства наноструктур - 1. Председатель З.Ф.Красильник</u>	
15.00 – 15.30	<u>L. Kulik</u> ¹ , V. Antonov ² , H. Hashiba ² , P. Kleinschmidt ³ , S. Giblin ³ , S. Komiyama ⁴ ¹ <i>Institute of Solid State Physics, RAS, Chernogolovka, Russia</i> ² <i>Royal Holloway University of London, Egham, Surrey, United Kingdom</i> ³ <i>National Physical Laboratory, Hampton Road, Teddington, Middlesex, United Kingdom</i> ⁴ <i>University of Tokyo, Tokyo, Japan</i>	6
	A terahertz single-photon detector based on an isolated quantum dot.	
15.30 – 16.00	В.А.Гайслер <i>ИПФ СО РАН, Новосибирск, Россия</i>	8
	Однофотонные источники света на основе полупроводниковых наноструктур.	
16.00 – 16.20	<u>В.В.Бельков</u> ¹ , С.Д.Ганичев ² , Л.Е.Голуб ¹ , Е.Л.Ивченко ¹ ¹ <i>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия</i> ² <i>Физический факультет, университет Регенсбурга, Германия</i>	12
	Фотогальванические эффекты в GaN/AlGaIn двумерных структурах.	
16.20 – 16.40	<u>В.Г.Попов</u> , L.Eaves ¹ , О.Макаровский ¹ <i>Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка, М.О., Россия</i> ¹ <i>School of Physics and Astronomy of Nottingham University, Nottingham, UK.</i>	13
	Магнитотуннельная спектроскопия поляронов в квантовой яме, сформированной в двухбарьерной гетероструктуре типа Al_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As.	
16.30 – 17.00	<u>Д.Р.Хохлов</u> ¹ , Л.И.Рябова ¹ , А.В.Никорич ² , С.Д.Ганичев ³ , С.Н.Данилов ³ , В.В.Бельков ^{3,4} ¹ <i>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия</i> ² <i>Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, Молдова</i> ³ <i>Физический факультет, университет Регенсбурга, Германия</i> ⁴ <i>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия</i>	17
	Кинетика фотопроводимости в Pb_{1-x}Sn_xTe(In) при воздействии мощного терагерцового лазерного излучения.	
17.00 – 17.30	<i>Coffee – break</i>	
17.30	1 стендовая сессия:	

11 марта

3 заседание	Оптоэлектронные свойства наноструктур - 2. Председатель Н.Н. Сибельдин	
9.00 – 9.30	<u>А.В.Двуреченский</u> , А.И.Якимов <i>Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия</i>	19
9.30 – 9.50	Физические явления и технологии в основе полупроводниковых наноструктур с квантовыми точками для ИК диапазона. Ю.Н.Дроздов ¹ , З.Ф.Красильник ¹ , О.А.Кузнецов ² , Д.Н.Лобанов ¹ , <u>А.В.Новиков</u> ¹ , М.В.Шалеев ¹ , А.Н.Яблонский ¹ , N.D.Zakharov ³ , P.Werner ³ ¹ <i>Институт физики микроструктур РАН,</i> ² <i>Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород, Россия</i> ³ <i>Max Plank Institute fuer Mikrostrukturphysik, Halle/Saale, Germany</i>	23
9.50 – 10.10	Оптические переходы II-типа в GeSi гетероструктурах с Ge(Si) самоформирующимися nanoостровками, встроенными в напряженный Si слой. <u>Г.Э.Пырлин</u> ¹⁻⁴ , Ю.Б.Самсоненко ¹⁻³ , И.П.Сошников ²⁻³ , В.А.Егоров ¹⁻³ , В.Улин ² , В.М.Устинов ²⁻³ , М.Тchernycheva ⁴ , С.Sartel ⁴ , J.Patriarche ⁴ , J.C.Harmand ⁴ ¹ <i>Институт Аналитического Приборостроения РАН, С.Петербург, Россия</i> ² <i>С.-Петербургский Физико-Технологический Научно-Образовательный Центр РАН, С.Петербург, Россия</i> ³ <i>Физико-Технический Институт им.А.Ф.Иоффе РАН, С.Петербург, Россия</i> ⁴ <i>LPN CNRS, Marcoussis, France</i>	27
10.10 – 10.30	AзВ₅ нитевидные кристаллы нанометрового диапазона на поверхности кремния. А.В.Антонов ¹ , Ю.Н.Дроздов ¹ , З.Ф.Красильник ¹ , К.Е.Кудрявцев ¹ , <u>Д.Н.Лобанов</u> ¹ , А.В.Новиков ¹ , М.В.Шалеев ¹ , Д.В.Шенгуров ¹ , В.Б.Шмагин ¹ , А.Н.Яблонский ¹ , N.D.Zakharov ² , P.Werner ² ¹ <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> ² <i>Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Halle/Saale, Germany</i>	31
10.30 – 10.50	Электролюминесценция и фотопроводимость структур с GeSi/Si(001) самоформирующимися nanoостровками в области длин волн 1.3 – 1.55 мкм. <u>Е.А.Steinman</u> ¹ , A.N.Tereshchenko ¹ , N.V.Abrosimov ² ¹ <i>Institute of Solid State Physics RAS, Chernogolovka, Moscow distr., Russia</i> ² <i>Institute for Crystal Growth, Berlin, Germany</i>	35
10.50 – 11.10	. The dependence of temperature behaviour of dislocation related pl bands on donor doping level. <u>Т.М.Бурбаев</u> , В.В.Зайцев, В.А.Курбатов, Д.Н.Лобанов ¹ , А.В.Новиков ¹ , М.М.Заев, Н.Н.Сибельдин, В.А.Цветков <i>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия</i> ¹ <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i>	39
11.10 – 11.30	<i>Coffee – break</i>	
4 заседание	Сверхпроводящие наноструктуры - 1 Председатель А.С.Мельников	
11.30 – 12.00	<u>В.В. Рязанов</u> , В.А. Обознов, В.В. Больгинов, А.Н. Россоленко <i>Институт физики твердого тела РАН, Черногловка, М.О., Россия.</i>	42
12.00 – 12.20	Особенности токо-фазового соотношения в области 0-π перехода в джозефсоновских SFS контактах. А.В.Самохвалов <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i>	46
12.20 – 12.40	φ-контакт на основе планарного джозефсоновского перехода с контролируемой фазовой неоднородностью. <u>Л.Успенская</u> ¹ , С.Егоров ¹ , Т.Нургалиев ² ¹ <i>Институт Физики Твердого Тела РАН, Черногловка, Россия.</i> ² <i>Institute of Electronics BAS, София, Болгария</i>	49
	Кинетика переманичивания F/S гетероструктур.	

12.40 – 13.00	<u>А.Ю.Аладышкин^{1,2}</u> , А.С.Мельников ¹ , Д.А.Рыжов ¹ , А.В.Самохвалов ¹ , Д.А.Савинов ¹ , А.А.Фраерман ¹ , В.Гилляйнс ² , А.В.Силанек ² , В.В.Моцалков ² ¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия ² INPAC – Institute for Nanoscale Physics and Chemistry, Nanoscale Superconductivity and Magnetism and Pulsed Fields Group, K.U.Leuven, Leuven, Belgium	53
13.00 – 13.20	Локализованная сверхпроводимость в гибридных структурах «сверхпроводник-ферромагнетик». <u>Ю.В.Кислинский¹</u> , Г.А.Овсянников ^{1,2} , Ф.В.Комиссинский ^{1,2} , К.И.Константинян ¹ , А.В.Шадрин, И.В.Борисенко, А.В.Зайцев. ¹ Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия. ² Чалмерский технологический университет, Гетеборг, Швеция.	57
13.20 – 15.00	Аномальный эффект близости в сверхпроводниковых оксидных гетероструктурах с магнитоактивной прослойкой. <i>Обед</i>	
5 заседание	<u>Рентгеновская оптика - 1. Председатель А.В.Митрофанов</u>	
15.00 – 15.30	К.Н.Кошелев Институт спектроскопии РАН, Троицк, М.О., Россия	
15.30 – 16.00	Проблемы источников излучения для EUV-литографии. Л.А.Шмаенок Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия; PhysTeX, The Netherlands	
16.00 – 16.30	Прогресс в EUV-литографии. А.Снигирев ESRF, Grenoble, France	60
16.30 – 16.50	Современное состояние рентгеновской оптики нанометрового разрешения. <u>Д.В.Рошупкин¹</u> , Д.В.Иржак ¹ , Б.С.Редькин ² , В.В.Антипов ³ ¹ Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, М.О., Россия ² Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия ³ Московский институт стали и сплавов, Москва, Россия	61
16.50 – 17.10	Исследование сегнетоэлектрических доменных структур в кристаллах LiNbO₃ и LiTaO₃. Ю.Н.Гнедин Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория РАН, Санкт-Петербург	65
17.10 – 17.30	Исследование физических свойств наночастиц в естественных астрономических условиях. <i>Coffee – break</i>	
17.30	2 стендовая сессия:	
12 марта		
6 заседание	<u>Зондовая микроскопия и общие свойства наноструктур - 1. Председатель А.Н.Титков.</u>	
9.00 – 9.30	В.А.Быков Группа компаний НТ-МДТ, Москва, Зеленоград, Россия	68
9.30 – 10.00	Метрологическое, аналитическое оборудование и нанотехнологические комплексы – новые разработки группы НТ-МДТ. <u>Р.З.Бахтизин¹</u> , А.И. Орешкин ² , Ю.Т. Садовский ³ , Я. Фуджикава ³ , Т. Сакурай ³ ¹ Башкирский государственный университет, ул. Фрунзе 32, Уфа, Россия ² Московский государственный университет, Воробьевы Горы, Москва, Россия, ³ Институт проблем материаловедения университета Тохоку, Сендай, Япония	69
	Низкоразмерные наноструктуры и пленки фуллеренов на поверхности полупроводников.	

10.00 – 10.20	С.А.Зиганшина, Л.И.Шамсетдинова, Д.А.Бизяев, А.П.Чукланов, П.А.Бородин, <u>А.А.Бухараев</u> <i>Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН, Казань</i> Атомно- и магнитно-силовая микроскопия наночастиц металлов с электрокаталитическими свойствами.	73
10.20 – 10.40	<u>М.В.Гришин</u> , Ф.И.Далидчик, С.А.Ковалевский, С.И.Кубарев, О.А.Пономарёв <i>Институт химической физики им.Н.Н.Семенова РАН, Москва,Россия</i> Временные осцилляции туннельной проводимости несовершенных наноконтактов.	77
10.40 – 11.00	V.V.Talanov <i>Solid State Measurements, Inc., Pittsburgh, USA</i> Scanning near-field microwave microscope for spatially localized metrology of advanced interconnect in nano-electronics.	
11.00 – 11.30	<i>Coffee – break</i>	
7 заседание	<u>Оптоэлектронные свойства наноструктур -3</u> Председатель Л.Е.Воробьев	
11.30 – 12.00	<u>С.В.Иванов</u> ¹ , В.Н. Жмерик ¹ , И.В. Седова ¹ , С.В. Сорокин ¹ , Т.В. Шубина ¹ , П.С.Копьев ¹ , М.М. Зверев ² , Г.П. Яблонский ³ , А. Waag ⁴ ¹ <i>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия</i> ² <i>МИРЭА, Москва, Россия</i> ³ <i>Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь</i> ⁴ <i>Institute of Semiconductor Techn., TU Braunschweig, Braunschweig, Germany</i> Широкозонные гетероструктуры для оптоэлектроники видимого и УФ диапазонов.	79
12.00 – 12.20	V.V.Temnov ¹ , Y.Fedutik ¹ , M.Allione ¹ , O.Schöps ¹ , M.V.Artemyev ^{1,2} , U.Woggon ¹ <i>1. Experimentelle Physik IIb, Universität Dortmund, Dortmund, Germany, 2. Institute of Physico-Chemical Problems of Belorussian State University, Minsk, Belorussia</i> Towards Quantum Optics with Surface Plasmons.	
12.20 – 12.40	<u>N.V.Baidus</u> ^{1,2} , M.I.Vasilevskiy ¹ , B.N.Zvonkov ² , M.V.Dorokhin ² , P.B.Demina ² , J.M.Calleja ³ , L.L.Viña ³ ¹ <i>Centro de Fisica, Universidade do Minho, Braga, Portugal</i> ² <i>Physical - Technical Research Institute, N. I. Lobachevskiy State University, Nizhniy Novgorod, Russia</i> ³ <i>Departamento de Fisica de Materiales, Universidad Autonoma, Madrid, Spain</i> Electroluminescence and injection of spin-polarised holes in InAs/GaAs quantum dot heterostructures.	83
12.40 – 13.00	<u>А.А.Жаров</u> ¹ , Н.А.Жарова ² ¹ <i>Институт физики микроструктур РАН,</i> ² <i>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Волноводное распространение электромагнитных пучков в одномерных фотонных кристаллах, содержащих левосторонний метаматериал.	87
13.00 – 13.20	С.Г.Тиходеев <i>Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия</i> Эффективный оптический отклик наноструктурированных металло- диэлектрических метаматериалов.	91
13.20 – 13.40	<u>О.А.Акипетров</u> , Т.В.Мурзина, А.И.Майдыковский, И.А.Колмычек, Ф.Ю.Сычев <i>МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия</i> Фотонные кристаллы с перестраиваемой запрещенной фотонной зоной на основе наноструктурированного кремния.	94
13.40 – 15.00	Обед	

8 заседание	<u>Магнитные наноструктуры - 1. Председатель А.А. Фраерман</u>	
15.00 – 15.30	<u>А.И.Морозов</u> , Д.О.Рынков <i>Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Москва, Россия</i> Природа обменного сдвига в системе ферромагнетик-антиферромагнетик.	96
15.30 – 16.00	А.Л.Богданов ¹ , А.Н.Лагарьков ² , <u>А.К.Сарычев</u> ² ¹ <i>Canadian Photonics Fabrication Centre, Ottawa, Canada</i> ² <i>Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва</i> Оптический магнетизм и нанолазер работающий на поверхностных плазмонах.	
16.00 – 16.20	S.Kazan ^a , A.G.Onan ^a , Ju.I.Gatiyatova ^b , V.F.Valeev ^b , R.I.Khaibullin ^b , <u>F.A.Mikhailov</u> ^{a,c} ^a <i>Department of Physics, Gebze Institute of Technology, Gebze, Turkey</i> ^b <i>Kazan Physical-Technical Institute, Kazan, Russia</i> ^c <i>Institute of Physics, Azerbaijan Academy of Sciences, Baku, Azerbaijan</i> Ferromagnetic behaviour in Fe implanted SrTiO₃.	
16.20 – 16.40	<u>Р.Г.Гатиятов</u> ¹ , С.А.Зиганшина ¹ , А.А.Бухараев ^{1,2} ¹ <i>Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского КазНЦ РАН,</i> ² <i>Казанский государственный университет, Казань</i> Гигантское магнитосопротивление в ферромагнитных наноконтактах с квантованной проводимостью.	100
16.40 – 17.00	С.В.Демишев <i>Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия</i> Наномангнитные свойства квантового критического режима.	104
17.00 – 17.20	<i>Coffee – break</i>	
9 заседание	<u>Магнитные наноструктуры - 2. Председатель Е.С. Демидов</u>	
17.20 – 17.40	Н.Н. Косырев ¹ , <u>С.Г. Овчинников</u> ^{1,2} , А.Е.Худяков ¹ , Г.В.Бондаренко ¹ ¹ <i>Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия</i> ² <i>Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия</i> Исследование in situ ферромагнетизма при комнатной температуре в магнитных нанослоях.	108
17.40 – 18.00	Н.В.Воробьева ¹ , <u>А.Н.Лачинов</u> ¹ , Jan Genoe ² , А.А.Лачинов ^{1,2} ¹ <i>Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра РАН, Уфа, Россия,</i> ² <i>IMEC vzw, Leuven, Belgium</i> Особенности инжекционного гигантского магнитосопротивления в системе Ni-полимер-Cu.	110
18.00 – 18.20	А.К.Муртазаев ¹ , К.Ш.Хизриев ¹ , <u>В.М.Уздин</u> ² ¹ <i>Институт физики Дагестанского НЦ РАН, Махачкала</i> ² <i>МЦ ДПО СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия</i> Исследование фазовых переходов в моделях наноразмерных магнитных сверхрешеток.	114
18.20 – 18.40	О.В.Вихрова ¹ , Ю.А.Данилов ¹ , П.Б.Дёмина ¹ , <u>М.В.Дорохин</u> ¹ , С.В.Зайцев ² , Б.Н.Звонков ¹ , В.Д.Кулаковский ² , М.М.Прокофьева ¹ , Д.В.Хомицкий ³ , А.Е.Шолина ¹ ¹ <i>НИФТИ ННГУ, Нижний Новгород, Россия</i> ² <i>Институт физики твёрдого тела РАН, Черноголовка, Россия</i> ³ <i>Физический факультет ННГУ, Нижний Новгород, Россия</i> Излучательные свойства квантовых ям GaAs/InGaAs с GaAs барьером, δ-легированным атомами Mn.	118

Банкет

13 марта		
10 заседание	<u>Сверхпроводящие наноструктуры - 2. Председатель В.В.Рязанов</u>	
9.00 – 9.20	<u>С.Л.Гинзбург, А.В.Накин, Н.Е.Савицкая</u> <i>Петербургский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова РАН, Гатчина, Россия</i>	121
9.20 – 9.40	Структура критического состояния в дискретном сверхпроводнике с различными значениями СКВИД-параметра. Я.В.Фоминов <i>Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН, Черногловка, М.О., Россия</i>	125
9.40 – 10.00	Проводимость контакта между нормальным металлом и сверхпроводником Березинского. А.А.Шаненко <i>Condensed Matter Group, Departement Fysica, Universiteit Antwerpen, Belgium</i>	
10.00 – 10.20	Quantum-size tuning of the critical magnetic field in superconducting nanowires. <u>Н.М.Щелкачёв, И.С.Бурмистров</u> <i>Институт Теоретической Физики им. Л.Д.Ландау РАН, Московский Физико-Технический Институт, Москва, Россия</i>	
10.20 – 10.40	Квантовые осцилляции проводимости границы сверхпроводник – двумерный электронный газ в магнитном поле. М.А.Силаев <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i>	126
10.40 – 11.00	Кодактанс баллистического контакта нормальный металл/сверхпроводник в магнитном поле: резонансное Андреевское туннелирование через вихри Абрикосова. <u>А.Ю.Миронов¹, Т.И.Батурина¹, П.Ю.Гатилов¹, Д.А.Насимов¹, М.Р.Бакланов², А.В.Латышев¹</u> ¹ <i>Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия</i> ² <i>IMEC, Leuven, Belgium</i>	128
11.00 – 11.30	Когерентные явления в наноперфорированных сверхпроводящих плёнках нитрида титана. <i>Coffee - break</i>	
11 заседание	<u>Оптоэлектронные свойства наноструктур – 4. Председатель В.Я.Алешкин</u>	
11.30 – 12.00	Ю.Е.Лозовик <i>Институт спектроскопии РАН, Москва, Россия</i>	
12.00 – 12.30	Графен: электронные свойства, перспективы применения в нанотехнологии. В.А.Волков <i>Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия</i>	132
12.30 – 12.50	Краевые состояния в графене. А.И.Белов, В.А.Беляков, <u>В.А.Бурдов</u> , А.Н.Михайлов, Д.И.Тетельбаум <i>Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия</i>	133
12.50 – 13.10	Г-Х смешивание и “выпрямление” зонной структуры в легированных кремниевых квантовых точках. <u>В.Б.Шмагин¹, Д.Ю.Ремизов¹, В.П.Кузнецов^{1,2}, С.В.Оболенский^{1,3}, В.А.Козлов¹, З.Ф.Красильник¹</u> ¹ <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> ² <i>Научно-исследовательский физико-технический институт, Н. Новгород, Россия</i> ³ <i>Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского, Н. Новгород, Россия</i>	135
	Диодные туннельно-пролетные структуры на основе Si:Er, излучающие в диапазоне $\lambda \sim 1.5$ мкм при комнатной температуре.	

13.10 – 13.30	З.Ф.Красильник ¹ , Е.В.Волкова ² , А.В.Новиков ¹ , <u>С.В.Оболенский²</u> , В.В.Платонов ³ ¹ <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> ² <i>Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия</i> ³ <i>Саровский физико-технический институт, Саров, Россия</i> Моделирование процессов дефектообразования в SiGe гетероструктурах при нейтронном воздействии	139
13.30 – 15.00	Обед	
12 заседание	<u>Зондовая микроскопия и общие свойства наноструктур - 2. Председатель А.А.Саранин.</u>	
15.00 – 15.30	А.В.Латышев <i>Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия</i> Атомные ступени, монослойные покрытия и нанокластеры на поверхности кремния.	142
15.30 – 15.50	<u>А.Н.Титков¹</u> , А.В.Анкудинов ¹ , К.С.Ладутенко ¹ , В.П.Евтихий ¹ , N.Deguffroy ² , A.N.Baranov ² , E.Tournié ² , B.Satpati ³ , A.Trampert ³ ¹ <i>ФТИ им.А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия</i> ² <i>IES, Université Montpellier 2-CNRS, Montpellier, France</i> ³ <i>PDI für Festkörperelectronik, Berlin, Germany</i> ЭСМ/АСМ исследования лазерных диодов на область спектра 2.6 мкм–3.5 мкм со сверхрешеткой InSb/InAs/GaSb в активной области: дизайн и основные свойства.	146
15.50 – 16.10	В.Я.Шур <i>Уральский госуниверситет им. А.М.Горького, Екатеринбург, Россия</i> Доменные нанотехнологии в сегнетоэлектриках. Основы нанодоменной инженерии.	148
16.10 – 16.30	<u>С.Г.Конников</u> , М.В.Заморянская, <i>Физико-Технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.Петербург, Россия</i> Исследование многослойных структур и наноматериалов методом локальной катодолюминесценции.	152
16.30 – 16.50	<u>В.Л.Миронов</u> , О.Л.Ермолаева, Б.А.Грибков <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Запись информации на массивах магнитных наночастиц зондом магнитно-силового микроскопа.	156
16.50 – 17.10	А.Е.Афанасьев, П.Н.Мелентьев, <u>В.И.Балькин</u> <i>Институт спектроскопии Российской академии наук, Троицк, Московская обл., Россия</i> Метод создания наноструктур на поверхности на основе квантовой адсорбции атомов, индуцированной лазерным излучением.	
17.10 – 17.30	<i>Coffee - break</i>	
17.30	3 стендовая сессия:	
14 марта		
13 заседание	<u>Рентгеновская оптика – 2. Председатель Э.В.Суворов</u>	
9.00 – 9.30	<u>Ю.В.Пономарев</u> , С.А.Иванов, Ю.А.Румянцев, А.А.Громченко <i>Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия</i> Поляризационная оптика азополимерных структур.	158
9.30 – 9.50	В.А.Бушуев <i>Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия</i> Изменение функции пространственной когерентности при брэгговском отражении рентгеновского пучка.	161
9.50 – 10.10	<u>А.В.Митрофанов¹</u> , П.Ю.Апель ² ¹ <i>Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия</i> ² <i>ОИЯИ, Лаборатория ядерных реакций, Дубна, Россия</i> Рентгеновские фильтры на основе трековых мембран. Мифы и реальность.	165

10.10 – 10.30	<u>В.Г.Семенов</u> , А.В.Калямин, В.В.Панчук, В.С.Володин <i>Химический факультет СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия</i> Мессбауэровские исследования состояния атомов железа в ультратонких пленках, получаемых методом ионного наплавления.	166
10.30 – 10.50	<u>Ю.В.Никитенко</u> ¹ , В.Л.Аксёнов ² ¹ <i>ОИЯИ, Дубна, М.О., Россия</i> ² <i>РНИЦ " Курчатowski институт ", Москва, Россия</i> Нейтронная рефлектометрия слоистых структур с использованием стоячих волн поляризованных нейтронов.	
10.50 – 11.30	<i>Coffee – break</i>	
14 заседание	<u>Оптоэлектронные свойства наноструктур - 5. Председатель</u> <u>А.В.Двуреченский</u>	
11.30 – 11.50	D.Timmerman ¹ , I.Izeddin ¹ , P.Stallinga ^{1,2} , <u>И.Н.Ясевич</u> ³ , T.Gregorkiewicz ¹ ¹ <i>Van der Waals—Zeeman Institute, University of Amsterdam, Amsterdam, The Netherlands</i> ² <i>Center for Electronics, Opto-electronics and Telecommunications, University of The Algarve, Faro, Portugal</i> ³ <i>ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия</i> Деление кванта возбуждения в структуре с нанокристаллами кремния.	168
11.50 – 12.10	<u>Л.Е.Воробьев</u> ¹ , В.Л.Зерова ¹ , Д.А.Фирсов ¹ , В.А.Шалыгин ¹ , М.Я.Винниченко ¹ , В.Ю.Паневин ¹ , Т.Папхави ¹ , К.С.Борщев ² , З.Н.Соколова ² , И.С.Тарасов ² , G.Belenky ³ ¹ <i>С.-Петербургский государственный политехнический университет,</i> ² <i>Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия</i> ³ <i>State University of New York at Stony Brook, USA</i> Электролюминесценция горячих носителей заряда в режиме спонтанного и стимулированного излучения из лазерных наноструктур и поглощение ИК излучения горячими электронами в квантовых ямах.	173
12.10 – 12.30	<u>В.А.Козлов</u> , В.А.Вербус <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Квантовые биения и терагерцовая отрицательная проводимость на пролетных частотах в нанометровых полупроводниковых гетероструктурах.	176
12.30 – 12.50	В.Я.Алешкин, А.А.Антонов, Д.И.Бурдейный, В.И.Гавриленко, Б.Н.Звонков, <u>Д.В.Козлов</u> <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Спектры примесной фотопроводимости напряженных гетероструктур InGaAs/GaAsP.	180
12.50 – 13.10	<u>В.Н.Шасти</u> ¹ , Р.Х.Жукавин, В.В.Цыпленков, S.G.Pavlov ¹ , Н.-W.Hübers ¹ , P.J.Phillips ² <i>Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia</i> ¹ <i>Institute of Planetary Research, German Aerospace Center (DLR), Berlin, Germany</i> ² <i>FOM-Institute for Plasma Physics, Nieuwegein, The Netherlands</i>	182
13.10 – 13.30	<u>О.В.Полищук</u> ¹ , W.Клар ² , В.В.Попов ¹ ¹ <i>Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия</i> ² <i>GES, CNRS-Universite Montpellier, Montpellier, France</i> Времена жизни локализованных состояний мелких доноров в кремнии. Плазмон-плазмонное рассеяние и гигантское уширение линии подзатворного плазмонного резонанса в нанометровом гетеротранзисторе с двумерным электронным каналом.	186
13.30 – 15.00	Обед	

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

№ стенда	10 марта, понедельник – 1 стендовая сессия	стр
РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА		
Пн 1	В.В.Аристов, Л.Г.Шабельников, Э.Г.Галиуллин, Т.А.Сагдуллин <i>Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черногловка, М.О., Россия</i> Рентгеновские преломляющие линзы из фотополимеров	190
Пн 2	А.Д.Ахсахалян, Д.Г.Волгунов, Е.Б.Клюенков, М.И.Кузнецов, Н.Н.Салашенко, А.И.Харитонов <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Формирование поверхности заданной формы для рентгеновских зеркал методом плазмохимического травления.	192
Пн 3	А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина, В.А. Муравьев, Н.Н. Салашенко <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Зондирование формы поверхности и локального периода многослойных рентгеновских зеркал цилиндрической формы	194
Пн 4	М.М.Барышева, А.М.Сатанин <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> Искажение волновых фронтов при отражении от многослойных периодических структур	196
Пн 5	Б.Г.Гольденберг, С.А.Кузнецов, У.В.Анчарова, В.С.Елисеев, В.И.Кондратьев, Е.В.Петрова, В.Ф.Пиндюрин <i>Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия</i> Разработка медных сеточных структур для частотной и пространственной селекции ТГц-излучения новосибирского лазера на свободных электронах.	198
Пн 6	Л.И.Горай ^{1,2} , Н.И.Чхало ³ , Г.Э.Цырлин ^{1,4} ¹ <i>Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург, Россия</i> ² <i>International Intellectual Group, New York, U.S.A.</i> ³ <i>Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия</i> ⁴ <i>Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН, Санкт-Петербург, Россия</i> Определение углов наклона граней квантовых точек по положению пиков диффузного рентгеновского рассеяния	200
Пн 7	А.Снигирев ¹ , И.Снигирева ¹ , В.Юнкин ² , М.Григорьев ² , С.Кузнецов ² , P. Van Vaerenbergh ¹ , M.A.Nicola ¹ , G.Vaughan ¹ , L.Claustre ¹ , H-P. Van Der Kleij ¹ , J-Y.Massonnat ¹ ¹ <i>Европейский центр синхротронного излучения (ESRF), Гренобль, Франция</i> ² <i>Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черногловка, М.О., Россия</i> Кремниевые планарные преломляющие линзы и система для двумерной нанофокусировки жесткого рентгеновского излучения	202
Пн 8	И.А.Дорофеев, Н.Н.Салашенко <i>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</i> Амплитудно-фазовые характеристики монохроматического векторного поля дифрагированного на отверстии в плёнке из реального материала	204
Пн 9	В.В.Антипов ¹ , Д.В.Иржак ² , Л.С.Коханчик ² , Б.С.Редькин ³ , Д.В.Рощупкин ² ¹ <i>Московский институт стали и сплавов, Москва, Россия</i> ² <i>Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черногловка, М.О., Россия</i> ³ <i>Институт физики твердого тела РАН, Черногловка М.О., Россия</i> Исследование доменных границ типа “хвост-к-хвосту, голова к голове”, сформированных при различных условиях в кристаллах ниобата лития	206

Пн 10	Ю.Э.Бороздин ¹ , Е.Д.Казаков ¹ , В.И.Лучин ² , Н.Н.Салашенко ² , И.Ю.Толстихина ¹ , В.В.Чернов ² , Н.И.Чхало ² , А.П.Шевелько ¹ , О.Ф.Якушев ¹ ¹ Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия ² Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия Применение новых фокусирующих многослойных структур для рентгеновской и ВУФ спектроскопии лазерной плазмы.	208
Пн 11	О.А.Кривко, Н.В.Классен, С.З.Шмурак, В.В.Кедров, И.М.Шмытько, Е.А.Кудренко, Г.К.Струкова, Н.П.Кобелев Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия Применение нанотехнологий для повышения эффективности рентгеновской диагностики и терапии	
Пн 12	К.Э. Купер ¹ , Б.Г.Гольденберг ¹ , В.Ф. Пиндюрин ¹ , Э.Р. Прууэл ² , К.А. Тен ² ¹ Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск ² Институт гидродинамики им. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск Микрофотография слабоконтрастных образцов с использованием синхротронного излучения из накопителя ВЭПП-3.	
Пн 13	С.Ю.Зуев, Е.Б.Клюенков, <u>А.Я.Лопатин</u> , В.И.Лучин, Н.Н.Салашенко, Н.Н.Цыбин, Н.И.Чхало Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия Многослойные свободновисящие фильтры с окнами прозрачности в диапазоне 2.2 – 20 нм	210
Пн 14	Е.В. Шулаков, А.В. Куюмчян Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, М.О., Россия Зонные пластинки с четными порядками дифракции	212
Пн 15	<u>А.В.Митрофанов</u> , Ф.А.Пудонин Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия Простой метод изготовления тонкопленочных рентгеновских фильтров	214
Пн 16	Ю.А.Бабанов ¹ , <u>О.М.Немцова</u> ² , Л.Н.Ромашев ¹ , В.В.Устинов ¹ ¹ Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия ² Физико-технический институт, Ижевск, Россия Математическая модель распределения элементов по глубине в задаче рентгенофотоэлектронной спектроскопии с угловой зависимостью	216
Пн 17	П.Н.Аруев ² , В.В.Забродский ² , Ю.М.Колокольников ¹ , Н.В.Коваленко ¹ , А.А.Легкодымов ¹ , <u>А.Д.Николенко</u> ¹ , В.В.Лях ¹ , В.Ф.Пиндюрин ¹ , В.Л.Суханов ² ¹ Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия ² Физико-технический институт, Санкт-Петербург, Россия Предварительная калибровка полупроводниковых детекторов в области ВУФ и мягкого рентгена на синхротронном излучении из накопителя ВЭПП-4	217
Пн 18	М.А.Андреева ¹ , <u>Е.Г.Одинцова</u> ¹ , А.Г.Смехова ² ¹ Физический факультет МГУ им. Ломоносова, Москва, Россия ² Европейский Центр Синхротронного Излучения, Гренобль, Франция Рентгеновская резонансная спектроскопия ультратонких пленок в условиях зеркального отражения	218
Пн 19	<u>А.Е. Пестов</u> , Н.Н. Салашенко, Н.И. Чхало Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия Флуоресценция многослойных мишеней в окрестности 13,5 нм при возбуждении быстрыми электронами	220
Пн 20	И.Г. Забродин, Б.А. Закалов, И.А. Каськов, Е.Б. Клюенков, <u>А.Е. Пестов</u> , Н.Н. Салашенко, Н.И. Чхало Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия Рефлектометр для изучения оптики в МР и ЭУФ диапазонах	222
Пн 21	С.Ю. Зуев, Е.Б. Клюенков, <u>А.Е. Пестов</u> , В.Н. Полковников, Д.Г. Раскин, Н.Н. Салашенко, Л.А. Суслов, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия Методы коррекции формы элементов зеркальной оптики с субнанометровой точностью	224
Пн 22	К.М.Подурец, <u>Д.К.Погорельый</u> , Н.С.Павлова РНЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия Фазоконтрастная радиография в режиме реального времени на Курчатовском источнике синхротронного излучения.	226

- Пн 23 С.Ю.Зуев, В.Н.Полковников, Н.Н.Салашенко 227
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
Элементы отражающей оптики на основе Mg и Al для задач рентгеновской астрофизики
- Пн 24 А.А.Громченко, А.С.Иванов, Ю.В.Пономарев, Ю.А.Румянцев 229
Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия
Оптическая "активность аэополимеров" (дихроизм и двулучепреломление, теория и эксперимент)
- Пн 25 В.И.Графутин¹, О.В.Илюхина¹, В.В.Калугин², Г.Г.Мякишева¹, Е.П.Прокопьев^{1,2}, С.П.Тимошенков² 231
¹*Федеральное Государственное Унитарное Предприятие «Государственный Научный центр Российской Федерации- Институт теоретической и Экспериментальной Физики им. А.И.Алиханова», ФГУП ГНЦ РФ – ИТЭФ, Москва Россия.* ²*Московский Государственный Институт Электронной техники, МИЭТ, Зеленоград Россия.*
Исследование пористых систем и наноматериалов методом позитронной аннигиляционной спектроскопии.
- Пн 26 В.И.Пунегов 233
Коми Научный Центр УрО РАН, Сыктывкар, Россия
Особенности диффузного рассеяния рентгеновских лучей от сверхрешетки с квантовыми точками
- Пн 27 В.И.Пунегов^{1,2}, Д.В.Сивков² 235
¹*Коми Научный Центр УрО РАН, Сыктывкар, Россия*
²*Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия*
Рентгеновское отражение от многослойной дифракционной решетки с вариацией периода и размера штриха
- Пн 28 А.Е.Пестов, Д.Г.Раскин, Н.Н.Салашенко, Л.А.Суслов, М.Н.Торопов, Н.И.Чхало 237
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
Аттестация и коррекция формы асферических поверхностей
- Пн 29 Д.В.Рошупкин¹, А.И.Ерко², Л.Ортега³, Д.В.Иржак¹ 239
¹*Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, М.О., Россия*
²*BESSY, Berlin, Germany*
³*Institut Néel, Grenoble, France*
Исследование процесса распространения поверхностных акустических волн в кристаллах LiNbO₃, LiTaO₃, La₃Ga₅SiO₁₄ и La₃Ga_{5,5}Ta_{0,5}O₁₄ на источнике синхротронного излучения BESSY
- Пн 30 А.А.Громченко, Ю.В.Пономарев, Ю.А.Румянцев 241
Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия
Оптически индуцированная "хиральность" аэополимеров
- Пн 31 М.М.Барышева, А.М.Сатанин 241
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
Латеральный сдвиг и расходимость рентгеновских пучков при отражении от искривленных зеркал
- Пн 32 С.В.Некипелов¹, В.Н.Сивков¹, Д.В.Сивков¹, Д.В.Вялых², С.Л.Молодцов² 243
¹*Сыктывкарский госуниверситет, Сыктывкар, Россия*
²*Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Dresden, Dresden, Germany*
Распределение сил осцилляторов в C 1s-спектрах высокоориентированного пиролитического графита (НОРГ) и полистирола.
- Пн 33 В.Н.Сивков¹, С.В.Некипелов¹, Д.В.Сивков¹, Д.В.Вялых², С.Л.Молодцов² 245
¹*Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия*
²*Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Dresden, Dresden, Germany*
Измерение сил осцилляторов в NEXAFS 2p и 1s-спектров фторидов 3d-металлов методом TEY.
- Пн 34 И.А.Смирнова¹, Е.В.Шулаков², Э.В.Суворов¹ 247
¹*Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, М.О., Россия*
²*Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка, М.О., Россия*
Дифракционный профиль упруго изогнутого кристалла в геометрии Брэгга

- Пн 35 Э.В.Суворов, А.И.Смирнова 249
Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, М.О., Россия.
Особенности дифракции рентгеновских лучей на деформационных полях единичных дислокаций в кремнии в методах высокоразрешающей секционной топографии.
- Пн 36 И.А. Дорофеев, Н.Н. Салашенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
Экспериментальное исследование поляризационных и амплитудно-фазовых характеристик света дифрагированного на отверстиях в пленке с реальными физическими характеристиками.
- Пн 37 М.Чукалина¹, Д.Николаев², А.Самогуи³ 251
¹*Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка, М.О., Россия*
²*Институт проблем передачи информации РАН, Москва, Россия*
³*Синхротрон Soleil, Париж, Франция*
Обобщенное преобразование Хафа как подход к решению обратных задач рентгеновской и рентгено-флюоресцентной микроскопии и томографии.
- Пн 38 В.Н.Трушин, А.С.Маркелов, А.В.Марков, Е.В.Зайцева, Е.В.Чупрунов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
Формирований рентгеновских изображений при дифракции рентгеновских лучей от поверхности кристаллов, имеющих колончатую структуру
- Пн 39 А.Ю. Климов, В.В. Рогов, Н.Н. Салашенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало 253
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
Источник эталонной сферической волны на основе одномодового оптического волокна с субволновой апертурой.
- Пн 40 С.В. Кузин¹, С.В. Шестов¹, А.А. Перцов¹, А.А. Рева¹, Lei Zheng², Yidong Zhao² 255
¹*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*
²*Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Chine*
Калибровки рентгеновского спектрогелиографа на длину волны 8,42 Å проекта ТЕСИС

ФЕРРОМАГНИТНЫЕ НАНОСИСТЕМЫ

- Пн 41 И.Д.Токман¹, А.В.Швецов² 257
¹*Институт физики микроструктур РАН,* ²*Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия*
Обратный эффект Фарадея в кристаллах молекулярных магнитов
- Пн 42 A.G.Onan^a, S.Kazan^a, Ju.I.Gatiyatova^b, V.F.Valeev^b, R.I.Khaibullin^b, F.A.Mikhailov^{a,c}
^a*Department of Physics, Gebze Institute of Technology, Gebze, Kocaeli, Turkey*
^b*Kazan Physical-Technical Institute, Kazan, Russia*
^c*Institute of Physics, Azerbaijan Academy of Sciences, Baku, Azerbaijan*
EPR and FMR spectra of Fe implanted SrTiO₃
- Пн 43 Е.М.Артемьев¹, И.А.Турпанов² 259
¹*Сибирский федеральный университет,*
²*Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, Красноярск*
Перпендикулярная магнитная анизотропия в пленках Co₅₀Pt₅₀ и Co₅₀Pt_{50-x}Pd_x
- Пн 44 А.Б.Грановский
Московский Государственный университет им. М.В.Ломоносова, Россия
Квазиферромагнетизм в TiO₂:Bi.
- Пн 45 Т.Гото¹, А.Барышев¹, А.Мерзликин², А.Дорофеенко², А.Виноградов²,
А.Лисянский³, М.Инуе¹, А.Б.Грановский⁴
¹*Toyohashi University of Technology, Japan*
²*Институт Теоретических и Прикладных Проблем Электродинамики РАН, Россия*
³*Department of Physics, Queens College of the City University of New York, USA*
⁴*Московский Государственный университет им. М.В.Ломоносова, Россия*
Таммовские состояния в магнитофотонных кристаллах

- Пн 46 С.А.Гусев¹, В.Н.Петров², Е.В.Скороходов¹ 261
¹ *Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия*
² *С.-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург,*
Возможности метода SEMPA микроскопии и проблемы его экспериментальной реализации
- Пн 47 Е.С.Демидов¹, В.В.Подольский², В.П.Лесников², М.В.Сапожников³, Б.А.Грибков³, 263
Д.М.Дружнов¹, С.Н.Гусев¹, С.А.Левчук¹
¹ *Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского,* ² *Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ,* ³ *Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия*
Наноразмерные ферромагнитные слои Si и Ge, легированные примесями марганца или железа при осаждении из лазерной плазмы
- Пн 48 Д.С.Ильющенков, С.В.Гастев, В.И.Козуб, В.М.Кожевин, Д.А.Явсин, 265
И.Н.Ясиевич, С.А.Гуревич
ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, С.Петербург, Россия
Магнитные свойства пленок из наночастиц никеля и кобальта
- Пн 49 Ю.Б.Кудасов 267
Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, Саров, Россия
Магнитная фазовая диаграмма соединений с фрустрированными решетками спиновых цепочек
- Пн 50 Д.А.Маслов¹, Ю.Б.Кудасов^{1,2} 269
¹ *Саровский государственный физико-технический институт,* ² *Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИЭФ, Саров, Россия*
Моделирование магнитной структуры сверхрешеток Fe/V с переменной толщиной слоев железа
- Пн 51 О.В.Вихрова¹, Ю.А.Данилов^{1,2}, Ю.Н.Дроздов², Б.Н.Звонков¹, А.В.Кудрин¹, 271
В.В.Подольский¹, М.В.Сапожников²
¹ *Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ,*
² *Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия*
Магнетосопротивление структур, содержащих сильнолегированные марганцем слои полупроводников A³B⁵ и MnAs
- Пн 52 Е.А.Ганьшина¹, Л.Л.Голик², В.И.Ковалев², З.Э.Кунькова², Б.Н.Звонков³, 273
А.Н.Виноградов¹
¹ *Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва*
² *Институт радиотехники и электроники РАН, Фрязинский филиал, Фрязино*
³ *Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия*
Оптическая и магнитооптическая спектроскопия тонких ферромагнитных слоёв InMnAs
- Пн 53 А.Майдыковский¹, Н.Дубровина², О.Акципетров³, М. Levy⁴ 275
¹ *Московский Государственный Университет, Москва, Россия*
² *Physics Department, Michigan Technological University, Houghton, MI, U.S.A.*
Планарные магнитофотонные кристаллы: оптические свойства
- Пн 54 Т.В.Мурзина¹, О.А.Акципетров¹, А.И.Стогний², Н.Н.Новитский², А.Сташкевич³ 275
¹ *Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия*
² *Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси, Минск, Беларусь*
³ *Institut Galilie, UniversitИ Paris, France*
Магнитные свойства планарных наноструктур кобальт-золото на поверхности кремния
- Пн 55 И.Р.Каретникова, И.М.Нефедов, И.А.Шерешевский 277
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
Пакет программ SIMMAG для моделирования задач микромагнетизма
- Пн 56 А.А.Фраерман, О.Г.Удалов 279
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Теория диодного и фотогальванического эффектов в среде с геликоидальной магнитной структурой

Пн 57	П.Ф.Бессараб ¹ , В.М.Уздин ¹ , А.А.Арнальдсон ² , Х.Джонсон ² ¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия ² Университет Исландии, Рейкьявик, Исландия Устойчивость метастабильных состояний магнитных кластеров при конечной температуре	281
Пн 58	В.М.Уздин, М.В.Молчанова, Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия Электронная структура неколлинеарного магнетика во внешнем магнитном поле	283
Пн 59	С.В.Уздин Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия Магнетизм поверхностей и интерфейсов 3d-металлов	285
Пн 60	Л.А.Фомин, И.В.Маликов, Г.М.Михайлов Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, М.О., Россия Магнитосиловая микроскопия и микромагнитные расчеты эпитаксиальных микроструктур из железа во внешнем магнитном поле	287
Пн 61	Л.А.Фомин, И.В.Маликов, Г.М.Михайлов Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, М.О., Россия Тонкая структура доменных границ в МСМ измерениях	289
Пн 62	А.А.Фраерман, О.Г.Удалов Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия Естественная оптическая активность и “топологический эффект Холла” в средах с некомпланарным распределением намагниченности	291
Пн 63	В.Л.Аксенов ^{1,2} , Ю.В.Никитенко ² , Ю.Н.Хайдуков ² . ¹ Российский научный центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия ² Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Россия Исследование магнетизма сверхпроводящих и магнитных наноструктур методом рефлектометрии поляризованных нейтронов.	293
Пн 64	М.Ю.Чиненков ^{1,2} , А.В.Хвальковский ³ , К.А.Звездин ³ , А.К.Звездин ³ , А.Ф.Попков ^{1,2} ¹ ФГУП «НИИ ФП им. Ф.В.Лукина», Москва, Россия ² Московский государственный институт электронной техники, Москва, Россия ³ Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия Индукцированная током динамика спинов в проводящей магнитной наноструктуре	293

11 марта, вторник – 2 стендовая сессия

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ

Вт 1	В.Я.Алешкин, А.А.Дубинов. Институт физики микроструктур Российской академии наук, Н.Новгород, Россия Генерация разностной частоты в диапазоне длин волн 28 -35 мкм в InGaAs/GaAs/InGaP лазере с квантовыми ямами на германиевой подложке.	295
Вт 2	А.А.Афоненко ¹ , В.М.Стецик ¹ , А.Н.Дрозд ¹ , В.Я.Алешкин ² , В.И.Гавриленко ² , А.А.Дубинов ² , Б.Н.Звонков ³ , А.А.Бирюков ³ , С.М.Некоркин ³ ¹ Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь ² Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия ³ НИФИ Нижегородского государственного университета, Н.Новгород, Россия Перенос носителей в гетеролазерах с туннельным переходом	297

Вт 3	<p>Б.Н.Звонков¹, <u>А.А.Бирюков</u>¹, С.М.Некоркин¹, Н.Н.Семенов¹, В.Я.Алешкин², В.И.Гавриленко², А.А.Дубинов², К.В.Маремьянин², С.В.Морозов², А.А.Белянин³, В.В.Кочаровский³, Вл.В.Кочаровский⁴</p> <p>¹Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород ²Институт физики микроструктур Российской академии наук, Н.Новгород, Россия. ³Физический факультет Техасского А&М университета, Колледж Стейшэн, США ⁴Институт прикладной физики Российской академии наук, Н.Новгород, Россия.</p> <p>Генерация разностной частоты в среднем ИК диапазоне в полупроводниковом двухчиповом лазере</p>	299
Вт 4	<p>В.Я.Алешкин, А.В.Антонов, В.И.Гавриленко, <u>Д.В.Гавриленко</u>, Б.Н.Звонков</p> <p>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</p> <p>Фононные резонансы Фано в спектре фотопроводимости материала InP, легированного мелкими донорами.</p>	301
Вт 5	<p><u>А.В.Германенко</u>¹, Г.М.Миньков^{1,2}, О.Э.Рут¹, А.А.Шерстобитов^{1,2}</p> <p>¹НИИ ФПМ Уральского государственного университета им. А.М.Горького, Екатеринбург, Россия ²Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия</p> <p>Слабая локализация и статистика замкнутых траекторий в двумерной системе с искусственной неоднородностью</p>	303
Вт 6	<p><u>Е.С.Демидов</u>, Н.Е.Демидова, В.В.Карзанов, К.А.Марков, В.В.Сдобняков, С.А.Филлипов</p> <p>Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Н. Новгород, Россия</p> <p>Дискретное туннелирование в электронных транспортных свойствах наногранилированного пористого кремния и подобных гетерофазных системах</p>	305
Вт 7	<p>В.Я.Демиховский</p> <p>Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия</p> <p>Спиновый эффект Холла в электронном газе со сложным законом дисперсии</p>	307
Вт 8	<p>А.А.Андронов, <u>Е.П.Додин</u>, Д.И.Зинченко, Ю.Н.Ноздрин.</p> <p>ИФМ РАН, Н.Новгород, Россия</p> <p>Моделирование вертикального транспорта электронов в сверхрешетках с узкими запрещенными минизонами.</p>	309
Вт 9	<p>И.А.Дорофеев</p> <p>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</p> <p>Дифракция случайного векторного поля с заданной статистикой на отверстии в плёнке из реального материала</p>	311
Вт 10	<p>В.Я.Алешкин¹, <u>А.А.Дубинов</u>¹, А.А.Бирюков², Б.Н.Звонков², С.М.Некоркин², В.В.Кочаровский^{3,4}, Вл.В.Кочаровский⁴.</p> <p>¹Институт физики микроструктур Российской академии наук, Н.Новгород, Россия. ²Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия ³Физический факультет Техасского А&М университета, Колледж Стейшэн, США ⁴Институт прикладной физики Российской академии наук, Н.Новгород, Россия.</p> <p>Эффективная генерация волноводной моды TE₁ в InGaAs/GaAs/InGaP лазере с квантовыми ямами</p>	311
Вт 11	<p>А.А.Андронов, Е.П.Додин, <u>Д.И.Зинченко</u>, Ю.Н.Ноздрин.</p> <p>ИФМ РАН, Н.Новгород, Россия</p> <p>Ванье - Штарковский лазер ТГц диапазона на основе полупроводниковых сверхрешеток с узкими запрещенными минизонами</p>	313
Вт 12	<p>В.В.Иванов</p> <p>Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия</p> <p>Замедление поверхностных плазмонов в структурах металл-диэлектрик за счет оптического усиления</p>	315

- Вт 13** В.И.Гавриленко, А.В.Иконников, С.С.Криштопенко, А.А.Ластовкин, Ю.Г.Садофьев 317
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Исследования магнитотранспорта и циклотронного резонанса в гетероструктурах InAs/AlSb с различными толщинами квантовых ям
- Вт 14** И.А.Карпович, С.В.Тихов, Л.А.Истомина 319
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Динамический эффект поля в гетероструктурах с квантовыми точками InAs/GaAs
- Вт 15** С.М.Кашин, А.М.Сатанин 321
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Какую информацию несет многотерминальный интерферометр Аронова-Бома о состояниях квантовой точки в условиях кулоновской блокады?
- Вт 16** А.В.Беляков, А.В.Клюев, А.В.Якимов 323
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
Исследование $1/F$ шума в наноразмерных светоизлучающих структурах.
- Вт 17** Г.Г.Денисов, Вл.В.Кочаровский, М.Л.Кулыгин 325
Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород, Россия
Нелинейно-динамические явления в кремниевом переключателе мощного СВЧ-излучения
- Вт 18** П.В.Волков, А.В.Горюнов, В.М.Данильцев, А.Ю.Лукьянов, Д.А.Пряхин, А.Д.Тертышник, О.И.Хрыкин, В.И.Шашкин 327
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
Оптический мониторинг процессов формирования гетероструктур на основе широкозонных нитридов.
- Вт 19** М.И.Маковийчук 329
Физико-технологический институт РАН (Ярославский филиал), Ярославль, Россия
Фликкер-шумовая спектроскопия – диагностический инструмент технологии полупроводниковых наноструктур.
- Вт 20** А.В.Антонов¹, В.И.Гавриленко¹, К.В.Маремьянин¹, С.В.Морозов¹, N.Dyakonova², W.Кнар² 331
¹*Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия*
²*Groupe d'Etude des Semiconducteurs, CNRS-Universite Montpellier 2, Montpellier, France*
Детектирование терагерцового излучения в субмикронных полевых транзисторах с двумерным электронным газом GaAs/AlGaAs
- Вт 21** Ю.А.Морозов, М.Ю.Морозов, В.В.Попов 333
**Институт радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия*
Анализ оптической накачки активной области двухчастотного лазера с вертикальным внешним резонатором
- Вт 22** М.Л.Орлов¹, W.Кнар 335
¹*Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия*
²*Университет "Монтпелье-2", Монтпелье, Франция*
Выходные характеристики $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ короткоканального полевого транзистора с двумерным электронным газом и особенности генерации им терагерцового излучения
- Вт 23** А.А.Перов, Л.В.Солнышкова 337
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
Магнитопоглощение электромагнитного излучения 2D электронным газом поверхностной сверхрешетки со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы
- Вт 24** В.В.Попов¹, Т.В.Теперик¹, F.J.García de Abajo² 339
¹*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия*
²*Donostia International Physics Center, San Sebastian, Spain*
Instituto de Optica, Madrid, Spain
Резонансная передача светового поля нанопористой металлической пленкой

- Вт 25** Ю.Ю.Романова, Ю.А.Романов 341
Институт физики микроструктур Российской академии наук, Н.Новгород, Россия
Особенности межминизонного туннелирования в СР с простой и сложной элементарной ячейкой
- Вт 26** Ю.Л.Рябоштан¹, А.А.Мармалюк¹, К.Д.Щербачев² 343
¹ООО "Сигм Плюс", ²МИСиС (ТУ), Москва, Россия
Короткопериодные сверхрешетки InGaAs/InAlAs: особенности формирования и свойства
- Вт 27** С.В.Сипрова¹, А.И.Машин¹, Дж.Кидикимо², Дж.Де Фильпо², А.В.Коробков¹, А.В.Нежданов¹ 345
¹Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
²Калабрийский университет, Козенца, Италия
Получение пленок PDLС на основе акриловых мономеров и исследование влияния электрического поля на ориентационную структуру капель жидкого кристалла в пленках PDLС.
- Вт 28** И.П.Сошников^{1,2}, Г.Э.Цырлин^{1,2,3}, Ю.Б.Самсоненко^{1,2,3}, В.М.Устинов^{1,2}, С.А.Гусев⁴ 347
¹Санкт-Петербургский Физико-Технологический Научно-образовательный Центр РАН» С.-Петербург, Россия
²Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия
³Институт Аналитического Приборостроения Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия
⁴Институт Физики Микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Рост упорядоченных GaAs ННК
- Вт 29** V.V.Temnov¹, M.Allione¹, Y.Fedutik¹, U.Woggon¹, M.V.Artemyev² 349
¹Experimentelle Physik IIb, Universität Dortmund, Dortmund, Germany
²Institute for Physico-Chemical Problems of Belarussian State University, Minsk, Belarus
Fourier analysis in surface plasmon interferometry
- Вт 30** А.А.Андронов^{*}, В.В.Курин^{*}, А.П.Савикин[†], А.А.Уткин^{*}, В.В.Шарков[†] 349
^{*}Институт физики микроструктур РАН, [†]Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
Плазменные волны в сверхрешетках металл-диэлектрик.
- Вт 31** В.И.Гавриленко¹, К.В.Маремьянин¹, Д.В.Ушаков² 351
¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
²Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь
Спектры терагерцового излучения в квантовых каскадных гетероструктурах GaAs/Al_{0,075}Ga_{0,925}As
- Вт 32** Д.В.Фатеев¹, Т.Ю.Багаева¹, Г.М.Цымбалов¹, G.R.Aizin², В.В.Попов¹ 353
¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия
²Department of Physical Sciences, Kingsborough College of the City University of New York, Brooklyn, NY
Гигантское электрострикционное усиление терагерцового фотоотклика в структуре полевого гетеротранзистора с решеточным затвором и неоднородным двумерным электронным каналом
- Вт 33** В.Я.Демиховский, Е.В.Фролова 355
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Динамика волнового пакета в квантовой структуре со спин-орбитальным взаимодействием, находящейся в перпендикулярном магнитном поле
- Вт 34** И.А.Карпович, О.Е.Халугин 357
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Фотомангнитный эффект в гетеронаноструктурах с квантовыми точками и ямами In(Ga)As/GaAs.

- Вт 35** S.S.Kharintsev^{1,2}, Günter G.Hoffmann^{1,3}, J.Loos¹
¹Kazan State University, Kazan, Russia.
²Eindhoven University of Technology, Eindhoven, The Netherlands.
³University of Duisburg-Essen, Essen, Germany.
Detecting Longitudinal Field Modes with Tip-Enhanced Raman Imaging of a Photosensitive Thin Film.
- Вт 36** Д.В.Хомицкий 359
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Влияние терагерцового излучения на спиновую плотность в сверхрешетке со спин-орбитальным взаимодействием.
- Вт 37** А.А.Хышов, М.А.Новиков 361
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Исследование магнитохирального эффекта в кристаллах
- Вт 38** М.В.Шалеев^{1,2}, А.В.Новиков^{1,2}, Д.Н.Лобанов^{1,2}, З.Ф.Красильник¹, J.Kolodzey², N.Sustersic² 362
¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
²University of Delaware, Newark, Delaware, USA
Влияние легирования элементами V группы на рост и свойства Ge(Si) самоформирующихся островков
- Вт 39** И.В.Шальнев, П.Н.Брунков, А.А.Гуткин, А.Ю.Егоров, А.Е.Жуков, С.Г.Конников 364
Физико-Технический институт им. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
Резонансные состояния и эмиссия электронов с глубоких уровней кластеров азота в слабых растворах GaN_xAs_{1-x}
- Вт 40** В.Н.Шасти́н¹, Р.Х.Жукавин¹, Н.А.Бекин¹, В.В.Цыпленков¹, S.G.Pavlov², Н.-W.Hübers² 364
¹Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia
²Institute of Planetary Research, German Aerospace Center (DLR), Berlin, Germany
Терагерцовое стимулированное излучение мелких доноров в SiGe/Si структурах.
- Вт 41** О.И.Хрыкин, Н.В. Востоков, Е.А. Вopilкин, В.М. Данильцев, Ю.Н. Дроздов, В.И. Шашкин 366
Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород, Россия
Оптимизация условий осаждения низкотемпературного буферного слоя для эпитаксии нитрида галлия
- Вт 42** Е.И.Шмелев, А.В.Якимов 368
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород Россия
Дефектные комплексы как причина 1/f шума в приборах на основе GaAs
- Вт 43** В.Б.Штенберг, А.М.Сатанин 370
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
Резонансы Фано в спектрах примесного фототока
- Вт 44** Ю.Н.Дроздов¹, Д.Н.Лобанов¹, А.И.Никифоров², А.В.Новиков¹, В.В.Ульянов², Д.В.Юрасов¹ 371
¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
²Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия
Влияние упругих напряжений в подслоях на критическую толщину перехода по Странскому-Крастанову в системе GeSi/Si(001)

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ НАНОСИСТЕМЫ, ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ
 ФЕРРОМАГНЕТИК/СВЕРХПРОВОДНИК

- Вт 45** Р.М.Айнбиндер, И.Л.Максимов 373
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
Критический ток магнитно-сверхпроводящей гетероструктуры: диодный

эффект

- Вт 46** С.Н.Вдовичев, Б.А.Грибков, С.А.Гусев, А.Ю.Климов, Ю.Н.Ноздрин, А.В.Самохвалов, В.В.Рогов, А.А.Фраерман 374
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Свойства джозефсоновского контакта в неоднородном магнитном поле ферромагнитной наночастицы
- Вт 47** Д.Ю.Водолазов¹, Ф.М.Peeters¹ 376
¹*Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия*
²*University of Antwerp, Antwerp, Belgium*
Перестройка вихревой решетки Абрикосова, вызванная нестабильностью вязкого течения вихрей.
- Вт 48** В.Л.Гуртовой, С.В.Дубонос, А.В.Никулов, В.А.Тулин 378
Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, М.О., Россия
Исследование эффектов выпрямления и Литтла-Паркса в структурах из множественных асимметричных сверхпроводящих колец
- Вт 49** Т.Ю.Карминская^{*}, М.Ю.Куприянов^{**} 380
^{*}*Московский государственный университет, Москва, Россия*
^{**}*Научно-исследовательский институт ядерной физики, Московский государственный университет, Москва, Россия*
Управление переходом из 0 в π -состояние в S-(FNF)-S джозефсоновских структурах.
- Вт 50** В.И.Кузнецов, А.А.Фирсов 382
Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, М.О., Россия
Квантовые осцилляции постоянного напряжения как функции магнитного поля в двух связанных сверхпроводящих циркулярно-асимметричных кольцах
- Вт 51** Г.М.Максимова, Р.М.Айнбиндер 384
Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
Смешанное состояние тонкопленочной двухслойной системы ферромагнетик-сверхпроводник II рода
- Вт 52** М.Н.Зубарев, А.С.Мельников, А.В.Самохвалов 386
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Электронная структура вихря, захваченного на протяженном дефекте в сверхпроводнике второго рода.
- Вт 53** А.С.Мельников, С.В.Миронов, С.В.Шаров 388
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Слабая локализация в неоднородном магнитном поле.
- Вт 54** М.Ю.Куприянов¹, Н.Г.Пугач², А.В.Ведяев² 390
¹*НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцина МГУ*, ²*МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия*
Свойства Джозефсоновских контактов с ферромагнитной прослойкой и неоднородной прозрачностью межслойных границ
- Вт 55** А.С.Мельников, Д.А.Рыжов, М.А.Силаев 392
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
Вихревые состояния в мезоскопических сверхпроводниках: электронная структура и тепловой транспорт
- Вт 56** С.Л.Гинзбург, А.В.Накин, Н.Е.Савицкая 394
Петербургский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова РАН, Гатчина, Россия
Природа самоорганизации критического состояния в дискретных сверхпроводниках
- Вт 57** И.А.Садовский¹, Г.Б.Лесовик¹, Дж.Блаттер² 394
¹*Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН, Черноголовка, Россия*
²*Die Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Zürich, Switzerland*
Детектирование слабых магнитных полей с помощью андреевских квантовых точек.

Вт 58	<u>К.В.Смирнов</u> ^{1,2} , Ю.Б.Вахтомин ^{1,2} , Р.В.Ожегов ^{1,2} , И.В.Пентин ¹ , Е.В.Сливинская ² , Г.Н.Гольцман ¹ ¹ Московский педагогический государственный университет, Москва, Россия ² ЗАО «Сверхпроводниковые нанотехнологии», Москва, Россия Приемники инфракрасного и терагерцового излучения на основе тонкопленочных сверхпроводниковых наноструктур.	396
Вт 59	<u>M. D. Croitoru</u> ¹ , A. A. Shanenko ^{2,3} and F. M. Peeters ² ¹ EMAT, D epartement Fysica, Universiteit Antwerpen, Antwerpen, Belgium ² TGM, Departement Fysica, Universiteit Antwerpen, Antwerpen, Belgium ³ Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia Current-carrying state in superconducting nanowires.	398
Вт 60	<u>И.В.Тихомиров</u> , К.Н.Югай Омский государственный университет им. Ф.М.Достоевского, Омск, Россия Динамика замкнутых вихрей Абрикосова в сверхпроводниках второго рода	400
Вт 61	<u>С.В.Николаев</u> , К.Н.Югай Омский государственный университет им. Ф.М.Достоевского, Омск, Россия Особенности процесса проскальзывания фазы в однородной и неоднородной сверхпроводящей нанопроволоке	402
Вт 62	<u>Н.В.Тиховская</u> , К.Н.Югай Омский государственный университет им. Ф.М.Достоевского, Омск, Россия Вычисление плотности состояний двумерных нанокластеров алюминия	404
Вт 63	К.Н.Югай Омский государственный университет им. Ф.М.Достоевского Теория сверхпроводимости в 2D системах с сильными взаимодействиями.	404

13 марта, четверг – 3 стендовая сессия

ОБЩИЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУР, СКАНИРУЮЩАЯ ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

Чт 1	О.А.Агеев ¹ , В.В.Петров ¹ , А.А.Федотов ¹ , Э.Г.Раков ² , А.В.Малых ² ¹ Технологический Институт Южного Федерального Университета, Таганрог, Россия ² Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва, Россия Исследование способов получения углеродных нанотрубок из смесей углеродных материалов	406
Чт 2	<u>О.А.Агеев</u> , В.В.Поляков, А.М.Светличный, В.А.Смирнов Технологический Институт Южного Федерального Университета, Таганрог, Россия Исследование термической активации зондовой нанолитографии методом локального анодного окисления пленки титана	408
Чт 3	А.М.Аlekseev ^{1,2} , А.В.Шубин ² , F.A.Pudonin ³ , N.A.Duzhev ⁴ ¹ Eindhoven University of Technology, The Netherlands ² NT-MDT Co, Moscow, Russia ³ Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia ⁴ Lukin State Institute for Physical Problems, Moscow, Russia Properties of thin-film magnetic cantilevers made by plasma-ion deposition.	410
Чт 4	<u>А.Алексеев</u> ^{1,2} , А.Ефимов ² , Й.Лоос ¹ ¹ Технический Университет Эйндховен, Нидерланды ² ЗАО «НТ-МДТ», Москва, Россия Нанотомография композиционных материалов посредством комбинации СЗМ и микротомы	412
Чт 5	<u>Д.А.Антонов</u> ¹ , Д.О.Филатов ¹ , А.В.Зенкевич ² , Ю.Ю.Лебединский ² ¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия ² Московский инженерно-физический институт (государственный университет), Москва, Россия Экспериментальное исследование резонансного туннелирования и	414

	кулоновской блокады туннелирования на нанокластерах Au в сверхтонких слоях SiO₂.	
Чт 6	<u>П.А.Бородин</u> ¹ , А.А.Бухараев ¹ , Д.О.Филатов ² , Д.А.Воронцов ² , М.А.Лапшина ² ¹ Казанский физико-технический институт КНЦ РАН, Казань ² Нижегородский государственный университет, Нижний Новгород, Россия	416
	Визуализация локальной плотности состояний в квантовых точках InAs/GaAs методом комбинированной АСМ/СТМ	
Чт 7	<u>Р.В.Гайнутдинов</u> ¹ , Т.Р.Волк ¹ , А.Л.Толстихина ¹ , Л.И.Ивлева ² , О.А.Лысова ¹ ¹ Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, ² Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия	418
	Создание микродоменов в сегнетоэлектрических кристаллах ниобата бария-стронция методом атомно-силовой микроскопии	
Чт 8	¹ С.А.Завьялов, ² А.Н.Пивкина, ³ <u>Р.В.Гайнутдинов</u> , ⁴ Й.Схоунман ¹ ГНЦ НИФХИ им. Л.Я.Карпова, ² ИХФ РАН им. Н.Н.Семенова, ³ ИК РАН им. А.В.Шубникова, Москва, Россия ⁴ TU, Дельфт, Нидерланды	420
	Формирование нанокомпозитов на основе полипараксилилена: взаимодействие мономера и атомов наполнителя	
Чт 9	А.Л.Толстихина, Р.В.Гайнутдинов, М.Л.Занавескин, К.Л.Сорокина, Н.В.Белугина, Ю.В.Грищенко Институт кристаллографии РАН, Москва, Россия	422
	Метрологический комплекс для атомно-силовой микроскопии	
Чт 10	А.К.Гатин, М.В.Гришин, Ф.И.Далидчик, С.А.Ковалевский, Н.Н.Колченко Институт химической физики им.Н.Н.Семенова РАН, Москва	424
	Поляризационные эффекты в туннельной резонансной спектроскопии дефектов и квантовых точек	
Чт 11	<u>В.В.Гончаров</u> , М.Н.Корытов, П.Н.Брунков, В.В.Лундин, Е.Е.Заварин, А.Ф.Цацульников, С.Г.Конников Физико-Технический институт им. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия	425
	Исследование формирования квантовых точек INGAN на поверхности GaN методом АСМ	
Чт 12	С.Н.Вдовичев, Б.А.Грибков, Д.С.Никитушкин, В.Л.Миронов Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия	427
	Исследование индуцированных МСМ зондом процессов перемагничивания субмикронных частиц CoPt	
Чт 13	С.Н.Вдовичев, Б.А.Грибков, А.Ю.Климов, В.Л.Миронов Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия	428
	Гибридные двухслойные зонды для магнитно-силовой микроскопии	
Чт 14	<u>Ю.В.Грищенко</u> , М.Л.Занавескин, А.Л.Толстихина Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, Москва, Россия	429
	Изучение корреляции рельефов подложки и многослойного интерференционного покрытия с использованием метода АСМ.	
Чт 15	<u>М.Л.Занавескин</u> , Ю.В.Грищенко, А.Л.Толстихина Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова РАН, Москва, Россия	431
	Учет артефактов АСМ при расчете статистических параметров наноструктурированных поверхностей.	
Чт 16	С.А.Булгакова ¹ , <u>С.А.Гусев</u> ² , А.А.Кандауров ² ¹ Научно-исследовательский институт химии Нижегородского государственного университета им.Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия ² Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия	433
	Характеристики и особенности применения электронных резистов при формировании наноструктур	
Чт 17	<u>П.А.Дементьев</u> [*] , М.С.Дунаевский [*] , И.П.Сошников ^{*+} , Ю.Б.Самсоненко ^{*+} , Г.Э.Цырлин ^{*+} , А.Н.Титков [*] [*] Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия ⁺ НОК "Санкт-Петербургский физико-технический научно-образовательный центр РАН", Санкт-Петербург, Россия	435
	Продольные вольт-амперные характеристики легированных нитевидных кристаллов с радиальной гетероструктурой GaAs/GaAlAs, частично выращенных в матрице GaAs	

- Чт 18** И.О. Джунь, А.Е. Докукина, С.В. Заботнов, А.А. Ежов, Л.А. Головань, П.К. Кашкаров, 437
И.О. Остапенко, В.И. Панов, В.Ю. Тимошенко
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
АСМ исследования наночастиц, формирующихся при модифицировании поверхности кремния фемтосекундными лазерными импульсами
- Чт 19** М.С. Дунаевский, А.Н. Титков 439
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт Петербург, Россия
Расчет количества инжектированных зарядов в тонких диэлектрических слоях в экспериментах по локальной зарядке под зондом атомно-силового микроскопа.
- Чт 20** В.Г. Еременко
Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, М.О., Россия
**Модуляции состава в низкотемпературных эпитаксиальных слоях $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.
Селективное травление и АСМ**
- Чт 21** Б.С. Каверин¹, А.М. Объедков¹, С.А. Гусев², А.Б. Езерский³, А.А. Зайцев¹, 441
Н.Н. Семенов¹.
¹*Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН*, ²*Институт физики микроструктур РАН*, ³*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия*
Использование метода химического осаждения из паров металлоорганических соединений для модифицирования многостенных углеродных нанотрубок с целью придания им необходимых физических свойств
- Чт 22** О.В. Карбань^{1,2}, Р.Г. Валеев^{1,4}, А.Н. Деев¹, Д.В. Сурнин¹, В.В. Кривенцов³, 443
В.М. Ветошкин^{1,4}
¹*Физико-технический институт УрО РАН, Ижевск, Россия*
²*Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия*
³*Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, Новосибирск, Россия*
⁴*Удмуртский госуниверситет, Ижевск, Россия*
СЗМ и EXAFS исследования структурных особенностей нанокompозитных пленок германия
- Чт 23** А.М. Алексеев¹, С.Ю. Краснобородько^{1,2}, В.И. Шевяков² 445
¹*ЗАО «Нанотехнология - МДТ»*, ²*Московский институт электронной техники (государственный университет), Москва, Россия*
Исследование влияния боковой намагниченности иглы МСМ кантилевера на характер ее магнитного взаимодействия с локальными объектами
- Чт 24** Н.Г. Циркунова¹, Л.В. Кухаренко², С.А. Чижик³, В.Е. Борисенко¹ 447
¹*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь*
²*Белорусский Государственный Медицинский Университет, Минск, Беларусь*
³*Институт тепло-масса обмена, Минск, Беларусь*
Артефакты АСМ
- Чт 25** С.К. Лазарук¹, А.А. Лешок¹, Н.Г. Циркунова¹, Л.В. Кухаренко² 449
¹*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь*
²*Белорусский Государственный Медицинский Университет, Минск, Беларусь*
Формирование наноструктур на базе пленок Al/Nb сплавов
- Чт 26** М.А. Лапшина, Д.А. Антонов, Д.О. Филатов 451
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород Россия
Резонансное туннелирование в нанокластерах Au на поверхности тонких пленок SiO_2/Si при исследовании методом комбинированной АСМ/СТМ
- Чт 27** В.Л. Миронов, О.Л. Ермолаева
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
- Чт 28** В.Л. Миронов, Б.А. Грибков, Д.С. Никитушкин, С.А. Гусев, С.В. Гапонов 453
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
Магнитно-силовая микроскопия слабокоэрцитивных наночастиц Co во

- внешнем магнитном поле**
- Чт 29** Л.К.Орлов¹, Ю.Н.Дроздов¹, В.Б.Шевцов¹, В.И.Вдовин², Ю.И.Тарасова³, М.А.Гришков³, Н.А.Алябина⁴, В.А.Боженкин⁴ 455
¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
²Институт химических проблем микроэлектроники, Москва, Россия
³Нижегородский государственный технический университет, Н.Новгород, Россия
⁴Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия
- Морфология поверхности и структура нанокристаллических пленок 3C-SiC, выращиваемых на кремнии**
- Чт 30** А.Н.Резник¹, В.В.Таланов², И.А.Шерешевский¹, Н.К.Вдовичева¹ 457
¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
²Solid State Measurements Inc., Pittsburgh, PA, USA
- Электродинамическая теория ближнепольной СВЧ микроскопии плоскостойких структур и ее применение для метрологии нанометровых диэлектрических пленок.**
- Чт 31** С.Ш.Рехвиашвили 459
Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик
- Классическая и квантовая механика с дробной производной.**
- Чт 32** С.Ш.Рехвиашвили 460
Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик
- О влиянии адсорбции из внешней среды на силу взаимодействия «зонд-поверхность» в атомно-силовом микроскопе.**
- Чт 33** А.А.Тихомиров
ЗАО «Нанотехнология МДТ», Зеленоград, М.О., Россия
- Нанотехнологические комплексы Нанофаб и их применение в наноэлектронике. Нанолaborатории Интегра и их применение в нанотехнологии**
- Чт 34** А.С.Батурич¹, А.В.Зенкевич², Ю.Ю.Лебединский², Н.Ю.Любовин¹, А.А.Чуприк¹
АСМ исследование C-V характеристик Ni/HfO₂/SiO₂/Si структур
¹Московский физико-технический институт, ²Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия
- Чт 35** А.А.Чуприк¹, А.С.Батурич¹, В.Д.Фролов², Е.В.Заведеев², В.И.Конов², С.М.Пименов², Б.Друзь³, Е.П.Шешин¹ 461
¹Московский физико-технический институт (государственный университет),
²Институт общей физики РАН, Москва, Россия
³Veeco Instruments, Inc., Plainview, NY, USA
- Электро-стимулированная сканирующая зондовая литография алмазоподобных а-C:H плёнок**
- Чт 36** Д.В.Щеглов, А.С.Васильев, Е.А.Сергеева, А.В.Латышев 463
Новосибирский государственный университет, Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия
- Локальное анодное окисление зондом АСМ. влияние электролита**
- Чт 37** Б.В.Андрюшечкин¹, К.Н.Ельцов¹, В.В.Черкез¹, Б.Киррен², К.Дидье², Д.Мальте² 465
¹Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия.
²Университет Нанси, Лаборатория физики материалов, Нанси, Франция.
- Новый взгляд на «простую адсорбционную систему» Cl/Ag(111): низкотемпературное СТМ-исследование поверхностной химической реакции**
- Чт 38** Е.В.Гладченко, Б.В.Андрюшечкин, К.Н.Ельцов 467
Институт общей физики им.А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия
- Локальная структура поверхности серебра (100) в реакции йодирования.**

НАНОФОТОНИКА

- Чт 39** П.Н.Брунков, И.В.Шальнев, А.А.Гуткин, А.Ю.Егоров*, А.Е.Жуков*, С.Г.Конников 469
Физико-Технический институт им. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
*Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН, Санкт-Петербург, Россия
- Исследование механизмов эмиссии носителей заряда из InAs квантовых точек в матрице n-GaAs**

- Чт 40** Е.А.Вопилкин, В.И.Шашкин, О.И.Хрыкин, Ю.Н.Дроздов, С.А.Гусев, Н.В.Востоков, А.Ю.Лукьянов 471
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
Сравнительный анализ морфологии и оптические свойства слоев GaN на сапфире
- Чт 41** О.Б.Гусев, Е.И.Теруков, Ю.К.Ундалов, К.Д.Цэндин 473
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.Петербург, Россия
Фотолюминесценция наноструктурированного аморфного кремния при сильном оптическом возбуждении
- Чт 42** Я.В.Домрачева, М.В.Заморянская, Т.Б.Попова, С.Г.Конников, А.А.Ситникова, Б.Я.Бер 475
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт Петербург, Россия
Исследования многослойных светодиодных гетероструктур на основе InGaN/GaN методом катодолуминесценции.
- Чт 43** Д.М.Жигунов¹, О.А.Шалыгина¹, Н.Е.Маслова¹, В.Ю.Тимошенко¹, П.К.Кашкаров¹, В.Н.Семиногов², В.И.Соколов², В.Н.Глебов², В.Я.Панченко² 477
¹*Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия*
²*Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Шатура, М.О., Россия*
Фотолюминесцентная и рамановская спектроскопия кристаллических и аморфных нанокластеров кремния в матрице диоксида кремния
- Чт 44** В.Р. Закамов, В.И. Шашкин, А.В. Мурель 479
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
Использование линейки планарных детекторов для формирования изображений при просвечивании предметов излучением миллиметрового диапазона длин волн
- Чт 45** Е.В.Глазырин, И.П.Казаков, В.И.Цехош 481
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия
Наблюдение поверхности Si методом оптического отражения в процессе осаждения монослойных плёнок металлов
- Чт 46** Д.В.Козлов 483
Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород
Эволюция спектра “возбужденных” резонансных состояний акцепторов в одноосно сжатом Ge
- Чт 47** V.K.Kononenko 485
Stepanov Institute of Physics NASB, Minsk, Belarus
Temperature and pump excitation effects and spectra in the GaN–AlGaIn quantum-well heterostructure light-emitting diodes
- Чт 48** Л.В.Красильникова¹, Н.А.Байдакова¹, М.В.Степихова¹, З.Ф.Красильник¹, В.Ю.Чалков², В.Г.Шенгуров² 487
¹*Институт физики микроструктур РАН, ²Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия*
Оптически активные центры иона Er³⁺ в структурах Si/Si_{1-x}Ge_{1-x} в условиях сильного оптического возбуждения
- Чт 49** Б.А.Андреев¹, З.Ф.Красильник¹, Д.И.Крыжков¹, А.Н. Яблонский¹, В.П.Кузнецов², Т. Gregorkiewicz³, W.Jantsch⁴ 489
¹*Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия*
²*Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Н.Новгород, Россия*
³*Van der Waals-Zeeman Institute University of Amsterdam, The Netherlands*
⁴*Institut für Halbleiter- und Festkoerperphysik, Johannes Kepler Universitaet, Linz, Austria*
Эффект электро-оптической памяти (с оптическим выходом на длине волны 1.54 мкм) в структурах Si:Er/Si.
- Чт 50** К.Е.Кудрявцев, В.Б.Шмагин, Д.В.Шенгуров, З.Ф.Красильник 491
Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия
Особенности температурного гашения электролюминесценции Si:Er/Si диодных структур с разными типами оптически активных центров.

- Чт 51** В.А.Кукушкин 493
Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород, Россия
Двухчастотный лазер ближнего и среднего инфракрасного диапазонов на квантовых ямах
- Чт 52** А.Н.Яблонский¹, А.В.Новиков¹, М.В.Шалеев¹, О.А.Кузнецов², Ю.Н.Дроздов¹, 495
Д.Н.Лобанов¹, З.Ф.Красильник¹
¹*Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия*
²*НИФТИ ННГУ им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия*
Температурное гашение сигнала ФЛ самоформирующихся Ge(Si) островков, заключенных между слоями напряженного Si.
- Чт 53** К.Д.Моисеев, Я.А.Пархоменко, М.П.Михайлова, С.С.Кижаяев, Е.В.Гущина, 497
Э.В.Иванов, И.А.Андреев, Д.А.Разумовский, Н.А.Берт, А.Н.Титков, Ю.П.Яковлев
Физико-Технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия
Самоорганизованные квантовые точки II типа InSb/InAs(Sb,P) для применений в инфракрасной оптоэлектронике
- Чт 54** В.И.Гавриленко¹, Е.В.Волкова², З.Ф.Красильник¹, К.Е.Кудрявцев¹, Д.Н.Лобанов¹, 499
А.В.Новиков¹, С.В.Оболенский², В.В.Платонов³, Д.В.Шенгуров¹, А.Н.Яблонский¹
¹*Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия*
²*Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Нижний Новгород, Россия*
³*Саровский физико-технический институт, Саров*
Влияние высокоэнергетического излучения на оптические свойства GeSi/Si гетероструктур
- Чт 55** Н.А. Соболев, А.Е. Калядин, Е.И. Шек 501
Физико-Технический институт им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, Россия
Влияние условий отжига на дислокационную люминесценцию в Si, имплантационном ионами Si
- Чт 56** В.Я.Алешкин¹, Б.А.Андреев¹, В.И.Гавриленко¹, С.В.Морозов¹, Д.И.Курицын¹, 503
А.Г.Спиваков¹, Yu.G.Sadofyev², N.Samal²
¹*Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия*
²*Trion Technology, Tempe, USA*
Фотолюминесценция гетероструктур GaAs/GaAsSb с квантовыми ямами
- Чт 57** Т.В.Теперик^{1,2}, I.Romero², F.J.García de Abajo³ 505
¹*Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, Саратов, Россия*
²*Centro Mixto CSIC-UPV/EHU and Donostia International Physics Center, San Sebastian, Spain*
³*Instituto de Optica - CSIC, Madrid, Spain*
Оптические свойства металлического пористого нанокластера
- Чт 58** Д.О.Филатов¹, М.В.Круглова¹, М.А.Исаков¹, А.П.Горшков¹, В.Г.Шенгуров², 507
В.Ю.Чалков², С.А.Денисов²
¹*Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского,*
²*Научно-исследовательский физико-технический институт, Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия*
Фотоэлектрические свойства гетероструктур с самоформирующимися нанокластерами GeSi/Si, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в среде GeH₄
- Чт 59** С.В.Хазанова¹, М.И.Василевский² 509
¹*Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, Нижний Новгород*
²*Centro de Física, Universidade do Minho, Braga, Portugal*
Влияние сегрегации In на оптические свойства напряженных гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовой ямой
- Чт 60** Н.В.Чернега, А.Д.Кудрявцева 509
Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия
Нелинейно-оптические свойства фотонных кристаллов

Чт 60	<u>О.А.Шальгина</u> ¹ , И.А.Каменских ¹ , Д.М.Жигунов ¹ , В.Ю.Тимошенко ¹ , П.К.Кашкаров ¹ , М.Zacharias ² ¹ Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия ² Albert-Ludwigs-University Freiburg, IMTEK, Freiburg, Germany Люминесценция нанокристаллов кремния в матрице SiO₂ при возбуждении синхротронным излучением	511
Чт 62	<u>А.А.Шахмин</u> , М.В. Заморянская, С.Г. Конников, И.Н. Арсентьев, Д.А. Винокуров, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия Исследование структур с GaAs квантовой ямой методом локальной катодолюминесценции	513
Чт 63	Д.И.Тетельбаум ^{1),2)} , А.Н.Михайлов ^{1),2)} , <u>А.И.Белов</u> ¹⁾ , В.К.Васильев ¹⁾ , А.И.Ковалев ²⁾ , Д.Л.Вайнштейн ²⁾ , Y.Golan ³⁾ 1) Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского, Россия 2) НТВП «Поверхность», Москва, Россия 3) Ben-Gurion University of the Negev, Negev, Israel Люминесценция и структура наноразмерных включений, формирующихся в слоях SiO₂ при двойной имплантации ионов кремния и углерода	515
Чт 64	<u>В.А.Беляков</u> , В.А.Бурдов Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского, Н.Новгород, Россия Влияние мелких примесей на межзонную излучательную рекомбинацию в кремниевых нанокристаллах, идущую с участием фононов	517
	СПИСОК УЧАСТНИКОВ СИМПОЗИУМА	518
	АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ	532

Работы по созданию и аттестации рентгенооптических элементов и систем сверхвысокого разрешения в ИФМ РАН

Е.Б. Ключенков, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия.

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

Наблюдаемый в настоящее время интерес к оптическим системам сверхвысокого разрешения связан с развитием ряда фундаментальных (физика, рентгеновская астрономия, биология) и прикладных (микроскопия, проекционная литография, нанотехнологии) дисциплин. Во многом это обусловлено успехами в развитии технологий роста многослойных интерференционных структур, обеспечивающих высокие, до 70% при нормальных углах падения, коэффициенты отражения в мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазонах длины волн ($\lambda=3-40$ нм) [1], а также появлением интерферометров с дифракционной волной сравнения для измерения формы поверхностей оптических элементов и волновых деформаций сложных систем с субнанометровой точностью [2, 3].

Катализатором этого прорыва явились работы по проекционной EUV (extreme ultraviolet) литографии с рабочей длиной волны 13,5 нм, которая должна прийти на смену традиционной DUV (deep ultraviolet) литографии при коммерческом производстве интегральных схем с экстремально малыми, на уровне 20-30 нм и менее, размерами топологии рисунка [4]. Уже в 2002 г. была убедительно продемонстрирована возможность достижения дифракционного предела разрешения литографического процесса на длине волны 13,5 нм с объективом, имеющим числовую апертуру $NA=0.1$. Размер тестовых линий, по которому происходит сравнение разрешающей способности того или иного способа литографии, составил 70 нм [5]. Необходимо отметить, что на тот период времени, этот результат был рекордным.

Реальные прототипы промышленной установки проекционной ЭУФ-литографии в спектральном диапазоне 13,5 нм были изготовлены в 2006 г. в компании "ASMLithography". Это две литографические установки (EUV Alpha Demo Tools) с шестизеркальным объективом, обеспечивающие экспозицию пластин диаметром до 300 мм с расчётным пространственным разрешением до 22 нм. В настоящее время они проходят испытания. Уже получено разрешение 32 нм как при воспроизведении линий, так и 32-нанометровых контактных отверстий [6].

Сравнение с возможностями традиционной проекционной литографией DUV диапазона показывает, что даже на стадии опытно-конструкторских разработок, EUV проекционная

литография обеспечивает существенно лучшее пространственное разрешение [7].

Не смотря на довольно высокие научные и технологические заделы в области многослойной рентгеновской оптики, в разработке фоторезистов [8] и генерации излучения в EUV диапазоне [9], отечественная программа по EUV литографии во многом сдерживалась отсутствием технологий изготовления подложек для многослойных EUV зеркал с необходимой точностью формы поверхностей, которая составляет по параметру среднеквадратического отклонения $RMS=0,27$ нм [10]. Необходимо также отметить, что, как правило, эти подложки имеют асферическую поверхность, что так же существенно усложняет и их изготовление и метрологию.

Ситуация в стране изменилась в 2005 г. с началом в ИФМ РАН работ по развитию интерферометрии с дифракционной волной сравнения [11,12], которая явилась основой успеха упомянутых выше работ зарубежных коллег. За 2005-2006 гг. были изучены возможности интерферометра с дифракционной волной сравнения, исследованы теоретически и проверены экспериментально различные проблемы интерферометра с дифракционной волной сравнения, использующего в качестве эталонной сферическую волну, возникшую в результате дифракции света на отверстии с диаметром порядка длины волны в непрозрачном экране [13]. В частности были определены фундаментальные ограничения точности измерений, обеспечиваемых дифракционными интерферометрами, связанные с взаимодействием дифрагированной волны с материалом экрана [14]. Как показали более поздние исследования, эта проблема стоит еще более остро в связи с поляризационными эффектами, которые вносят дополнительный вклад в деформацию волнового фронта дифрагированной волны [15]. Были начаты работы по коррекции, т.е. исправлению формы поверхностей сферических зеркал с помощью нанесения тонких пленок в вакууме с заданным распределением толщин по поверхности подложки. Для подложки с числовой апертурой $NA=0,24$ этим методом коррекции была получена точность формы по параметру $RMS=1,3$ нм, что еще в несколько раз уступало требуемым параметрам [16].

Для повышения качества эталонной сферической волны в [17,18] был предложен новый тип источника, представляющий собой одномодовое оптическое волокно с зауженной (до

0,2-0,3 мкм) выходной апертурой. Уже первые эксперименты показали эффективность такого метода формирования эталонной сферической волны. В частности было показано, что для лучших источников, суммарные волновые деформации составляли 0,3-0,5 нм, в зависимости от числовой апертуры, в которой они измерялись. Преимуществами такого источника являются: большие числовая апертура и область однородности интенсивности дифракционной волны ($\lambda/d > 1$), высокая интенсивность, связанная с тем, что оптическое излучение заводится в оптоволокно через кор диаметром 5 мкм стандартными эффективными методами.

В 2007 г. был создан макет интерферометра с источником излучения на основе одномодового оптического волокна. Фотография и оптическая схема интерферометра показаны на рис.1,2. Интерферометр установлен на горизонтальном столе, поэтому исследуемая деталь находится в вертикальном положении. Результаты сравнения точностей измерений, обеспечиваемых данным интерферометром и интерферометром, в котором в качестве источника волны сравнения применяется отверстие субмикронных размеров в непрозрачном экране, установленном на синхротроне ALS (США) с рабочей длиной волны 13,5 нм и считающимся эталонным [19], приведены на рис.3.



Рис.1 Фотография интерферометра, с компенсатором волнового фронта для измерения формы асферических вогнутых поверхностей.

Из рисунка видно, что точность измерений с помощью нашего «горизонтального» интерферометра примерно в 3 раза ниже точности, обеспечиваемой ALS-интерферометром, однако числовая апертура нашего интерферометра примерно во столько же раз выше. Можно отметить, что в нашем случае, отсутствуют видимые физические ограничения для повышения точности измерений, в то время как для ALS-интерферометра повышение угловой апертуры наблюдения приводит к деформациям волнового фронта из-за дополнительного набега фаз лучей, распространяющихся во внеосевом направлении и проходящих через края экрана [13].

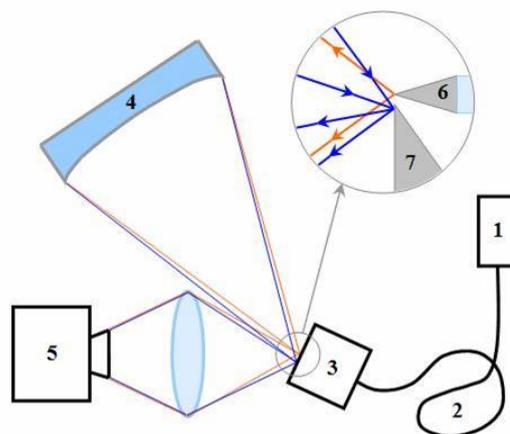


Рис.2 Оптическая схема интерферометра. 1 – He-Ne лазер, 2 – одномодовое оптическое волокно, 3 – трехкоординатный прецизионный стол, 4 – исследуемая вогнутая поверхность, 5 – регистрирующая система, 6 – источник сферической волны на основе зауженного на конце оптоволокна, 7 – плоское зеркало с острым краем, направляющее отраженный от исследуемой детали свет в регистрирующую систему.

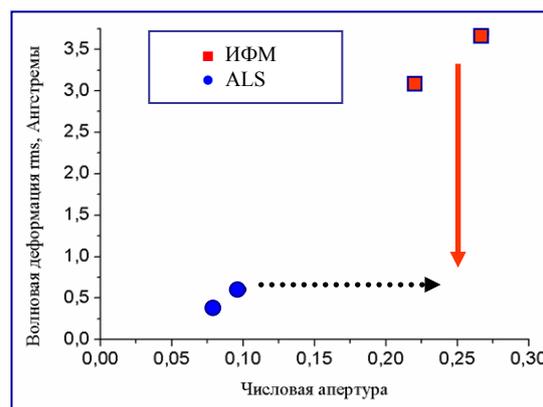


Рис.3 Сравнение точности измерений, обеспечиваемых «горизонтальным» ИФМ-интерферометром и ALS-интерферометром (США).

ИФМ-интерферометр также имеет ряд преимуществ по сравнению с ALS-интерферометром.

- малые габаритные размеры, простота юстировки и эксплуатации, позволяющие использовать его как в лаборатории, так и на промышленном предприятии;

- возможность исследования как отдельных оптических деталей, что невозможно для ALS-интерферометра, так и сложных оптических систем, включая линзовые;

- возможность применения оптических компенсаторов (специальных линз), что важно для исследования асферических, выпуклых или подложек с нестандартными размерами.

Прямое применение интерферометра со сферической эталонной волной для исследования

асферических деталей приводит к значительной потере точности, что обусловлено как большим, числом интерференционных полос (до 30-100, в зависимости от формы), так и большим, десяти-сотни микрометров, кружком фокусировки света отраженного от асферической поверхности. Для решения этой проблемы был применен оптический компенсатор – линза со специально рассчитанными значениями радиусов и толщин. Задача этого компенсатора – преобразовать сферический фронт в асферический по форме, близкий к поверхности исследуемой асферики. Для возможности учета деформаций фронта, обусловленных погрешностями компенсатора, поверхности компенсатора должны быть только сферическими. В этом случае возможна их аттестация с субнанометровой точностью с помощью интерферометра со сферической эталонной волной.

В рамках проекта, направленного на разработку российского нанолитографа на 13,5 нм [20], в части создания двухзеркального асферического проекционного объектива были разработаны методики расчета, изготовления, аттестации и учета деформаций волнового фронта, вызванные дефектами поверхностей компенсатора. Более подробно об этих методиках, а также результатах их применения к исследованию формы поверхностей асферических зеркал представлено в [21].

Для аттестации объективов была разработана оригинальная методика с двумя когерентными источниками излучения, схема которой, на примере исследования 6-ти линзового объектива, приведена на рис.4.

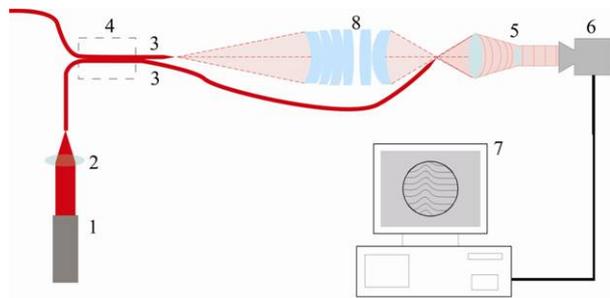


Рис.4 Схема для аттестации сложных оптических систем с двумя когерентными источниками сферической волны. 1 – He-Ne лазер; 2 – линза ввода излучения в оптоволокно, 3 – 2 оптоволоконных источника сферической волны; 4 – одномодовый оптоволоконный делитель пучка; 5 – наблюдательная система; 6 – ПЗС камера; 7 – компьютер; 8 – тестируемый 6-ти линзовый объектив.

Малые габариты источника сферической волны и регистрирующей системы позволяют легко встроить их в любую сложную оптическую систему, например в нанолитограф, тем самым производить настройку всей системы с

субнанометровой точностью непосредственно в приборе.

Одна из проблем сверхточной оптики – эта чувствительность к окружающим условиям: температуре, зажимам в оправе, к процессам старения оправ зеркал, их ориентация по отношению к земле. Обычно в оптической схеме ось объектива направлена вертикально, поэтому и на стадии изготовления зеркал, и при сборке и юстировке объектива аттестация элементов и всей системы должна производиться при их рабочем, горизонтальном, положении. Кроме того, при требуемых субнанометровых точностях измерений дополнительные погрешности могут вносить турбулентные потоки воздуха в интерферометре, влияющие на оптические пути лучей. Чтобы избежать этих проблем, в ИФМ изготовлен вакуумный вариант «вертикального» интерферометра, позволяющий исследовать оптические элементы и сложные системы с горизонтальным расположением зеркал. На рис. 5 приведена фотография интерферометра.



Рис.5 Фотография вертикального вакуумного интерферометра.

Интерферометр установлен в цокольном термостатированном помещении на развязанном от основного здания фундаменте. Для дополнительной защиты от вибраций интерферометр установлен на 12 сильфонах, накаченных до давления 1,6 атм. В настоящее время он используется в полуавтоматическом режиме, в частности для аттестации зеркал

объектива Шварцшильда нанолитографа, но начаты работы и по полной автоматизации.

В 2007 г. были продолжены исследования, направленные на совершенствование источников сферической волны на основе одномодового оптоволокна с субмикронной выходной апертурой. Были детально изучены возможные систематические и случайные погрешности при оценке реального качества генерируемых ими волновых фронтов. Показано, что для лучших образцов источников деформация волнового фронта, измеренная в числовой апертуре $NA=0,27$ не превышает 0,25 нм, или $\lambda/2500$ для красного света He-Ne лазера. Реальные деформации, по видимому, еще ниже, поскольку при их оценке не учитывались погрешности, вносимые оптикой регистрирующей системы. Так же заметный вклад в ошибку измерений вносит процедура фильтрации, снижающая контраст изображения и, соответственно, точность определения положения интерференционных минимумов. Более подробно результаты этих исследований представлены в [22].

Также были продолжены работы по развитию методов коррекции, т.е. по доведению формы поверхности подложек до заданной с субнанометровой точностью. Были решены вопросы нанесения или ионного травления сверхмалых толщин материала, на уровне 1 нм, с точностью не хуже 10%, при сохранении исходных микрошероховатостей поверхности. С помощью развиваемых методов вакуумного нанесения пленок и ионно-пучкового травления доводились как сферические, так и асферические поверхности. Лучший результат был получен для сферической подложки. Деформация формы скорректированной подложки составила 0,6 нм, или лучше, чем $\lambda/1000$. При коррекции асферических вогнутых поверхностей удалось скорректировать форму поверхности с исходным отклонением параметров $PV=133$ нм и $RMS=22$ нм от заданной до значений $PV=10$ нм и $RMS=1,5$ нм. Подробнее об этих работах можно найти в докладах [21, 23].

Основным результатом работ, проводимых в ИФМ РАН в течение 2005-2007 г. по тематике измерений и коррекции формы поверхностей оптических элементов, явилось развитие физических и технологических основ, позволяющих уже в данный момент начать в России разработку оптических элементов с субнанометровой точностью формы поверхности и оптических систем с отклонением волновых фронтов от расчетных также на субнанометровом уровне.

Работа поддержана грантами РФФИ.

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

[2] Sommargren G.E., Laser Focus World, **8**, 61 (1996).

[3] Williams, U.S. Patent 5,815,310 (1998).

[4] Gwyn C. et al. Extreme Ultraviolet Lithography, a White Paper, EUV LLC (1999).

[5] Naulleau P., Golberg K.A., Anderson E.H. et. al., Journ. Vac. Sci. Technol. B, **20**, p. 2829 (2002).

[6] Dijsseldonk A. Concept of ASML EUV Tool. Lithography Aspects // NanoCMOS (PullNano)/more Moor event "Beyond 45 nm technologies", IMEC, Leuven, Belgium (9–10 May 2006).

[7] IC Steppers and Scanners – NSR Series, http://www.ave.nikon.co.jp/pec_e/products/nsr.htm.

[8] Bulgakova S.A., Lopatin A.Ya., Luchin V.I. et. al., Nucl. Instr. Meth. A, **448**, p. 487 (2000).

[9] Кошелев К.Н., Банин В.Е., Салашенко Н.Н., Успехи физических наук, **177**, с. 777 (2007).

[10] Williamson D.M., OSA Proceedings on Extreme Ultraviolet Lithography, **23**, p.68 (1995).

[11] Вознесенский Н.Б., Клюенков Е.Б., Панкратов Е.Л. и др. Материалы симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», ИФМ РАН Нижний Новгород, **2**, с. 510 (25-29 марта 2005).

[12] Климов А.Ю., Клюенков Е.Б., Мизинов А.Л. и др., Поверхность, **6**, с. 99 (2007).

[13] Дорофеев И.А., Салашенко Н.Н., Торопов М.Н., Чхало Н.И., Материалы симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», ИФМ РАН Нижний Новгород, **2**, с. 372 (10-14 марта 2007).

[14] Линник В.П., Известия академии наук СССР, **1**, 210 (1933).

[15] Дорофеев И.А., Амплитудно-фазовые характеристики монохроматического векторного поля дифрагированного на отверстиях в плёнке из реального материала (в трудах этой конференции).

[16] Клюенков Е.Б., Полковников В.Н., Салашенко Н.Н., Чхало Н.И., Известия РАН. Серия физическая, **72**, №2, с. 205 (2008).

[17] Климов А.Ю., Рогов В.В., Салашенко Н.Н., Чхало Н.И., Материалы симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», ИФМ РАН Нижний Новгород, **2**, с. 382 (10-14 марта 2007).

[18] Климов А.Ю., Рогов В.В., Салашенко Н.Н., Чхало Н.И., Известия РАН. Серия физическая, **72**, №2, с. 221 (2008).

[19] Naulleau P.P., Goldberg K.A., Lee S.H., et al., Applied Optics, **38**(35), p.7252 (1999).

[20] Бибишкин М.С., Вознесенский Н.Б., Клюенков Е.Б. и др., Материалы симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», ИФМ РАН Нижний Новгород, **2**, с. 479 (25-29 марта 2005).

[21] Пестов А.Е., Раскин Д.Г., Салашенко Н.Н., Аттестация и коррекция формы асферических поверхностей (в трудах этой конференции).

[22] Климов А.Ю. и др., Источник эталонной сферической волны на основе одномодового оптического волокна с субволновой апертурой (в трудах этой конференции).

[23] Зуев С.Ю. и др. Методы коррекции формы элементов зеркальной оптики с субнанометровой точностью (в трудах этой конференции).

Массивы магических кластеров на поверхности твердого тела

А.А. Саранин, А.В. Зотов

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, 690041, г. Владивосток, ул. Радио 5,
e-mail: saranin@iacp.dvo.ru

Магическими кластерами обычно называют кластеры, которые при определенных (магических) размерах обладают значительно большей стабильностью, чем кластеры других размеров. Наиболее ярким примером таких кластеров являются фуллерены. На Рис. 1 показан типичный масс-спектр из оригинальной работы [1] 1985 года в которой изучалось испарение графита под действием лазерного излучения. Было обнаружено, что при определенных условиях испарения в распределении кластеров по размерам доминируют очень стабильные кластеры, состоящие точно из 60 атомов углерода.

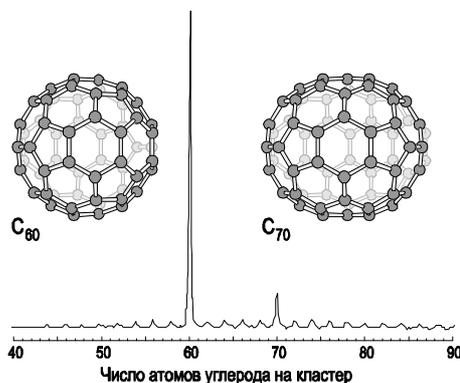


Рис. 1. Масс-спектры углеродных кластеров, получаемых при лазерном испарении графита. Основной пик соответствует фуллеренам C₆₀, менее интенсивный пик соответствует фуллеренам C₇₀.

Несмотря на то, что магические кластеры известны достаточно давно возможность их существования на поверхности была экспериментально продемонстрирована только в 1998 году [2]. Было обнаружено, что при напылении атомов Ga на поверхность Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Ga происходит формирование треугольных кластеров с числом атомов на стороне треугольника $n = 2, 3, 4$ или 5. Кластеры Ga с числом $n = 4$ составляют примерно половину от общего числа кластеров. (Рис. 2), в то время как кластеры других размеров образуются, как правило, только вблизи дефектов поверхности.

Задача создания массивов таких кластеров идентичных размеров и атомной структуры представляет значительный интерес для развития нанотехнологий, что обусловлено высокой

однородностью их физических и химических свойств.

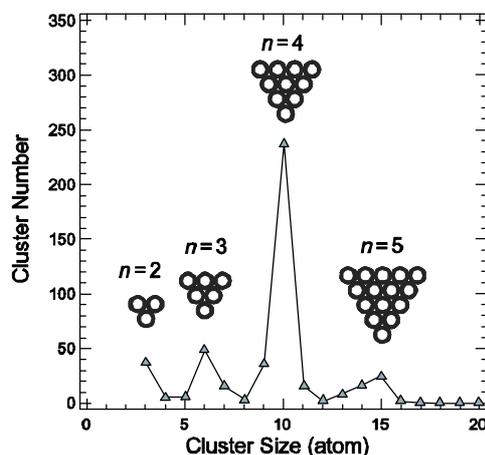


Рис. 2. Гистограмма распределения по размерам кластеров Ga на поверхности Si(111) $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Ga.

В докладе будут рассмотрены основные достижения в области создания массивов магических кластеров различных атомов на поверхности полупроводниковых кристаллов:

1. Решетки магических кластеров образованных элементами III Группы (Al, Ga, In) на поверхности Si(111)7 \times 7, когда исходная поверхность используется как шаблон.
2. Решетка магических кластеров 4 \times 3-In на поверхности Si(100)
3. Упорядоченные массивы магических кластеров образованных атомами Na, K, Cu, Pb, Tl на поверхности Si(111)7 \times 7 и кольцевых кластеров Ni и Co на поверхности Si(111).
4. Частично упорядоченные массивы кластеров Mn, Pb, Tl, Ag, In, Ge, Cr, полученных при напылении на поверхность Si(111)7 \times 7 при комнатной температуре.
5. Модификация магических кластеров на поверхности и их свойства.

[1] Kroto, H.W., Heath, J.R., O'Brien, S.C., et al. Nature **318**, 162 (1985).

[2] Lai, M.Y., Wang, Y.L., Phys. Rev. Lett., **81**, 164 (1998).

A terahertz single-photon detector based on an isolated quantum dot

L. Kulik¹, V. Antonov², H. Hashiba², P. Kleinschmidt³, S. Giblin³, S. Komiyama³

¹Institute of Solid State Physics, RAS, Chernogolovka, 142432 Russia

²Physics Department, Royal Holloway, University of London, Egham, Surrey TW20 0EX

³National Physical Laboratory, Hampton Road, Teddington, Middlesex TW11 0LW

⁴University of Tokyo, Komaba 3-8-1, Meguro-ku, Tokyo 153-8902, Japan

Abstract - We have developed a detector for photons in the terahertz region consisting of a lateral semiconductor quantum dot (QD), defined in the two-dimensional electron gas (2DEG) of a mesa-patterned heterostructure using two metallic gates, and a metallic single-electron transistor (SET) fabricated on top of the mesa. The SET is capacitively coupled to the quantum-dot. THz photons can be absorbed by the quantum dot resulting in excitations associated with a change in charge-state of the quantum dot, which can be detected directly as a change in the conductance of the SET. We characterize the detector by using radiation from a black-body emitter at the 1 K stage of our apparatus. Operation of the detector at a temperature of 300 mK is demonstrated and the noise equivalent power (NEP) is estimated to be of the order of 10^{-19} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$.

I. INTRODUCTION

The operation range of available single-photon detectors, such as avalanche photodetectors and negative electron affinity photocathode photomultipliers, is limited to the visible and infrared regions. [1] To extend photon counting to the gigahertz and terahertz range new counting mechanisms have been suggested. Detectors based on semiconductor quantum-dots have achieved unprecedented sensitivity (NEP $\sim 10^{-22}$ W/ $\sqrt{\text{Hz}}$) [2]. However, those detectors require operation at dilution refrigerator temperatures and high magnetic fields, restricting applications to the laboratory environment. The detector we have developed does not require a magnetic field, operates at 300 mK, and has the potential to function at temperatures accessible with ⁴He systems.

II. SAMPLE

The detector consists of a semiconductor quantum dot coupled to a single electron transistor. The QD is formed in the two-dimensional electron gas of a mesa-patterned GaAs/AlGaAs heterostructure with a mobility of 10^6 cm²/Vs and a carrier density of 2×10^{11} cm⁻². Metallic gates on top of both ends of the mesa are negatively biased so that the 2DEG underneath is depleted and the area in the centre of the mesa is pinched off, resulting in a QD containing of the order of 2000 electrons. The detector investigated here uses two gates, one of

which (C) extends across the whole width of one end of the mesa (cross gate), while the second forms a split gate (S) on the other end (Figure 1).

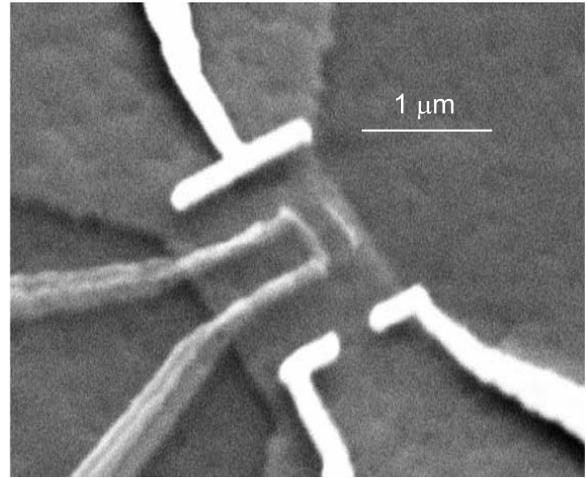


FIG. 1. Scanning electron micrograph of the device.

The aluminium SET with charging energy $E_C = e^2/2C \sim 220$ μeV and total resistance ~ 2.4 M Ω is fabricated on top of the structure and is used as a non invasive electrometer sensitive to a single-charge fluctuation on the QD. The SET island is located directly above the QD to achieve a large capacitive coupling between the island and the QD. It is biased at the Josephson quasiparticle peak, where it has the highest sensitivity.

The gate voltages are adjusted such that the mesa is pinched off and the QD is formed, but the potential barriers underneath the gates are low enough to allow an offQD excitation by incident radiation. In this regime, a THz photon can be absorbed by the QD, and the absorbed energy is sufficient for an electron in the QD to cross the potential barrier to the surrounding 2DEG.

As a broadband terahertz source we use filtered blackbody radiation generated by passing a current through a 5 k Ω resistor. The resistor is sealed in a metal box at the 1 K stage of the refrigerator. Radiation is fed to the device by a waveguide.

III. QUANTUM DOT CHARACTERIZATION

The quantum dot is characterized by measuring the SET conductance as a function of the voltages applied to the gates. At negative gate voltages of low

magnitude, Coulomb oscillations in the conductance of the SET are observed. This can be seen in the two-dimensional plot of Figure 2, which shows the SET conductance as a function of the cross and split gate voltages.

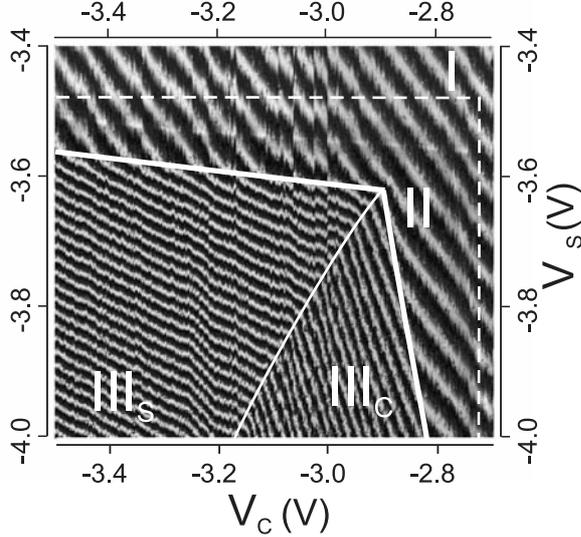


FIG. 2. Image of the SET-current vs biases on split and cross gates. White lines indicate different dot states.

In the image three different QD states are observed. [3] In application to photon detection, the working point should be chosen close to the pinch-off boundary separating states II and III in such a way that the lifetime of QD excited states would be consistent with the desired detector dynamic range and the bandwidth of the SET current measurement electronics. At this boundary a large number of random telegraph switches of the SET current are observed. This indicates that thermally activated electron tunneling on and off the QD occurs within the time domain of the instrumental time constant. The random telegraph signal rate varies periodically with the applied gate bias. The latter variations arise from changes in the tunneling rate between the electron energy levels in the QD and the conducting leads.

IV. PHOTON DETECTION

Figure 3 shows SET conductance traces over identical voltage ranges with illumination. The photoresponse appears as an increase of the random telegraph signal rate over the equilibrium noise switching rate after illuminating the device with terahertz radiation. The switching rate increases and then saturates with an increase of the power applied to the emitter. The photoresponse mechanism can be understood as follows: a terahertz photon excites resonantly a plasma mode in the QD and the surrounding electron reservoir that has a finite probability to decay in single-particle excitations outside the QD if the potential barriers confining the

QD are not too high. If this event occurs, the negative charge on the island is temporarily reduced until it is repopulated by an electron tunneling onto the QD. This results in a temporary change to the QD potential, which causes an observable rise or reduction in the SET tunnel current depending on the phase of the SET Coulomb blockade oscillation at the working point. When the photon flux increases, double, triple, and higher order excited states, with correspondingly shorter lifetimes, are observed (Figure 3).

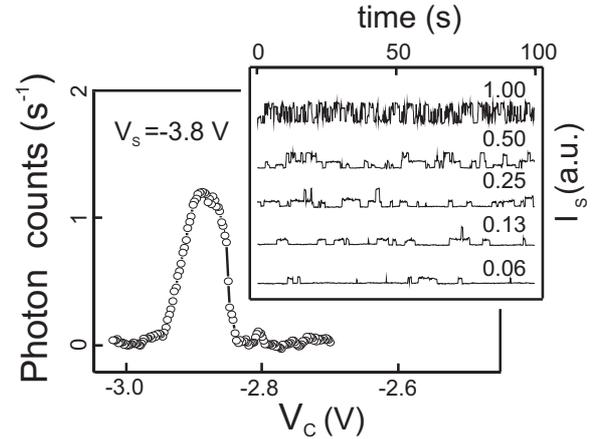


FIG. 3. Detector photoresponse vs cross-gate bias measured with integration constant 100 ms. The inset shows time traces of photoinduced random telegraph signal at different emitter powers increased from bottom to top.

V. CONCLUSION

A photon counting detector for THz radiation based on an isolated quantum dot has been developed and characterized. It has a record sensitivity, spectral selectivity and realistic nanofabrication demands. A qualitative analysis of the detector operation is given. There is a possibility for application of the QD detector to passive THz imager.

REFERENCES

- [1] Richards, P. L., *J. App. Phys.*, **76**, 1 (1994).
- [2] Komiyama, S., Astafiev, O., Antonov, V., Kutsuwa, T. and Hirai, H., *Nature*, **403**, 405 (2000); Astafiev, O., Komiyama, S., Kutsuwa, T., Antonov, V., Kawaguchi, Y. and Hirakawa, K., *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 4250 (2002).
- [3] Hashiba, H., Antonov, V., Kulik, L., Komiyama, S. and Stanley, C., *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 6036 (2004); Hashiba, H., Antonov, V., Kulik, L., Tzalenchuk, A., Kleinschmid, P., Giblin, S. and Komiyama, S., *Phys. Rev. B*, **73**, 081310 (2006).

Однофотонные источники света на основе полупроводниковых наноструктур

В.А.Гайслер

Институт Физики Полупроводников СО РАН им. А. В. Ржанова, пр. Академика Лаврентьева 13,
г. Новосибирск, Россия,
e-mail: haisler@thermo.isp.nsc.ru

Абсолютным пределом миниатюризации светоизлучателей является разработка и создание излучателей одиночных фотонов. Эффективные однофотонные излучатели являются важнейшим ресурсом систем квантовой криптографии и квантовых вычислений, они также представляют большой интерес для создания прецизионного спектрального оборудования и эталонов оптической мощности [1, 2].

Идеальный излучатель одиночных фотонов определяется как фотонный источник, в котором под действием управляющего сигнала (и только под действием этого сигнала) излучается один (и только один) фотон. Он является источником однофотонных фокковских состояний и может быть реализован лишь на основе изолированных квантовых систем, таких как одиночный атом, молекула, центр окраски или «искусственный» атом – одиночная полупроводниковая квантовая точка [2, 3].

Приборная реализация эффективных излучателей одиночных фотонов относится к числу наиболее сложных задач нанотехнологий, для ее выполнения необходимо:

1. локализовать квантовую систему;
2. эффективно накачать ее;
3. эффективно собрать излучение.

Все три перечисленные выше проблемы принципиально разрешимы с использованием современных полупроводниковых технологий, позволяющих интегрировать одиночную полупроводниковую квантовую точку в полупроводниковый микрорезонатор. В последние годы направления исследований в этой области сосредоточены на поисках оптимальных технологий получения и позиционирования квантовых точек, на разработке наиболее эффективных способов накачки полупроводниковых квантовых точек, на разработке конструкции микрорезонатора, обеспечивающего максимальную внешнюю квантовую эффективность излучения.

К настоящему моменту времени однофотонное излучение продемонстрировано на целом ряде полупроводниковых квантовых точек, включая GaN/AlN, InGaN/GaN, CdSe/ZnS, InP/GaInP, InAs/GaAs и InAs/InP квантовые точки [2, 4-7]. Очевидным достоинством квантовых точек на основе широкозонных материалов GaN/AlN, InGaN/GaN, CdSe/ZnS является возможность создания излучателей, работающих при относительно

высоких температурах, вплоть до $T=200$ К, что продемонстрировано в работах [2,4,5]. Системы квантовых точек на основе InAs относятся к числу наиболее хорошо изученных к настоящему моменту времени, важной особенностью таких систем является возможность создания однофотонных излучателей с длинами волн, соответствующими телекоммуникационным стандартам, и возможность их интегрирования в полупроводниковые брэгговские микрорезонаторы на основе материалов GaAs/AlGaAs или GaAs/AlO, что позволяет существенно увеличить параметр внешней квантовой эффективности однофотонных излучателей [2].

В подавляющем большинстве однофотонных излучателей, разработанных к настоящему моменту времени, используется резонансная оптическая система накачки, представляющая собой, как правило, перестраиваемый лазер, работающий в непрерывном режиме или в режиме синхронизации мод [2]. Очевидно, что однофотонный излучатель в этом случае представляет собой дорогостоящую и громоздкую исследовательскую систему, весьма далекую от приборной реализации и коммерциализации. Кроме того, в случае оптической накачки, спектр однофотонного излучателя, наряду с линиями, отвечающими излучению одиночной квантовой системы, содержит интенсивные линии лазера накачки. Спектральная фильтрация излучения с использованием монохроматоров и интерференционных фильтров приводит к дальнейшим усложнениям конструкции излучателя и снижает его квантовую эффективность.

Уникальной особенностью однофотонных излучателей на основе полупроводниковых квантовых точек является возможность токовой накачки [2,8-10], что позволяет делать излучатель значительно более миниатюрным и существенно снижает его стоимость.

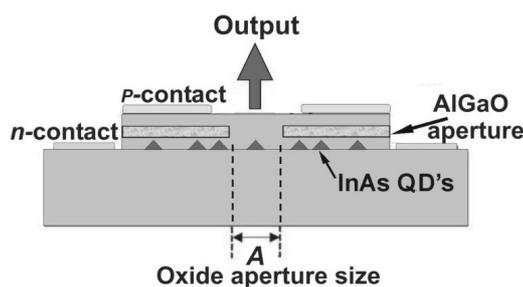


Рис.1. Схема однофотонного излучателя на основе InAs квантовых точек с токовой накачкой.

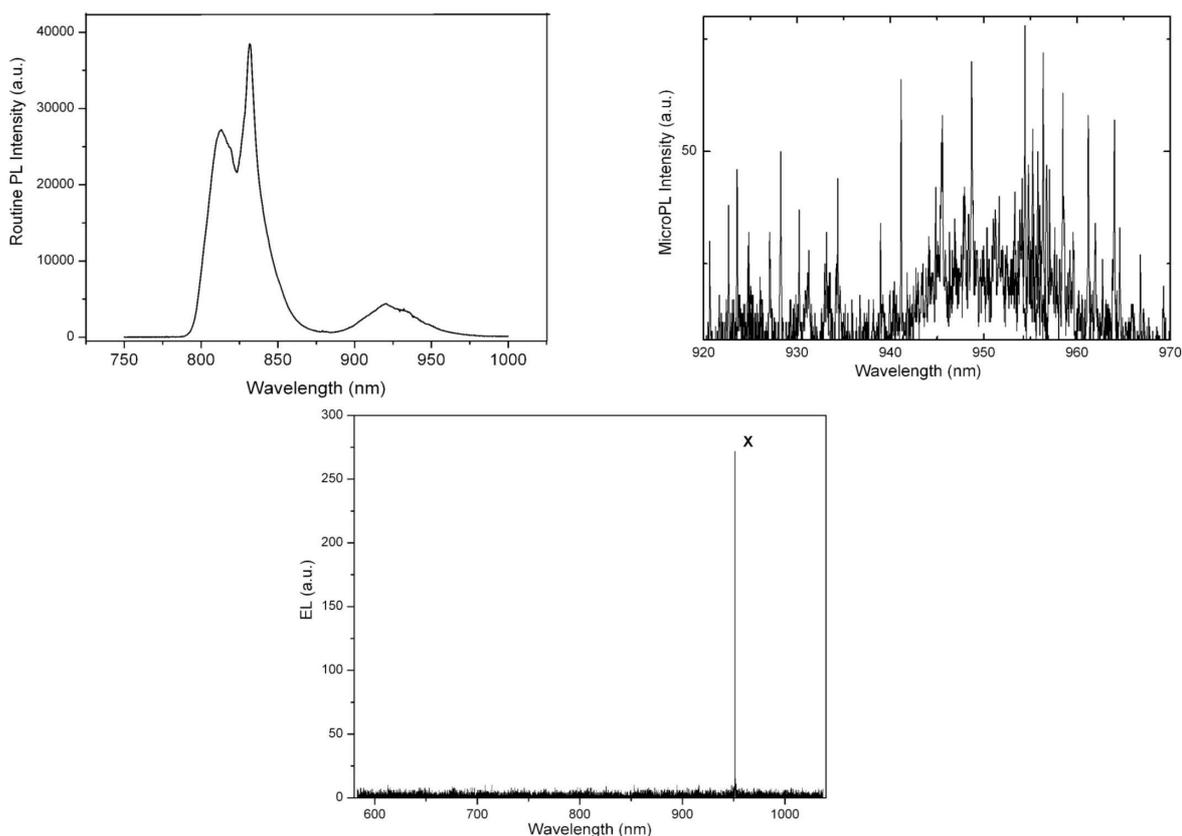


Рис.2. Спектры люминесценции структуры с InAs квантовыми точками при $T=10$ К. Верхние спектры – фотолюминесценция, нижний спектр – электролюминесценция при токе 870 пА.

Схема однофотонного излучателя с токовой накачкой приведена на рис.1. Излучатель представляет собой *pin* диод содержащий слой InAs квантовых точек малой плотности и токовую оксидную апертуру субмикронного размера [8-11]. В случае, если выполняется равенство $A \approx d^{1/2}$, на токовую апертуру в среднем приходится лишь одна квантовая точка, что и позволяет осуществлять токовое возбуждение одиночной квантовой точки. Эффективность такой схемы возбуждения иллюстрирует рис.2. Верхняя часть рисунка содержит два спектра фотолюминесценции исходной структуры с InAs квантовыми точками. Левый спектр – фотолюминесценция при фокусировке возбуждающего лазерного луча в пятно диаметром ~ 100 мкм, спектр содержит пики, отвечающие люминесценции GaAs, InAs смачивающего слоя и широкий пик с максимумом ~ 920 нм, отвечающий люминесценции большого числа ($\sim 10^4$) InAs квантовых точек. При более острой фокусировке ~ 2 мкм (правый спектр) проявляются отдельные квантовые точки, но и в этом случае одновременно возбуждается большое их число ($\sim 10^1 \div 10^2$). Нижний спектр – электролюминесценция диодной структуры с плотностью квантовых точек $d \approx 10^8$ см $^{-2}$ и диаметром оксидной апертуры $A \approx 0.9$ мкм при токе 870 пА. Из спектра видно, что происходит возбуждение лишь одной квантовой

точки, в широком спектральном диапазоне проявляется единственная линия, отвечающая рекомбинации экситона, локализованного в InAs квантовой точке. При токах больше 1 нА (не показано на рисунке) в спектре излучения проявляются линии биэкситона и трионов, относящихся к данной квантовой точке, а также линии излучения, относящиеся к другим квантовым точкам. Статистика фотонов, излучаемых при рекомбинации экситона одиночной квантовой точки (линия X на рисунке), изучалась с использованием интерферометра Hanbury-Brown&Twiss [9,10]. Полученная автокорреляционная функция экситонного излучения одиночной квантовой точки демонстрирует отчетливый минимум при нулевой временной задержке между счетчиками фотонов, что свидетельствует о суб-пуассоновской статистике излучения (однофотонном характере излучения).

Представленные результаты демонстрируют высокую эффективность использования токовой системы накачки в однофотонных излучателях на основе полупроводниковых квантовых точек, важной особенностью излучения при токовой накачке является его высокая спектральная чистота, что полностью снимает проблему спектральной фильтрации излучения однофотонного излучателя.

Важнейшим параметром однофотонного излучателя является параметр внешней квантовой

эффективности. В однофотонных излучателях на основе полупроводниковых квантовых точек внешняя квантовая эффективность может быть существенно увеличена за счет использования полупроводниковых брэгговских микрорезонаторов. Схема такого прибора приведена на рис.3. Конструкция излучателя в значительной степени совпадает с конструкцией лазера с вертикальным резонатором [11]. В аксиальном направлении микрорезонатора локализация энергии электромагнитного поля задается GaAs/AlGaAs брэгговскими зеркалами, эффективная локализация в латеральном направлении обеспечивается AlGaO оксидным апертурным кольцом с низким показателем преломления.

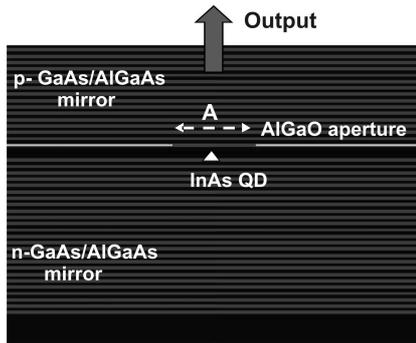


Рис.3. Схема однофотонного излучателя на основе квантовых точек и брэгговского микрорезонатора.

Внешняя квантовая эффективность излучателя η_{external} определяется произведением трех сомножителей:

$$\eta_{\text{external}} = \eta_{\text{injection}} \times \eta_{\text{internal}} \times \eta_{\text{extraction}}$$

В совершенных бездефектных структурах два первых сомножителя - эффективность инжекции и внутренняя квантовая эффективность квантовой точки могут достигать $\eta_{\text{injection}} \times \eta_{\text{internal}} \approx 1$, таким образом, величина внешней квантовой эффективности однофотонного излучателя определяется значением коэффициента вывода излучения $\eta_{\text{extraction}}$. При разработке микрорезонатора его конструкция оптимизировалась с целью достижения

максимального значения $\eta_{\text{external}} \approx \eta_{\text{extraction}}$ фундаментальной моды. Были проведены расчеты основных характеристик фундаментальной моды, таких как: частота фундаментальной моды ω_{cavity} , распределение электрических и магнитных полей $E(r)$, $H(r)$, распределение потока электромагнитной энергии $S(r)$, добротность микрорезонатора для фундаментальной моды Q , объем фундаментальной моды V , частота осцилляций Раби Ω_{Rabi} и фактор Пурселла для фундаментальной моды F_{Purcell} . Квантовая эффективность излучателя определялась следующим образом:

$$\eta_{\text{external}} \approx \eta_{\text{extraction}} = \beta_{\text{coupl.}} \times \eta_{\text{mode conf.}}$$

Здесь $\beta_{\text{coupl.}}$ - эффективность связи фотона с фундаментальной модой, которая задается фактором Пурселла [2] и $\eta_{\text{mode conf.}}$ - конфигурационный параметр, задающий отношение мощности потока, формирующего выходной сигнал излучателя, к суммарной мощности потерь в микрорезонаторе. На основании результатов расчетов были определены оптимальные конфигурации микрорезонаторов, обеспечивающие высокую внешнюю квантовую эффективность однофотонных излучателей. Для брэгговских микрорезонаторов, образованных отражателями, содержащими 10 и 25 периодов четвертьволновых слоев GaAs/AlGaAs, соответственно, в верхнем и нижнем зеркале, добротность для фундаментальной моды составляет $Q \approx 10^3$ и этот параметр не существенно зависит от диаметра оксидной апертуры A . Объем фундаментальной моды V для данного типа микрорезонатора существенно зависит от размера оксидной апертуры A , причем эта зависимость немонотонна (рис.4,5). Минимальное значение объема фундаментальной моды составляет $V_{\text{min}} \approx 0.25 \lambda^3$ или, в единицах λ^3 , $V_{\text{min}} \approx 10 \lambda^3$, оно достигается при диаметре оксидной апертуры $A=1 \mu\text{м}$. Зависимость фактора Пурселла F_{Purcell} от диаметра оксидной апертуры A представлена на рис.6, максимальное значение фактора Пурселла ($F_{\text{Purcell}} \approx 5$) соответствует минимуму модового объема и также достигается при $A=1 \mu\text{м}$.

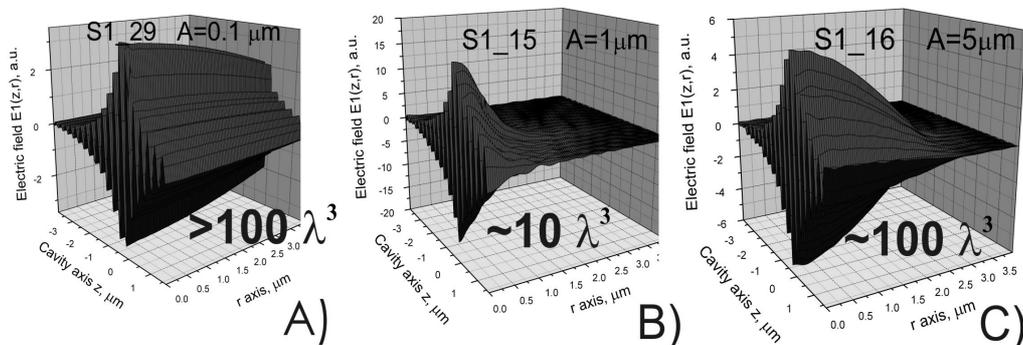


Рис.4. Распределение поперечной составляющей электрического поля $E_1(z,r)$ фундаментальной моды в пределах брэгговского микрорезонатора, при диаметре оксидной апертуры $A=0.1 \mu\text{м}$ объем моды $V > 100 \lambda^3$ (A), при $A=1 \mu\text{м}$ $V \approx 10 \lambda^3$ (B) и при $A=5 \mu\text{м}$ $V \approx 100 \lambda^3$ (C).

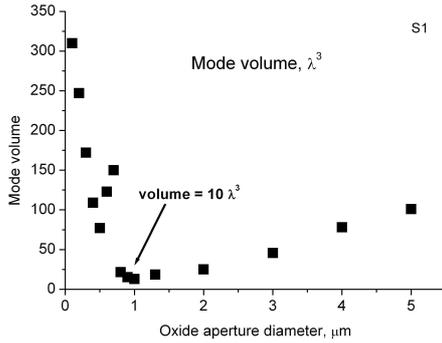


Рис.5. Зависимость объема фундаментальной моды V микрорезонатора (в единицах λ^3) от диаметра оксидной апертуры A .

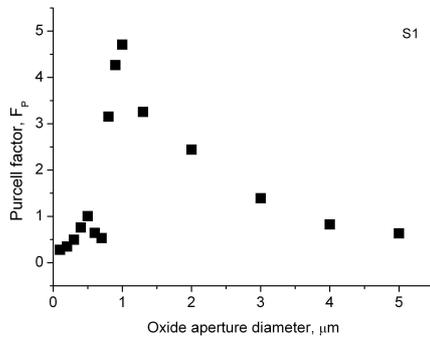


Рис.6. Зависимость фактора Пурселла для фундаментальной моды микрорезонатора от диаметра оксидной апертуры A .

За счет наибольшего значения фактора Пурселла при $A=1\mu\text{м}$ параметр β_{coupl} также достигает максимума при $A=1\mu\text{м}$, его максимальное значение составляет $\beta_{\text{coupl}}=0.83$. Конфигурационный параметр $\eta_{\text{mode conf}}$ не существенно зависит от диаметра оксидной апертуры, при $A=1\mu\text{м}$ $\eta_{\text{mode conf}}=0.95$. Итоговая зависимость, задающая величину внешней квантовой эффективности излучателя η_{external} от диаметра оксидной апертуры A приведена на рис.7.

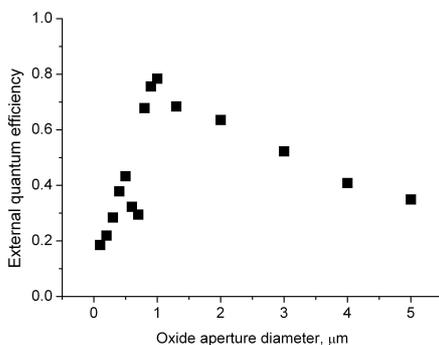


Рис.7. Зависимость параметра внешней квантовой эффективности однофотонного излучателя η_{external} от диаметра оксидной апертуры A .

Как видно из рисунка, параметр внешней квантовой эффективности однофотонного излучателя может достигать высоких значений, при $A=1\mu\text{м}$ он составляет $\eta_{\text{external}} \approx 0.78$.

Таким образом, представленные данные расчетов демонстрируют возможность существенного увеличения параметра внешней квантовой эффективности однофотонных излучателей с токовой накачкой при использовании полупроводниковых брэгговских микрорезонаторов.

Практическая реализация таких излучателей с эффективностью на уровне 70% и выше откроет новые возможности в разработке систем квантовой криптографии и квантовых вычислений.

[1] “The Physics of Quantum Information: Quantum Cryptography, Quantum Teleportation, Quantum Computation”, ed. by D. Bouwmeester, A. Ekert, A. Zeilinger, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 315 pages, (2001).

[2] “Single Quantum Dots: Fundamentals, Applications and New Concepts”, ed. by P. Michler, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 352 pages, (2003).

[3] M. Grundmann, “The Physics of Semiconductors: An Introduction Including Devices and Nanophysics”, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 689 pages, (2006).

[4] C. Santori, S. Gotzinger, Y. Yamamoto, S. Kako, K. Hoshino and Y. Arakawa, Appl. Phys. Lett., 87, 051916 (2005), Nature, 22 October, 1 (2006).

[5] K. Sebald, P. Michler, T. Passow, D. Hommel, G. Bacher, A. Forchel, Appl. Phys. Lett., 81, 2920 (2002).

[6] A. F. Jarjour, R. A. Taylor, R. A. Oliver, M. J. Kappers, C. J. Humphreys, A. Tahaoui, Appl. Phys. Lett., 91, 052101 (2007).

[7] V. Zwiller, T. Aichele, W. Seifert, J. Persson and O. Benson, Appl. Phys. Lett., 82, 1509 (2003).

[8] A. Lochmann, E. Stock, O. Schulz, F. Hopfer, D. Bimberg, V. A. Haisler, A. I. Toropov, A. K. Bakarov, A. K. Kalagin, Electronics Letters, 42, 774 (2006).

[9] A. Lochmann, E. Stock, O. Schulz, F. Hopfer, D. Bimberg, V. A. Haisler, A. I. Toropov, A. K. Bakarov, M. Scholz, S. Buttner, O. Benson, phys. Stat. sol.(c), 4, 547 (2007).

[10] M. Scholz, S. Buttner, O. Benson, A. I. Toropov, A. K. Bakarov, A. K. Kalagin, A. Lochmann, E. Stock, O. Schulz, F. Hopfer, V. A. Haisler, D. Bimberg, Optics Express, 15, 9107 (2007)

[11] “Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices”, ed. by H. E. Li, K. Iga, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 365 pages, (2003).

Фотогальванические эффекты в GaN/AlGaN двумерных структурах.

В.В. Бельков¹, С.Д. Ганичев², Л.Е. Голуб¹, Е.Л. Ивченко¹

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

² Terahertz Center, University of Regensburg, 93040 Regensburg, Germany

E-mail: bel@epi.ioffe.ru

Гетероструктуры на основе нитрида галлия представляются перспективными материалами спинтроники ввиду низкого темпа спиновой релаксации в них и ожидаемой возможности реализации высокотемпературного ферромагнетизма путем соответствующего легирования. Вместе с тем, для этих структур, благодаря сильному пьезоэлектрическому эффекту, характерно наличие встроенного электрического поля. Это может приводить к появлению существенного спинового расщепления, необычного для широкозонных материалов. В настоящей работе в нитридных структурах обнаружены и изучены обусловленные снятием спинового вырождения фотогальванические эффекты (циркулярный, магнито-индуцированный и спин-гальванический).

В экспериментах исследовались GaN/AlGaN гетеропереходы n-типа, выращенные на (0001)-сапфировых подложках. В качестве возбуждающего использовалось линейно или эллиптически поляризованное излучение среднего и дальнего ИК диапазонов ($\lambda = 9 \div 496 \mu\text{m}$, длительность импульса 100 ns). К образцу могло быть приложено магнитное поле, направленное параллельно плоскости гетероструктуры. Регистрировались возникающие в образце фототоки. Варьировалось как направление плоскости поляризации излучения, так и взаимная ориентация измеряемого тока и направления магнитного поля.

При нормальном падении линейно поляризованного излучения наблюдался фототок, имеющий как перпендикулярную, так и параллельную магнитному полю компоненты. Величина тока пропорциональна напряженности магнитного поля. Получены и проанализированы поляризационные зависимости фототока.

Возбуждение эллиптически поляризо-

ванным светом сопровождается появлением фототока, параллельного магнитному полю. Величина сигнала пропорциональна как напряженности поля, так и степени циркулярной поляризации излучения (спин-гальванический эффект).

При наклонном падении эллиптически поляризованного света в отсутствие магнитного поля также наблюдался фототок, пропорциональный степени циркулярной поляризации излучения (циркулярный фотогальванический эффект). Спектральная зависимость сигнала позволяет заключить, что в области среднего ИК диапазона эффект обусловлен межподзонным поглощением излучения, тогда как в области дальнего ИК поглощением Друде (при этом величина сигнала пропорциональна квадрату длины волны возбуждающего излучения).

В работе предложены микроскопические механизмы наблюдаемых эффектов, проанализированы процессы в спиновой системе полупроводника, приводящие к генерации фототоков, определена специфика фотогальванических эффектов в гексагональных структурах.

Результаты экспериментального исследования поляризационных и температурной (4.2 ÷ 300 K) зависимостей фототока, а также зависимость величины сигнала от угла падения света, согласуются с выводами, полученными в рамках проведенного феноменологического и микроскопического анализа эффектов. Обнаружение указанных эффектов свидетельствует о наличии в GaN/AlGaN структурах существенного спинового расщепления, обусловленного структурной асимметрией.

[1] W. Weber, S. Seidl, V.V. Bel'kov *et al.*, *Solid State Commun.* **148**, 56 (2008).

Магнитотуннельная спектроскопия поляронов в квантовой яме, сформированной в двухбарьерной гетероструктуре типа $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$.

В. Г. Попов, L. Eaves¹, О. Макаровский¹

Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка, Московская обл., 142432

¹School of Physics and Astronomy of Nottingham University, Nottingham NG7 2RD, UK.

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

Введение

Магнитотуннельная спектроскопия (МС) это новый вид туннельной спектроскопии, позволяющий исследовать спектр низкоразмерных систем разных значениях импульса носителей. В данном случае при туннелировании в планарном магнитном поле носитель тока приобретает дополнительный импульс в результате, чего особенности когерентного туннелирования на вольт-амперной характеристике (ВАХ) туннельного диода изменяют свое положение по напряжению. Величина изменения импульса δp определяется величиной магнитного поля B , зарядом носителей e и так называемым туннельным расстоянием, величиной близкой к толщине туннельного барьера Δz_{12} , при этом $\delta p = eB\Delta z_{12}$. Таким образом, исследуя ВАХ диода в разных магнитных полях, можно получить информацию о дисперсии носителей в низкоразмерных системах. МС достаточно успешно использовалась для исследования спектров квантовых ям в валентной зоне GaAs [1] и ям, с растворами азота в GaAs [2], подобная методика применяется для исследования волновых функций в квантовых точках [3]. В данной работе мы представляем результаты исследования спектра квантовой ямы в зоне проводимости GaAs, сформированной в двухбарьерной гетероструктуре типа $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ при энергии близкой к энергии продольного оптического фонона в GaAs. Необходимо отметить, что GaAs полярный полупроводник и взаимодействие оптических фононов с электронами достаточно велико. Подобное взаимодействие проявляется в формировании поляронов, что приводит в частности к такому эффекту как антикроссинг в спектре электрона при энергии оптического фонона [4].

Электрон-фононное взаимодействие приводит также к возникновению пиковых особенностей на ВАХ туннельных диодов [5]. Ранее данные особенности объяснялись, туннелированием электронов, стимулированным излучением оптических фононов. В данной работе мы предлагаем новый взгляд на происхождение данных особенностей, а именно в наших образцах, по-видимому, большую роль играют особенности, связанные с резонансным туннелированием в двумерные поляронные состояния.

Эксперимент

В данной работе исследовались туннельные диоды, изготовленные из двухбарьерной гетероструктуры, выращенной методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs в направлении (100). В данной структуре слой квантовой ямы из GaAs толщиной 8 нм, располагался между барьерными слоями $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ толщинами 6 нм, барьерные слои отделялись от сильнолегированных слоев GaAs при помощи нелегированных слоев GaAs – спейсеров толщиной 50 нм. Сильнолегированные области создавались легированием атомами Si с концентрацией $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Туннельные диоды изготавливались стандартными методами фотолитографии и жидкого химического травления, и представляли собой цилиндры диаметрами 25 мкм.

ВАХ одного из диодов представлена на рис. 1 квадратными символами. Токковый пик на ВАХ (см. пик p на рис 1.) связан с резонансным

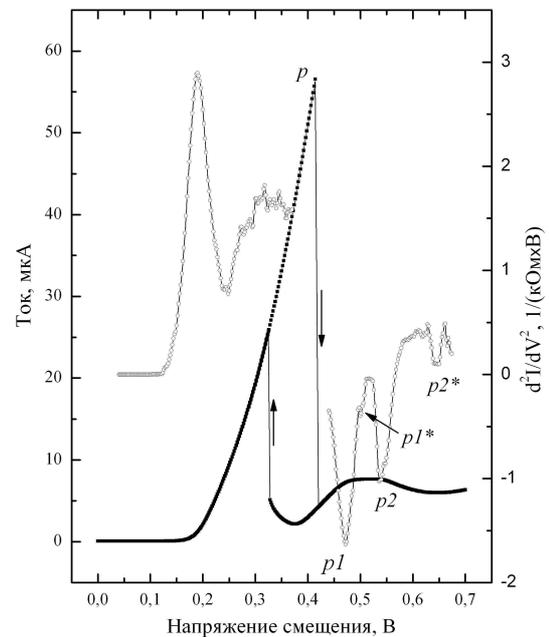


Рис. 1. Вольтамперная характеристика диода и вторая производная тока по напряжению. ВАХ представлена полными квадратами. Вторая производная показана пустыми кружками. Стрелками с линиями обозначены переключения на ВАХ в области бистабильности.

туннелированием между основными двумерными подзонами E_{01} и E_{02} (см. рис. 2(a)). При этом двумерная система с уровнем возникает в результате аккумуляции заряда в спейсерном слое GaAs. Пик p наблюдается при напряжении $V = V_p$, при котором выполняется резонансное условие:

$$E_{01}(V_p) = E_{02}(V_p) \quad (1)$$

Наряду с пиком на ВАХ наблюдается область бистабильности, связанная с накоплением заряда в квантовой яме на уровне E_{02} . Расщепленный пик при $V \approx 0.5$ В соответствует так называемой фоновой реплике. Ранее подобные особенности объясняли туннелированием электронов с испусканием оптических фононов в GaAs и $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$. При этом пики в токе должны наблюдаться при следующих резонансных условиях:

$$E_{01}(V_{p1,2}) = E_{02}(V_{p1,2}) + \hbar\omega_{1,2} \quad (2)$$

где $\hbar\omega_1 = 36$ мэВ, и $\hbar\omega_2 = 53$ мэВ – энергии продольных оптических фононов в GaAs и $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$. Для того, чтобы различить пики от разных фононов была получена вторая производная тока по напряжению. В этом случае пикам в токе соответствуют минимумы $p1$ и $p2$ во второй производной (см. рис. 1). Интересно отметить, что наряду с минимумами $p1$ и $p2$ наблюдаются другие с меньшей амплитудой $p1^*$ и $p2^*$.

В магнитном поле параллельном плоскостям двумерных систем резонансный пик p уширился и сместился в сторону больших напряжений смещения, что находится в соответствии с

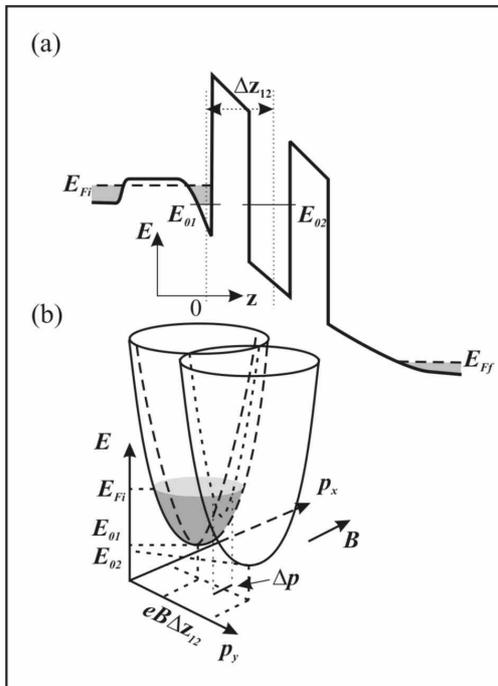


Рис. 2. (а) Схематически изображен профиль дна зоны проводимости и квантовые уровни основных подзон туннельного диода при приложенном напряжении. (б) Схематически представлены дисперсионные поверхности в двумерных подзонах в планарном магнитном поле. На пересечении данных поверхностей, показанном пунктирной линией, находятся резонансные состояния.

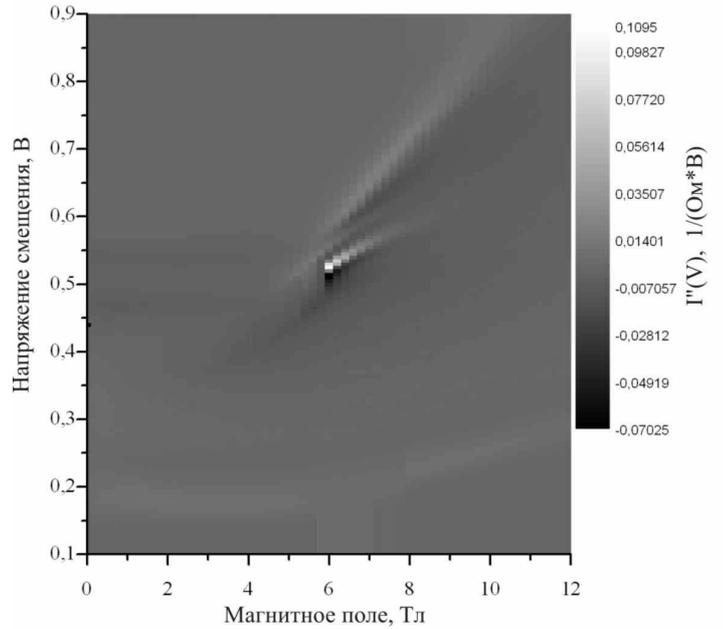


Рис. 3. Туннельные спектры в зависимости от планарного магнитного поля. В данном случае минимумы во второй производной $I''(V)$ соответствуют пикам в токе. Фоновые реплики расположены при $V_{p1} = 0.47$ В и $V_{p2} = 0.55$ В. Резонансные особенности в слабых полях до 4 Тл не показаны, поскольку при данных напряжениях существуют неустойчивости тока, которые затрудняют интерпретацию данных. Начиная с 4 Тл, резонансная особенность, проявляется как минимум при $V_p = 0.4$ В.

представлениями МС описанными выше. Для более тщательного анализа данного смещения на рисунке 3 представлены зависимости второй производной от напряжения при разных величинах магнитного поля. Из рисунка видно, что резонансный минимум во второй производной смещается в сторону больших напряжений смещения. А при напряжениях смещения соответствующих фоновым репликам V_{p1} и V_{p2} происходит антикроссинг. Кроме того, хотелось бы отметить слабую магнитную зависимость фоновых особенностей от магнитного поля.

Обсуждение

Понять сдвиг резонанса в планарном магнитном поле можно, рассматривая условия резонансного туннелирования. При этом удобно рассуждать в рамках приближения туннельного гамильтониана, суть которого в том, что процесс туннелирования рассматривается как квантовый переход из одного состояния в другое, но при этом переходе должны сохраниться все квантовые числа, т. е. энергия и обобщенный импульс электрона в магнитном поле. Поскольку двумерные системы разнесены по координате z на расстояние Δz_{12} , обобщенный импульс различен для электронов с одинаковым импульсом на величину $\delta p = eB\Delta z_{12}$. То же на квазиклассическом языке означает, что для

того чтобы туннелировать электрон должен изменить свой импульс на δp из-за действия силы Лоренца. В этом случае Δz_{12} это среднее по волновым функциям расстояние между двумерными системами (см. рис. 2(а)). Для нахождения условий резонансного туннелирования рассмотрим условия сохранения энергии и обобщенного импульса графически в фазовом пространстве энергии и обобщенных импульсов (см. рис. 2(б)). При этом мы будем для простоты полагать закон дисперсии электронов параболическим, это означает, что двумерные состояния электронов в фазовом пространстве находятся на поверхности параболоидов. Параболоиды эти в двумерных системах смещены относительно друг друга на величину δp , а резонансные состояния находятся на пересечении параболоидов (см. пунктирную линию на рис. 2(б)). В этом случае в туннелирование принимают участие только те резонансные состояния, которые находятся ниже по энергии, чем уровень Ферми в эмиттере E_{Fi} . Количество их, а значит и ток, протекающий через них, пропорциональны длине проекции Δp части кривой пересечения (см. рис. 2(б)). Изменяя магнитное поле, мы сдвигаем параболоиды вдоль оси обобщенного импульса и меняем проекцию Δp . Прикладывая напряжение смещения, мы сдвигаем параболоиды вдоль оси энергии, что так же приводит к изменению Δp . Из рисунка 2(б) легко видно, что проекция достигает максимального значения, когда кривая пересечения проходит через основание параболоида двумерной системы с уровнем E_{01} , что выполняется при следующем условии:

$$E_{01}(V) = E_{02}(V) + E_{QW}(\delta p) \quad (3)$$

где $E_{QW}(p)$ – выражение, описывающее дисперсионную поверхность в обобщенном, фазовом пространстве. Прикладывая напряжение, мы изменяем энергии уровней $E_{01,2}$, при этом их разница изменяется с достаточной степенью точности линейно с напряжением, если пренебречь эффектами накопления заряда в квантовой яме:

$$E_{01}(V) - E_{02}(V) = \alpha eV - \Delta E_{12} \quad (4)$$

где ΔE_{12} – разница уровней при нулевом напряжении, α – так называемый фактор рычага, который определяется из толщин барьерных и спейсерных слоев, а также туннельным расстоянием Δz_{12} . С учетом выражений (3) и (4) получается выражение для положения пика в токе:

$$V_p = (E_{QW}(\delta p) + \Delta E_{12})/\alpha e \quad (5)$$

Таким образом, положение пика в токе должно смещаться в сторону больших напряжений в соответствии с дисперсионной зависимостью $E_{QW}(p)$, что и составляет суть метода МС. Таким образом, если в дисперсионной зависимости существует эффект антикроссинга, это неизбежно приведет к антикроссигу в магнитной зависимости положения резонансного пика. Следовательно наблюдаемый антикроссинг можно связать с антикроссингом в дисперсионной зависимости электронов в квантовой яме из-за образования поляронных состояний.

Следует отметить, что поляроны, по-видимому, возникают как с участием оптических фононов и в GaAs, и в $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$. Поскольку следы антикроссинга видны и при $B \approx 5$ Т, когда резонансный пик приближается первой фононной реплике. Наблюдать этот антикроссинг затрудняет наличие области бистабильности на ВАХ из-за накопления заряда в квантовой яме.

Интересно отметить, что, судя по рис. 3, одной фононной реплике соответствуют два минимума, во второй производной. Данные минимумы обозначены $p1^*$ и $p2^*$ на рисунке 1. Наличие двух минимумов, как и антикроссинг невозможно объяснить только в рамках модели туннелирования с излучением фононов. Если же рассмотреть формирование поляронных состояний, то данный эффект можно объяснить следующим образом. Присутствие антикроссинга говорит о наличии двумерных поляронных подзон в электронном спектре. Соответственно должно наблюдаться резонансное туннелирование электронов в эти подзоны. По-видимому, больший по амплитуде минимум во второй производной соответствует резонансному туннелированию в поляронные состояния, а меньший минимум описывается туннелированием с испусканием фононов. Для того чтобы подтвердить это, необходимо рассмотреть

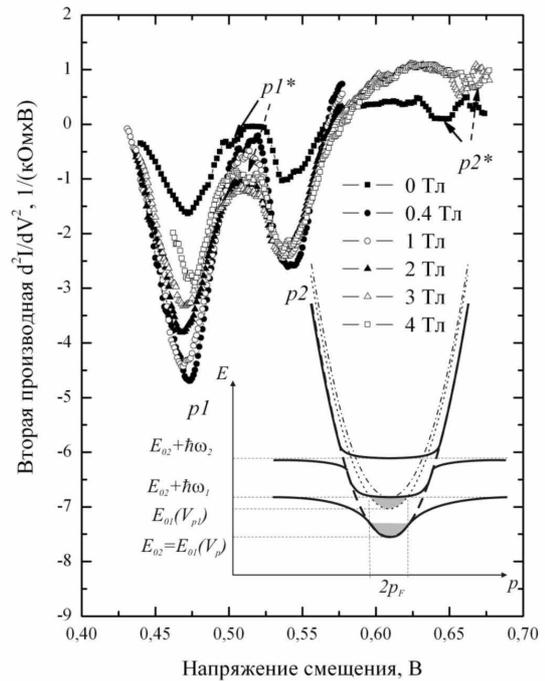


Рис. 4. Фононные реплики в виде минимумов второй производной тока по напряжению в магнитных полях ниже 4 Тл. На вставке непрерывными линиями изображен спектр квантовой ямы с учетом поляронных состояний и спектр в эмиттерной двумерной системе при напряжениях: резонансного туннелирования – штриховая линия; максимума тока туннелирования в поляронные состояния – пунктирная линия; максимума тока туннелирования с испусканием оптического фотона в GaAs.

при каких условиях может осуществляться такое туннелирование. Рассмотрим спектры двумерных систем в нулевом магнитном поле, но с учетом поляронных состояний (см. вставку к рис. 4). Туннельный ток пропорционален количеству резонансных состояний, располагающихся по энергии ниже уровня Ферми в эмиттере. А резонансные состояния пропорциональны длине кривой пересечения дисперсионных поверхностей. Из-за большой массы поляронов у них практически отсутствует дисперсия при малых импульсах, поэтому максимальным будет пересечение, когда уровень Ферми E_{Fi} приблизится к энергии двумерных поляронов т. е.:

$$E_{Fi}(V_{p1,2}) = E_{02}(V_{p1,2}) + \hbar\omega_{1,2} \quad (6)$$

(см. вставку к рис. 4 пунктирную линию). А максимум туннельного тока с испусканием фононов описывается выражением (2). Таким образом, при увеличении напряжения после резонансного пика при V_p , сначала возникает особенность резонансного туннелирования в поляронные состояния при $V_{p1,2}$, и только при дальнейшем увеличении напряжения начинаются процессы туннелирования с испусканием фононов $V_{p1,2}^*$.

Следует отметить, что предложенная модель также удачно объясняет слабую магнитную зависимость положений минимумов $p1$ и $p2$. Причина в той же слабой дисперсии поляронов при малых импульсах, поэтому при малых смещениях δp в слабых магнитных полях максимум тока по-прежнему определяется выражением (6). А вот особенности туннелирования с испусканием фононов заметно более чувствительны к полю. Как показано на рисунке 4. Существует значительный сдвиг особенностей в поле 4 Т, их положения указаны штриховыми стрелками на рисунке 4. Магнитный сдвиг особенностей туннелирования с испусканием фононов можно ожидать, поскольку при туннелировании наиболее эффективно испускаются фононы в направлении перпендикулярном слоям, т. е. планарная компонента импульса сохраняется, как и в случае когерентного туннелирования, именно поэтому справедливы выражения (2). В магнитном же поле должна сохраняться планарная компонента обобщенного импульса, что и приводит к сдвигу особенности в магнитном поле, аналогичному сдвигу основного резонансного пика p .

Заключение

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования резонансного туннелирования электронов в двухбарьерной гетероструктуре типа $Al_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ в планарном магнитном поле. Впервые обнаружен антикроссинг резонансных особенностей при приближении энергии туннелирующих электронов к энергиям продольных оптических фононов. Впервые было обнаружено, что каждой фононной реплике соответствуют два минимума во второй производной, т. е. была обнаружена дополнительная структура фононных реплик.

Экспериментальные результаты удалось качественно объяснить в рамках модели формирования двумерных поляронных подзон. При этом основной вклад в фононные реплики дает резонансное туннелирование в поляронные подзоны.

Работа поддержана программой РАН «Квантовые наноструктуры», грантами РФФИ (№07-02-00487) и ИНТАС (YSF 05-109-4786).

[1] R. K. Hayden, et al. Phys. Rev. Lett. **66**, 1749 (1991).

[2] J. Endicott, et al. Phys. Rev. Lett. **91**, 126802 (2003).

[3] E. E. Vdovin, et al. Science **290**, 122 (2000).

[4] J. T. DeVreese, *Polarons in Ionic Crystals and Polar Semiconductors*, edited by J. T. DeVreese (North-Holland, Amsterdam) 1972.

[5] H. Mizuta and T. Tanoue, *The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1995), p. 53.

Кинетика фотопроводимости в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ при воздействии мощного терагерцового лазерного излучения.

Д.Р. Хохлов¹, Л.И. Рябова¹, А.В. Никорич², С.Д. Ганичев³, С.Н. Данилов³,
В.В. Бельков^{3,4}

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

² Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, Молдова

³ Физический факультет, университет Регенсбурга, Германия

⁴ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: khokhlov@mig.phys.msu.ru

Легирование узкощелевых полупроводников на основе теллурида свинца некоторыми элементами III группы приводит к появлению эффектов, нехарактерных для исходного материала. Так, при легировании сплавов $Pb_{1-x}Sn_xTe$ и $Pb_{1-x}Mn_xTe$ индием наблюдается эффект стабилизации уровня Ферми, а также долговременные релаксационные процессы при низких температурах, вызванные выведением системы из состояния равновесия, в частности, задержанная фотопроводимость [1].

Появление указанных эффектов обусловлено необычными свойствами примесных состояний, возникающих при легировании сплавов на основе теллурида свинца индием. В частности, эффект стабилизации уровня Ферми обусловлен тем, что примесь индия формирует центры с отрицательной корреляционной энергией, и поэтому основное состояние примесного центра является двухэлектронным. Возбуждение электронов в зону проводимости происходит через промежуточное одноэлектронное состояние примеси, расположенное по энергии выше дна зоны, что приводит к возникновению рекомбинационного барьера, препятствующего быстрой релаксации носителей при низких температурах [2].

Помимо этого, в спектре полупроводника формируются примесные метастабильные состояния, расположенные по энергии вблизи дна зоны проводимости [2]. Указанные состояния проявляют себя в целом ряде сильных неравновесных эффектов, наблюдающихся при низких температурах: гигантское отрицательное магнитосопротивление с амплитудой более 10^6 , фотоотклик на рекордно высоких для фотонных приемников длинах волн более 240 мкм, стимуляция квантовой эффективности до значений порядка 10^2 под действием радиочастотного импульса, гигантская диэлектрическая аномалия, проявляющаяся в повышении эффективной диэлектрической проницаемости до значений порядка 10^6 под действием инфракрасного излучения, усиленный диамагнитный отклик, составляющий порядка 1% от идеального и многие другие [3].

В то же время многие вопросы, касающиеся характера фотопроводимости в легированных индием сплавах на основе теллурида свинца остаются открытыми. Так, до сих пор остается неясным вопрос о длине волны красной границы фотоэффекта в этих материалах. Кроме того, вопрос об эффективности использования $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ в качестве приемников коротких импульсов излучения

В настоящей работе проведены исследования кинетики фотопроводимости в $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ при воздействии импульсов мощного терагерцового лазерного излучения длительностью около 100 нс. Длина волны лазерного излучения составляла 90, 148 и 280 мкм, температура образца изменялась от 4.2 до 300 К. Значительный сигнал фотопроводимости зарегистрирован для всех использованных длин волн лазерного излучения. При самых низких температурах наблюдается задержанная фотопроводимость с характерными временами релаксации, существенно превышающими длительность лазерного импульса. По мере повышения температуры характер кинетики фотопроводимости изменяется, и временной профиль сигнала проводимости начинает повторять временной профиль лазерного импульса. (Рис.1)

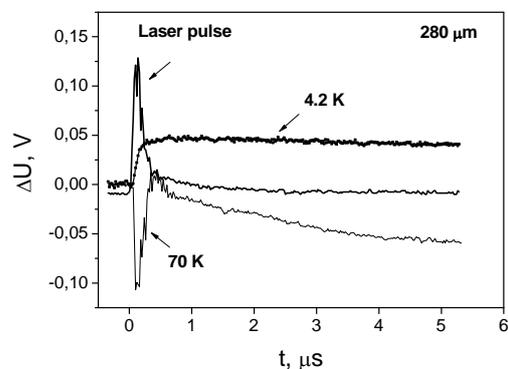


Рис.1. Кинетика фотопроводимости под действием лазерного импульса с длиной волны 280 мкм при разных температурах.

Важно отметить, что если задержанная фотопроводимость, наблюдающаяся при

высоких температурах является положительной, то фотопроводимость, наблюдающаяся при более высоких температурах, является отрицательной, т.е. сопротивление полупроводника возрастает при подсветке (см. Рис.1).

Кроме того, зависимости амплитуды эффекта от падающей мощности для положительной и отрицательной фотопроводимости являются существенно разными. Мощность излучения изменялась путем введения аттенуаторов в лазерный луч. Зависимости сигнала фотопроводимости от количества введенных аттенуаторов для температур 4.2 К (положительная задержанная фотопроводимость) и 70 К (отрицательная фотопроводимость) приведены на рис.2,3, соответственно.

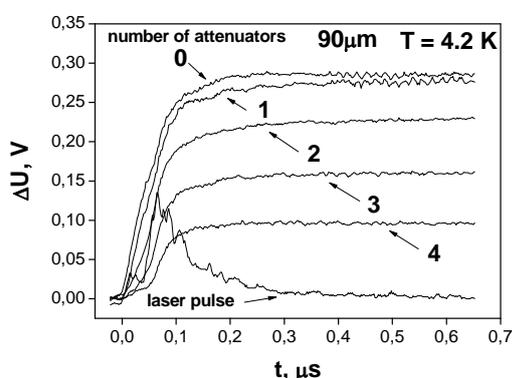


Рис.2. Зависимость фотоотклика на длине волны 90 мкм от количества аттенуаторов при температуре $T = 4.2$ К. Отдельно показана форма лазерного импульса.

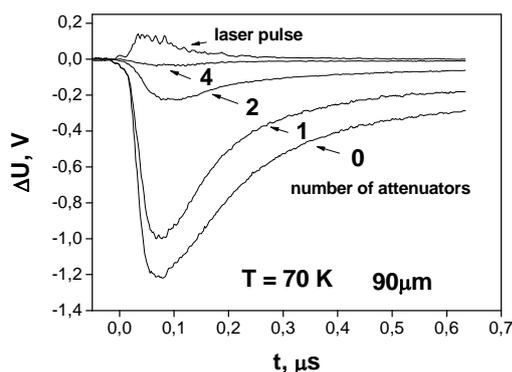


Рис.3. Зависимость фотоотклика на длине волны 90 мкм от количества аттенуаторов при температуре $T = 70$ К. Отдельно показана форма лазерного импульса.

Если зависимость амплитуды отрицательного фотоотклика пропорциональна мощности падающего лазерного импульса, то для положительной задержанной фотопроводимости эта зависимость существенно более слабая (Рис.4). Это означает, что амплитуда лазерного импульса настолько велика,

что существует эффект насыщения амплитуды задержанной фотопроводимости от падающей мощности.

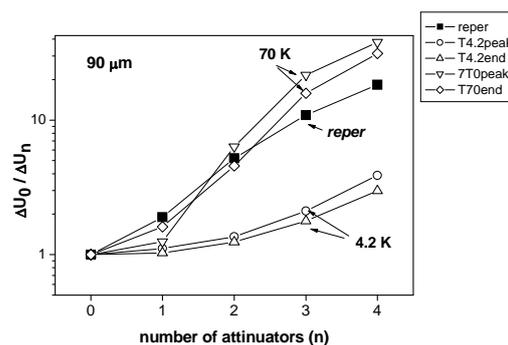


Рис.4. Зависимость амплитуды фотоотклика от количества аттенуаторов для отрицательной фотопроводимости и положительной фотопроводимости.

Вышеупомянутые особенности указывают на то, что механизмы, ответственные за появление положительной и отрицательной фотопроводимости, различны. По всей вероятности, низкотемпературная задержанная фотопроводимость обусловлена фотоактивацией носителей заряда с примесных метастабильных состояний, что приводит к повышению концентрации свободных неравновесных электронов. Напротив, отрицательный фотоотклик, наблюдающийся при более высоких температурах, наиболее вероятно, обусловлен разогревом свободных носителей заряда лазерным импульсом и, соответственно, уменьшением их подвижности при неизменной концентрации.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ № 07-02-01406, 08-02-00306 и 08-02-90104.

[1] Б.А.Волков, Л.И.Рябова, Д.Р.Хохлов. УФН, **172**, 875 (2002).
 [2] Л.И.Рябова, Д.Р.Хохлов. Письма в ЖЭТФ, **80**, 143 (2004).
 [3] Д.Р.Хохлов. УФН, **176**, 983 (2006).

Физические явления и технологии в основе полупроводниковых наноструктур с квантовыми точками для ИК диапазона.

А. В. Двуреченский, А. И. Якимов

Институт физики полупроводников СО РАН, проспект ак. Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия
E-mail: dvurech@isp.nsc.ru

Полупроводниковые структуры с квантовыми точками (КТ) характеризуются рядом обнаруженных в них явлений и проявляемых ими свойств, представляющих интерес для проведения фундаментальных исследований и привлекательных в нано- и оптоэлектронике [1]. Снятие запрета на оптические переходы, поляризованные в плоскости роста структур с КТ, обеспечили возможность поглощения электромагнитного излучения при нормальном падении света, в отличие от структур с квантовыми ямами и проволоками. Ансамбль КТ характеризуется большим временем жизни неравновесных носителей заряда по сравнению с системами более высокой размерности вследствие снижения процесса рассеяния на фононах. В ансамблях КТ уменьшается скорость термической генерации носителей заряда вследствие дискретности энергетического спектра, возрастает величина силы осциллятора для внутризонных и экситонных переходов вследствие локализации волновой функции во всех трех направлениях.

Круг проблем, над решением которых продолжается работа мирового научного сообщества, заключается: а) в повышении однородности массива КТ по размерам с сохранением единой формы и элементного состава КТ; б) в управлении пространственным расположением КТ (пространственно-упорядоченные массивы), плотностью КТ с возможностью получения предельно плотных и разряженных массивов; в) в снижении плотности дефектов – протяженных (дислокации) и точечных дефектов. Особый интерес представляют КТ малых размеров (≤ 10 нм), как искусственных атомов с небольшим числом связанных состояний, характеризующихся величиной энергетического зазора между дискретными уровнями, обеспечивающей работу приборов при комнатной температуре. Для практической реализации высокого коэффициента усиления в лазерах, большой квантовой эффективности фотоприемных устройств, заметного сдвига порогового напряжения в транзисторных элементах памяти и быстрой обработки информации в квантовых сетях необходимо обеспечить как можно большую концентрацию электронов в системе. В сочетании с дополнительным требованием на малый размер КТ это условие приводит к необходимости формирования массивов со слоевой плотностью порядка 10^{12} см⁻² (эта величина близка к предельной, отвечающей смыканию КТ в сплошной слой). Актуальной является также

проблема дизайна структур с определенным пространственным расположением слоев КТ, квантовых ям, способным значительно изменять электрические и оптические свойства низкоразмерных систем. Некоторые подходы в решении существующих проблем будут проиллюстрированы в основном на примере наноструктур Ge/Si и InAs/GaAs с КТ.

Однородность и плотность массива КТ. В настоящее время развито несколько подходов в управлении плотностью и дисперсией КТ по размерам. Большинство подходов основано на управлении процессами зарождения и последующего роста КТ. Очевидной является зависимость плотности КТ от температуры и плотности потока из молекулярных пучков. Менее очевидной оказалась зависимость однородности ансамбля КТ от потока материала, поставляемого на поверхность. Для системы Ge/Si было обнаружено, что повышение скорости роста на два порядка величины приводит к увеличению плотности КТ пирамидальной формы (“hut”-островки, основание 15 нм, высота 1,5 нм) германия в 5 раз (до значений $(3\div 6)\times 10^{11}$ см⁻²) и снижению их дисперсии по размерам при температуре роста 500 С [2]. Наименьший разброс по размерам, составляющий 15 % наблюдается на структурах, выращенных при относительно низких температурах (≤ 500 С) и с высокой скоростью осаждения. Высокая степень однородности (неоднородность $\pm 3\%$) отмечалась при росте в области более высоких температур (600 С) ансамбля крупных КТ (в виде dome-островков, 70 нм основание, 15 нм высота), плотность которых обычно невелика (3×10^9 см⁻²) [3]. Такие величины плотности КТ часто недостаточны для получения высоких значений параметров целого ряда приборов.

Помимо изменений параметров молекулярного пучка и температуры развиваются другие подходы в управлении зарождением и ростом КТ. К ним относятся: а) предварительное нанесение субмонослойных покрытий примесных элементов (сурьма, кислород); б) облучение собственными ионами малых энергий в процессе гетероэпитаксии; в) создание напряженного слоя (предварительный рост слоев твердого раствора); г) формирование мест зарождения при отклонении поверхности роста от сингулярных плоскостей или травлении локальных областей после прецизионных операций литографии.

Зарождение КТ путем импульсного воздействия собственными низкоэнергетическими (~100 эВ) ионами в определенные моменты времени по степени заполнения монослоя в процессе гетероэпитаксии Ge/Si из молекулярных пучков обеспечило формирование более плотного массива КТ (до 10^{12} см⁻²) и повышение его однородности (неоднородность до 11%). В работе [4] предложена модель ионно-стимулированного роста нанокристаллов Ge на поверхности Si, включающая в себя: осаждение из молекулярного пучка; поверхностную диффузию адатомов; генерацию междоузельных атомов и вакансий ионным пучком в приповерхностном объеме растущего слоя. Предполагалось, что деформация поверхностного слоя приводит к изменению энергии связи адатома. В модели учитывалась как деформации вследствие рассогласования решеток Ge и Si, так и деформации, обусловленные образованием вакансионных и междоузельных комплексов в приповерхностном слое вследствие ионного облучения. Расчёты на основе предложенной модели показали, что центрами преимущественного зарождения трёхмерных островков на поверхности являются области локального растяжения, возникающие над комплексами междоузельных атомов или вакансий введенных ионным воздействием. Фактически это означает, что зарождение островков Ge происходит в местах наибольшего соответствия постоянных решетки Ge и Si.

Все рассматриваемые подходы основались на управлении процессом зарождения и роста КТ в процессе гетероэпитаксии. Принципиально другой подход предполагает возможность исправления неоднородности КТ в уже выращенной структуре с КТ, встроенными в кристаллическую матрицу. Подход основан на идее использования импульсного лазерного отжига слоев Ge/Si с квантовыми точками с целью улучшения однородности их структурных и электрофизических характеристик [5]. Суть предлагаемого подхода заключается в растворении более мелких КТ Ge в Si матрице при лазерно-индуцированном плавлении Ge и диффузионных процессах в системе жидкий Ge – окружающая твердофазная матрица Si. Температура плавления Ge (958.5°C) ниже температуры плавления Si (1410°C). Таким образом, импульсное лазерное воздействие способно осуществить плавление Ge КТ, оставляя окружающую кремниевую матрицу в твердой фазе. Время последующего затвердевания определяется диффузией тепла из нагретого приповерхностного слоя Si со встроенными КТ Ge в подложку Si. Характерная длительность процесса остывания, когда толщина нагретого слоя много меньше толщины подложки, сравнима с длительностью импульсного лазерного воздействия, и определяется параметрами подложки. Поскольку мелкие КТ имеют большее отношение поверхность/объем, по сравнению с КТ больших размеров, то при фиксированном времени остывания мелкие КТ способны легче растворяться в окружающей матрице. В результате плотность

германиевых КТ может снизиться, размеры их подрасти, однако при этом должна существенно улучшиться однородность ансамбля КТ по размеру, составу и другим параметрам. Действительно, в обработанных лазером образцах происходит уменьшение разброса энергетических уровней в массиве КТ, что свидетельствует об увеличении однородности размеров нанокластеров под воздействием лазерного излучения.

Для системы InAs/GaAs высокие значения плотности КТ достигались добавлением потока Al, что обеспечивало получение плотности КТ 3×10^{11} см⁻² [6]. Фактически в данном случае зарождение управляется напряженными локальными областями при формировании твердого раствора.

Электронные состояния в наноструктурах с плотным массивом КТ. Основные свойства такого массива заключаются в проявлении туннельной связи между КТ, а также корреляционных эффектов вследствие дальнедействующего кулоновского взаимодействия и спиновых явлений. Для плотного массива КТ существенной оказалось еще одна характеристика наносистемы: упругие деформации, возникающие вследствие различия постоянных решеток материалов КТ и матрицы, в которую КТ встраиваются. В плотном массиве КТ возможно наложение полей упругих деформаций от соседних нанокристаллов, что приводит к явлениям, приводящим к существенному изменению электронных свойств наносистемы.

Прецизионное управление расстоянием между КТ достигается при росте многослойных структур (трехмерный массив КТ). В наноструктурах Ge/Si, InAs/GaAs, GaN/AlN рост многослойных структур способен приводить к формированию наносистемы, в которой КТ расположены строго друг над другом.

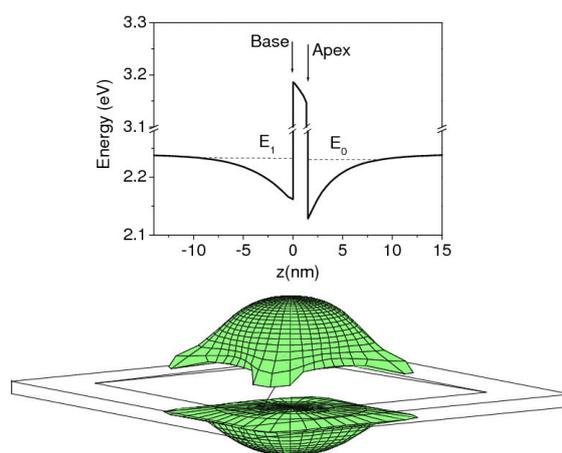


Рис.1. Потенциальные ямы для электронов на границе квантовой точки Ge в Si и профиль зоны проводимости вдоль оси симметрии КТ Ge.

Данные по пространственному распределению упругих деформаций в системе Ge/Si показывают, что максимальная величина деформаций в Si достигается в окрестности вершины нанок-

ристаллов Ge пирамидальной формы и представляет собой сжатие в направлении роста [001] и растяжение в плоскости структуры [2]. Деформации приводят к снятию шестикратного вырождения дельта-долин зоны проводимости Si, в результате низшими по энергии минимумами в деформированном Si оказываются две из шести дельта-долин, расположенные в направлении [001] в зоне Бриллюэна. Таким образом, в Si вблизи вершин нанокристаллов Ge пирамидальной формы возникают трехмерные потенциальные ямы для электронов, в которых образуются

связанные электронные состояния (Рис.1). Для одного слоя КТ такие ямы являются мелкими, энергия связи электрона в них составляет около 10 мэВ [2]. В многослойных структурах Ge/Si с вертикально совмещенным расположением нанокристаллов Ge дальнедействующие поля упругих деформаций складываются, и глубина потенциальной ямы для электронов в зоне проводимости Si значительно увеличивается, достигая величины 100 мэВ [7].

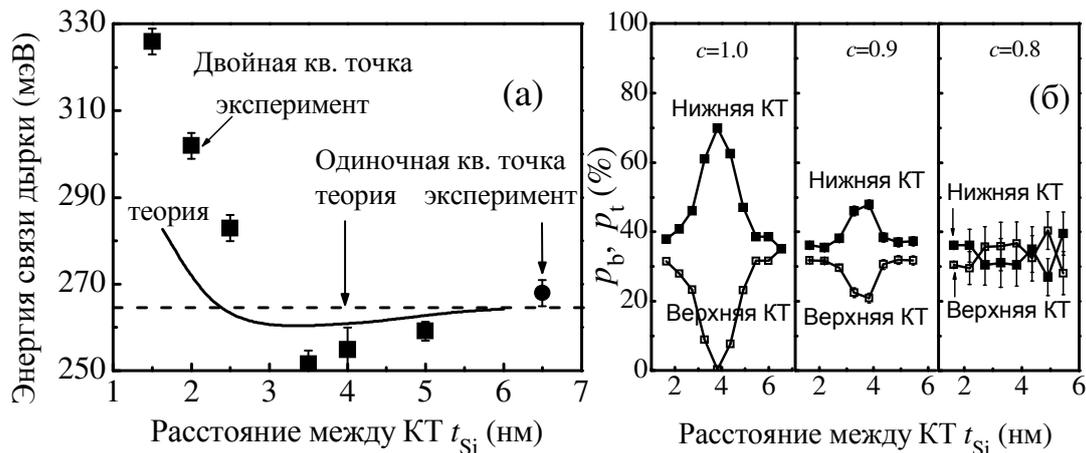


Рис. 2. (а) Энергия связи дырки в основном состоянии “двухатомной” квазимолекулы как функция толщины барьерного слоя Si между квантовыми точками Ge. Содержание Ge в нанокластерах $c=0.9$. Черные квадраты – экспериментальные данные, сплошная линия – теоретическая кривая. Штриховой линией показан расчетный энергетический уровень дырки в одиночной квантовой точке. Круглый маркер – результат измерений для структуры с одним слоем нанокластеров Ge. (б) Расчетные вероятности нахождения дырки в нижней (p_b) и в верхней (p_t) квантовых точках Ge_cSi_{1-c} как функция расстояния между нанокластерами t_{Si} и их состава.

Методом ЭПР получены прямые доказательства локализации электронов в трехмерной потенциальной яме, образующейся в напряженных слоях Si вблизи гетерограницы с нанокристаллами Ge [8]. Симметрия g-фактора соответствует аксиальной симметрии единичной дельта-долины зоны проводимости кремния, главные значения g-фактора соответствуют зоне проводимости объемного Si. Анизотропия ширины линии связана с существованием эффективного магнитного поля Бычкова-Рашба, возникающего вследствие туннельного переноса носителей между КТ со структурной асимметрией. Перенос заряда осуществляется преимущественно между близко расположенными КТ с сильной туннельной связью. Частота прыжков между квантовыми точками может рассматриваться как характерная частота флуктуаций эффективного магнитного поля. Из анализа угловой зависимости ширины ЭПР-линии была получена характерная частота флуктуаций $1/\tau_c=3 \times 10^{11} \text{c}^{-1}$ и величина эффективного магнитного поля $H_{BR} \approx 30 \text{ Гс}$. Перенос носителей заряда по цепочке вертикально сопряженных квантовых точек не приводит к возникновению магнитного поля Бычкова-Рашба. Важно отметить, что присутствующая дисперсия разме-

ров квантовых точек в 15 – 20 % практически не дает вклада в уширение линии сигнала ЭПР локализованных электронов, что важно при использовании такой спиновой системы для построения кубитов.

Основные изменения электронных свойств наносистемы с вертикально совмещенными квантовыми точками достаточно ярко иллюстрируются на примере двухатомной квазимолекулы, состоящей двух нанокристаллов Ge пирамидальной формы в матрице Si [9]. При сближении КТ Ge в составе двухатомной искусственной молекулы наблюдаются два эффекта, неожиданные с точки зрения традиционного квантовомеханического представления (Рис.2): 1) уменьшение энергии связи дырки в двойной квантовой точке по сравнению с энергией ионизации одиночной квантовой точки Ge; 2) разрушение гибридной волновой функции дырки в одной из квантовых точек и последующее восстановление молекулярной орбитали при продолжении сближения квантовых точек. Первый эффект обусловлен частичной релаксацией упругих напряжений в кристалле, вызванной взаимным влиянием нанокристаллов Ge в матрице Si. Вторым – асимметрией по-

тенциальной энергии дырки в двух квантовых точках, возникшей в результате наложения полей упругих деформаций вертикально совмещенных нанокластеров Ge.

Дизайн структур с КТ для фотоприемников ИК-диапазона. Возможность повышения температуры функционирования прибора до комнатных значений является одним из наиболее привлекательных параметров для приборов. Теоретический анализ показывает, что в области комнатной температуры ожидаемые темновые токи и обнаружительная способность D^* фотоприемника с КТ превышает D^* фотоприемника на основе твердого раствора кадмий-ртуть-теллур, являющего в настоящее время материалом номер один для фотоприемных устройств ИК-диапазона. Впечатляющими являются продемонстрированные возможности создания на структурах с КТ многоцветного фотоприемника в ближнем, дальнем ИК и терагерцового диапазонов, управления спектральным диапазоном работы прибора прикладываемым внешним смещением.

Большинство работ по разработке фотоприемников с КТ выполнено на основе соединений АЗВ5 (InAs, InGaAs, InAlAs/GaAs, GaN/AlN) и Ge/Si. Для соединений АЗВ5 основная проблема в достижении высоких значений параметров фотоприемника с КТ заключается в достаточно больших темновых токах, что, по-видимому, является следствием проявления дефектов (протяженных и точечных), образовавшихся в процессе роста структуры и формирования прибора. Снижение темнового тока удается достичь введением в процессе роста в систему с КТ двухбарьерной структуры, обеспечивающей резонансное туннелирование носителей заряда заданной энергии, связанной с полосой спектральной чувствительности детектора. Так в структурах $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$ с КТ темновые плотности тока снижались практически на два порядка при введении туннельной двухбарьерной структуры [6]. Лучшие значения плотности темнового тока при комнатной температуре достигали $0.1 \text{ A}/\text{cm}^2$. Для более полной реализации идеи с двухбарьерной структурой необходимо иметь однородный массив КТ, поскольку часть фототока теряется из-за дисперсии энергии локализованных состояний вследствие разброса размеров КТ. Авторы этой же работы отмечали снижение плотности темнового тока почти на два порядка при увеличении размеров КТ, что связывалось со снижением плотности дефектов.

Еще одно ограничение в достижении высоких значений параметров такого фотоприемника – влияние упругих деформаций, релаксация которых приводит к генерации дислокаций. Коэффициент поглощения на КТ $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ в GaAs составляет $\sim 10^4 \text{ cm}^{-1}$. Увеличение поглощения падающего на детектор излучения достигается путем создания многослойной структуры. Эксперименты показали, что накопление напряжений при росте многослойной системы со встроенными

ми двухбарьерными структурами ограничивает число слоев из-за введения дислокаций. В рассматриваемой системе InGaAs/GaAs число слоев не может быть больше 10, что ограничивает возможности достижения больших значений по фототоку и обнаружительной способности.

Структуры Ge/Si с КТ демонстрируют малые плотности темнового тока $(2-3) \times 10^{-5} \text{ A}/\text{cm}^2$ [2, 3]. Это обстоятельство обеспечивает получение достаточно высоких значений параметров фотоприемников Ge/Si с КТ в ближнем, среднем и дальнем ИК-диапазонах. Впервые на этих структурах были продемонстрированы возможности управления спектральным диапазоном работы детектора путем приложения внешнего смещения, продемонстрирован двухцветный приемник в среднем и дальнем ИК-диапазоне, полечены высокие значения обнаружительной способности при комнатной температуре. Проблемой такого материала остается малая по сравнению структурами на основе АЗВ5 сила осциллятора оптических переходов. Кроме того, энергетическая структура системы Ge/Si такова, что обеспечивает локализацию, прежде всего, дырок. Для локализации электронов необходим определенный дизайн системы, что обсуждалось выше. Возможность повышения силы осциллятора оптических переходов в системе Ge/Si может заключаться в управлении плотностью КТ в слое и дизайне многослойной структуры.

Работа выполнялась при поддержке грантов РФФИ (08-02-00121 и 06-02-16143), Госконтракта 02.513.11.3156.

- [1] Handbook of Semiconductor Nanostructures and Nanodevices. V.1. Quantum dots, Nanowires, and Self-Assemblies. Ed. Balandin A.A. and Wang K. New York, American Scientific Publishers. 2006.
- [2] Yakimov A.I., Dvurechenskii A.V., Nikiforov A.I. J. Nano- and Optoelectronics, **1**, № 2, 119 (2006).
- [3] Wahg K.L., Cha D., Liu D., Chen C., Proc. IEEE, **95**, 1866 (2007).
- [4] Смагина Ж.В., Зиновьев В.А., Ненашев А.В., Двуреченский А.В., Армбристер В.А., Тийс С.А., ЖЭТФ, **133**, № 2 (2008).
- [5] Yakimov A.I., Dvurechenskii A.V., Volodin V.A., Efremov M.D., Nikiforov A.I., G.Yu. Mikhalyov G.Yu. Gatskevich E.I., Ivlev G.D., Phys. Rev. B. **72**, 115318 (2005).
- [6] Bhattacharya P., Su X., Ariyawansa G., Perera A.G.U., Proc. IEEE, **95**, 1828 (2007).
- [7] Якимов А. И., Двуреченский А. В., Блошкин А. А., Ненашев А. В., Письма в ЖЭТФ, **83**, 189 (2006).
- [8] Zinovieva A.F., Dvurechenskii A.V., Stepina N.P., Deryabin A.S., Nikiforov A.I., Rubinger R., Sobolev N.A., Leitão J.P., Carmo M.C., Proc. 15 Intern. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology", 2007, Novosibirsk, p. 287.
- [9] Yakimov A.I., Mikhalyov G.Yu., Dvurechenskii A.V., Nikiforov A.I., J. Appl. Phys., **102**, 093714 (2007).

Оптические переходы II-типа в SiGe гетероструктурах с самоформирующимися наноструктурами, встроенными в напряженный Si слой.

Ю.Н.Дроздов¹, З.Ф.Красильник¹, О.А.Кузнецов², Д.Н.Лобанов¹,
 А.В.Новиков¹, М.В.Шалеев¹, А.Н.Яблонский¹, N.D.Zakharov³, P.Werner³

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

² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, 603950, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия

³ Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Weinberg 2, 06120 Halle/Saale, Germany
 e-mail: anov@ipm.sci-nnov.ru

Введение. Несмотря на то, что, как кремний, так и германий имеют непрямоугольный характер строения энергетических зон, и процессы излучательной рекомбинации в этих объемных полупроводниках затруднены, именно исследованиям оптических, люминесцентных свойств SiGe гетероструктур в последнее время уделяется большое внимание. Во многом интерес к оптическим свойствам SiGe гетероструктур связан с тем фактом, что инженерия энергетических зон и пространственная локализация носителей заряда в низкоразмерных SiGe гетероструктурах может существенно повысить эффективность излучательной рекомбинации в этих структурах по сравнению с объемными материалами. Это делает SiGe гетероструктуры, сформированные на Si подложках, привлекательными для создания на их основе оптоэлектронных устройств, таких как источники и приемники излучения ближнего ИК-диапазона [1].

Однако в SiGe структурах, выращенных на Si(001) подложках, разрыв энергетических зон приходится в основном на валентную зону [2], что позволяет в таких структурах существенно модифицировать только энергетические состояния в валентной зоне и реализовать эффективную пространственную локализацию только дырок. В предельном случае трехмерная пространственная локализация дырок может быть обеспечена в структурах с Ge(Si)

самоформирующимися наноструктурами и квантовыми точками, выращенными на подложках Si(001) (далее – Ge(Si)/Si(001) островки) (рис. 1а). Электроны в данном классе структур оказываются значительно более слабо локализованными в Si на гетерогранице с островком (рис. 1а). Потенциальная яма для электронов вызвана их кулоновским взаимодействием с дырками, находящимися в островках, и локальной деформацией Si вблизи островков. Из-за расположения потенциальных ям для электронов и дырок в различных точках пространства сигнал люминесценции в структурах с Ge(Si)/Si(001) островками связан с оптическими переходами II типа (непрямыми в реальном пространстве) (рис. 1а) [3, 4].

В настоящей работе представлены результаты исследований люминесцентных свойств нового класса SiGe гетероструктур – структур, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях и содержащих Ge(Si) самоформирующиеся островки, встроенные между напряженными, (растянутыми) Si (sSi) слоями (далее – Ge(Si)/sSi островки). За счет использования в качестве подложки релаксированного SiGe буфера в предложенном классе гетероструктур удалось реализовать эффективную локализацию носителей заряда обоих знаков: трехмерную для дырок в Ge(Si) островках, и двумерную для электронов в sSi слоях над и

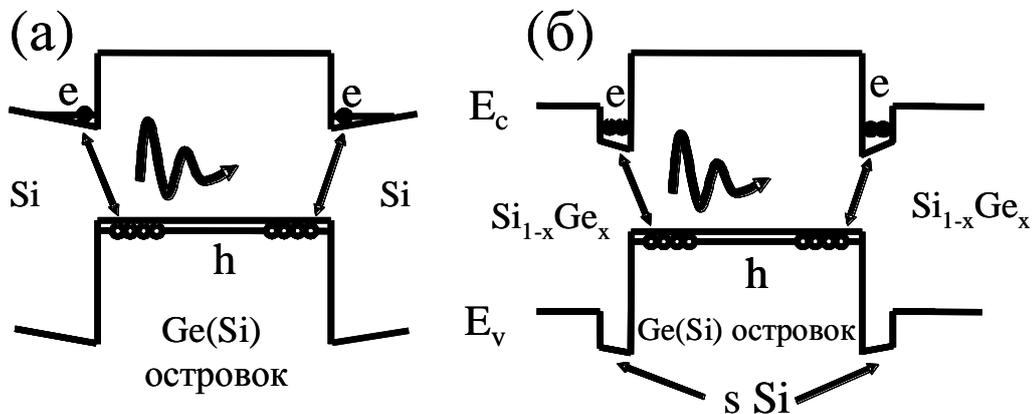


Рис. 1 Зонная диаграмма в направлении роста Ge(Si)/Si(001) (а) и Ge(Si)/sSi (б) островков. На рисунке показано положение потолка валентной зоны и дна зоны проводимости.

под островками (рис. 1б). Как и в структурах с Ge(Si)/Si(001) островками, оптическая рекомбинация носителей заряда в структурах с Ge(Si)/sSi островками происходит через оптические переходы II-типа (рис. 1б) [5, 6]. Однако было обнаружено, что локализация электронов в sSi слоях оказывает существенное влияние на люминесцентные свойства структур с Ge(Si) самоформирующимися островками [5-8].

Методика эксперимента. Исследованные структуры были выращены методом МПЭ на релаксированных Si_{1-x}Ge_x/Si(001) (x=20-30%) буферных слоях с малой шероховатостью поверхности. Более подробно технология получения SiGe буферных слоев и роста структур с Ge(Si)/sSi островками описана в [6, 10, 11]. Структуры состояли из ненапряженного SiGe буферного слоя, тонкого (толщиной до 3 нм) sSi слоя, на котором формировались Ge(Si) островки путем осаждения Ge количеством, эквивалентным 5–12 монослоям (1 монослой = 0.136 нм) (рис. 2). Структуры для оптических исследований имели покровный слой над островками, состоявший из еще одного тонкого sSi слоя, ненапряженного SiGe слоя и защитного Si слоя (рис. 2).

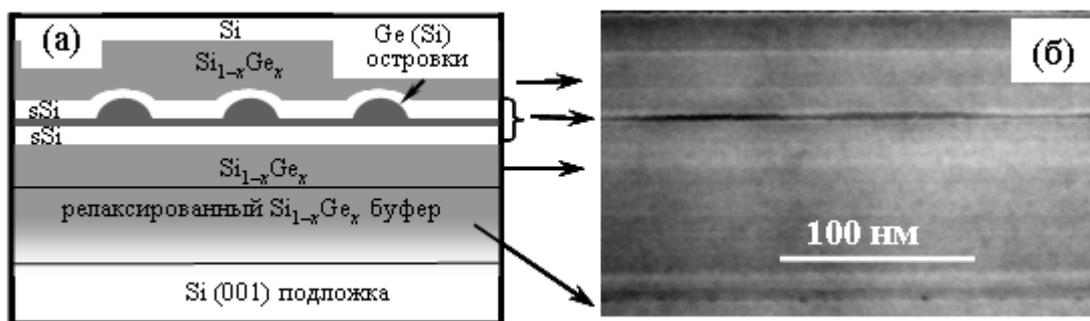


Рис. 2 (а) – схематичное представление структуры с Ge(Si)/sSi островками. (б) – ПЭМ снимок образца с Ge(Si)/sSi островками, выращенными при 650⁰С.

Параметры Ge(Si)/sSi островков определялись с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Для регистрации спектров фотолюминесценции (ФЛ) применялся Фурье-спектрометр BOMEM DA3.36 с охлаждаемыми Ge и InSb детекторами. Для возбуждения сигнала ФЛ использовался ультрафиолетовый ($\lambda = 325$ нм) HeCd лазер. Благодаря большому коэффициенту поглощения ($\alpha \sim 10^6$ см⁻²) излучение этого лазера в Ge/Si структурах поглощается в тонком приповерхностном слое толщиной ~ 10 нм. Это позволяет избежать присутствия в исследуемых спектрах пиков дислокационной ФЛ от дефектных областей релаксированных SiGe буферных слоев [5].

Результаты и их обсуждение. Исследования роста Ge(Si) самоформирующихся островков на sSi слое, выполненные методом АСМ, позволили

установить зависимость параметров островков от толщины sSi слоя, количества осажденного Ge и температуры роста (T_g) [5, 9]. Были выявлены различия в росте Ge(Si)/sSi и Ge(Si)/Si(001) островков. В частности, было обнаружено, что резкое изменение морфологии поверхности (переход от куполообразных dome островков к пирамидальным hut-кластерам) в случае Ge(Si)/sSi островков происходит при более высоких температурах роста ($T_g = 600^0 \div 630^0$ С) по сравнению с (Si)/Si(001) островками ($T_g = 550^0 \div 600^0$ С) [5, 9]. Были найдены условия роста, необходимые для формирования массива Ge(Si)/sSi dome островков с малым (~ 10 %) разбросом по размерам.

В спектрах ФЛ от структур с Ge(Si)/sSi островками, измеренными при 77К, присутствует пик в области 0.6-0.8 эВ (2.1-1.55 мкм), положение которого зависит от толщины sSi слоев и параметров островков (через T_g) [5-8, 10] (рис. 3). Проведенные исследования позволили связать обнаруженный сигнал ФЛ с изучательными переходами II-типа (непрямыми в реальном пространстве) между дырками, локализованными в Ge(Si) островках, и электронами, локализованными в тонких sSi на

гетерогранице с островком (рис. 1б). Эффективная локализация электронов в тонких sSi слоях приводит к существенным различиям между люминесцентными свойствами Ge(Si)/sSi и Ge(Si)/Si(001) островков, таким как:

1. Помимо параметров островков положение пика ФЛ от Ge(Si)/sSi островков существенно зависит от толщины sSi слоев над и под островками [5-7] (рис. 3а). Это вызвано зависимостью положения уровней размерного квантования электронов в sSi слоях от толщины этих слоев, в результате чего пик ФЛ смещается в сторону меньших энергий при увеличении толщины sSi слоев (рис. 3а). Данная зависимость позволяет легко управлять положением пика ФЛ от Ge(Si)/sSi островков.

2. Было обнаружено, что ширина пика ФЛ Ge(Si)/sSi островков также существенно зависит от толщины sSi слоев над и под островками. Так, в спектре ФЛ структуры с Ge(Si)/sSi островками, заключенными между sSi слоями различной толщины (3 нм под островками и 2 нм над

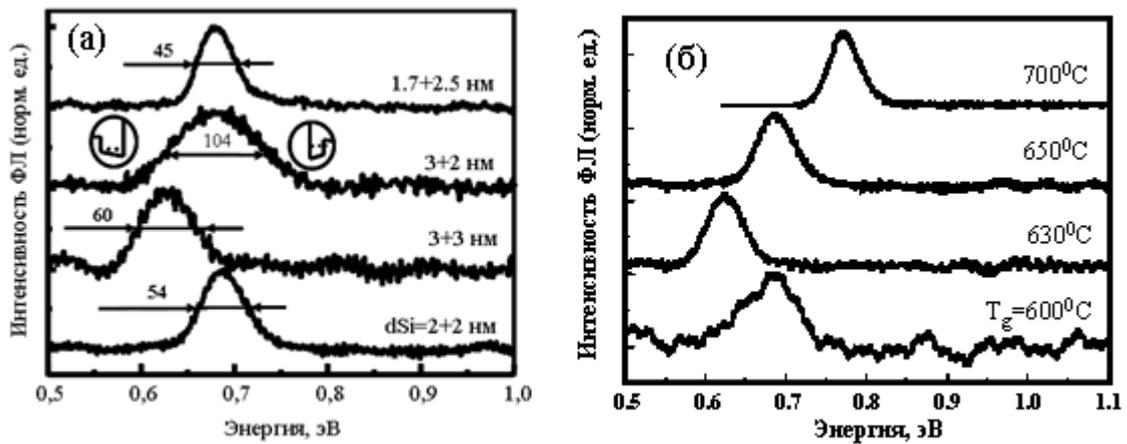


Рис. 3. (а) – спектры ФЛ структур с Ge(Si) островками, выращенными при $T_g=650^\circ\text{C}$ и расположенными между sSi слоями различной толщины. Цифрами на рисунке показана толщина sSi слоев над и под островками и ширина пика ФЛ от Ge(Si)/sSi островков на его полувысоте. Также на рисунке схематично показано положение уровней размерного квантования электронов в sSi слоях. (б) – Спектры ФЛ от Ge(Si)/sSi островков, выращенных при различных температурах и встроенных между sSi слоями толщиной 2 нм. Цифрами на рисунке показана T_g . Все спектры ФЛ нормированы на максимум сигнала ФЛ от островков.

островками) ширина наблюдаемого пика ФЛ значительно больше (ширина пика на его полувысоте $\text{FWHM} \sim 100$ мэВ), чем ширина пика ФЛ от структур с sSi слоями одинаковой толщины ($\text{FWHM}=55\div 60$ мэВ) (рис. 3а) [6, 7]. Увеличение ширины пика ФЛ в структурах с несимметричными sSi слоями обусловлено наличием в сигнале ФЛ двух пиков, соответствующих рекомбинации носителей заряда на нижней и верхней гетерогранице островка (рис. 1б и 3а). Эти два пика могут быть разнесены по энергиям в том случае, если из-за разницы в толщинах sSi слоев над и под островками положение уровней размерного квантования электронов в них значительно различаются. Учет большего диффузионного размытия покровного слоя sSi по сравнению с sSi слоем под островками позволяет за счет осаждения sSi слоев различной толщины не только увеличивать ширину пика ФЛ от Ge(Si)/sSi островков, но и уменьшать ее. Так при осаждении sSi слоя над островками толщиной немного больше, чем под островками (2.5 нм над и 1.7 нм под островками, соответственно) удалось существенно (на 10-15 мэВ) уменьшить FWHM пика ФЛ от островков, по сравнению со структурами, в которых sSi слои имели одинаковую толщину (рис. 1а).

3. Сравнение спектров ФЛ структур с Ge(Si)/Si(001) и Ge(Si)/sSi островками показывают, что при малых уровнях оптического возбуждения ширина пика ФЛ от Ge(Si)/sSi островков заметно меньше ширины пика ФЛ от Ge(Si) островков, выращенных непосредственно на Si(001) подложках [12]. Большая ширина пика ФЛ от Ge(Si)/Si(001) островков ($\text{FWHM}=60\div 100$ мэВ [12]), вызвана как разбросом параметров островков, так и присутствием в сигнале ФЛ, как линии, связанной с излучательной рекомбинацией носителей без участия фонона, так и линий,

связанных с рекомбинацией носителей заряда с участием фононов. Значительно меньшая ширина пика ФЛ от Ge(Si)/sSi островков по сравнению с пиком ФЛ от Ge(Si)/Si(001) островков вызвана преобладанием в сигнале ФЛ от Ge(Si)/sSi островков только одного пика – пика, возникающего в результате бесфононной рекомбинации носителей заряда. Существенный рост вклада бесфононного пика в общий сигнал ФЛ от Ge(Si)/sSi островков происходит за счет эффективной пространственной локализации электронов в тонких (толщина ≤ 3 нм) sSi слоях на гетерогранице с Ge(Si) островком (рис. 1б). Локализация электронов в реальном пространстве приводит к росту неопределенности их координаты в k -пространстве и, соответственно, делает более вероятной их излучательную рекомбинацию с дырками без участия фонона. Возрастание интенсивности пика ФЛ, соответствующего излучательной рекомбинации носителей заряда без участия фонона, ранее наблюдалось для SiGe гетероструктур, выращенных на релаксированных SiGe/Si(001) буферных слоях и состоящих из чередующихся тонких напряженных слоев Ge и Si [13]. По мнению авторов, достигнутое значение ширины пика ФЛ от Ge(Si)/sSi островков на его полувысоте $\text{FWHM}=45$ мэВ является наименьшей шириной сигнала ФЛ от самоформирующихся наноструктур в гетеросистеме Ge/Si.

4. При увеличении мощности оптической накачки происходит значительное уширение пика ФЛ от Ge(Si)/sSi островков и смещение его в сторону больших энергий. Такое поведение сигнала ФЛ типично для гетеросистем, в которых наблюдаются оптические переходы II-типа [14].

5. Зависимость положения и ширины пика ФЛ Ge(Si)/sSi островков от температуры роста, обусловленная зависимостью параметров

(размеров и состава) островков от температуры роста, (рис. 3б) [8, 10] качественно совпадает с аналогичной зависимостью для Ge(Si)/Si(001) островков [12]. Однако, вследствие меньшей ширины линий ФЛ, наблюдаемых от Ge(Si)/sSi островков, смещения положения пика ФЛ при изменении температуры роста оказываются больше ширины линий (рис. 3б). Полученная для Ge(Si)/sSi островков зависимость положения пика ФЛ от температуры формирования островков может являться подтверждением наблюдаемой ранее аналогичной зависимости для Ge(Si)/Si островков [12], для которых ширина наблюдаемого пика ФЛ была сравнима со смещениями положения пика ФЛ при изменении температуры роста.

б. Из-за связи пика ФЛ от Ge(Si)/sSi островков с оптическими переходами II-типа и большой глубиной потенциальных ям для дырок в островках и электронов в sSi слоях (рис. 1б) сигнал ФЛ от Ge(Si)/sSi островков наблюдается при энергиях, значительно меньших, по сравнению со структурами с Ge(Si)/Si(001) островками. В структурах с Ge(Si)/sSi островками, выращенными при $T_g=630^{\circ}\text{C}$ и заключенных между sSi слоями толщиной 3 нм сигнал, ФЛ наблюдался вплоть до энергии ~ 0.55 эВ ($\lambda \sim 2.25$ мкм) [8, 10].

7. Реализация эффективной локализации электронов вблизи Ge(Si) островков за счет их встраивания в напряженный, растянутый, слой Si, сформированный на релаксированном Si_{1-x}Ge_x/Si(001) буфере, позволила при азотных (<100K) температурах значительно (~ на порядок) увеличить интенсивность сигнала ФЛ от Ge(Si)/sSi островков по сравнению с Ge(Si)/Si(001) островками [5-7]. Рост интенсивности сигнала ФЛ от Ge(Si)/sSi островков вызван увеличением вероятности излучательной рекомбинации носителей заряда без участия третьей частицы, фонона, вследствие роста неопределенности значения импульса электронов, локализованных в тонких напряженных Si слоях на гетерогранице с островком.

Выводы. В работе показано, что встраивание Ge(Si) самоформирующихся островков в напряженный (растянутый) слой Si, выращенный на релаксированном SiGe/Si(001) буферном слое, позволяет добиться эффективной локализации электронов вблизи островков. Установлены особенности оптической рекомбинации носителей заряда в структурах с Ge(Si) островками, встроенными в напряженный Si слой.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 08-02-00888, проекта Рособразования РНП.2.1.1.1370, программы BRNE (проект Y5 P-01-07) и программ Российской АН.

- [2] Chris G. Van de Walle, Richard M. Martin. Phys. Rev. B **34**, 5621 (1986).
 [3] В.Я.Алешкин, Н.А.Бекин и др., Письма в ЖЭТФ **67(1)**, 46 (1998).
 [4] M.El. Kurdi, S. Sauvage, G. Fishman, P. Boucaud, Phys. Rev. B **73**, 195327 (2006).
 [5] M.V. Shaleev, A.V. Novikov, et. al., Appl. Phys. Lett., **88**, 011914 (2006).
 [6] М.В. Шалеев, А.В. Новиков, А.Н. Яблонский и др., ФТП **41**, 172 (2007).
 [7] A.V. Novikov, M.V. Shaleev et. al., Semicond. Science and Technol. **22**, S29 (2007).
 [8] M.V. Shaleev, A. V. Novikov, A.N. Yablonskiy et. al., Appl. Phys. Lett., **91**, 021916 (2007).
 [9] Н.В. Востоков Ю.Н. Дроздов, О.А.Кузнецов, и др., ФТП, **40(2)**, 235 (2006).
 [10] М.В. Шалеев, А.В. Новиков, А.Н. Яблонский и др., ФТП **41**, 1375 (2007).
 [11] Н.В. Востоков, Ю.Н. Дроздов, О.А.Кузнецов и др., ФТТ **47**, 44 (2005).
 [12] Н.В. Востоков, З.Ф. Красильник, Д.Н. Лобанов и др., ФТТ **46**, 63 (2004).
 [13] N. Usami, F. Issiki et. al., Appl. Phys. Lett. **67**, 524 (1995).
 [14] C.-K. Sun, G. Wang, J. E. Bowers et. al., Appl. Phys. Lett. **68**, 1543 (1996).

[1] K. Brunner, Rep. Prog. Phys. **65**, 27 (2002).

A₃B₅ нитевидные кристаллы нанометрового диапазона на поверхности кремния

Г.Э.Цырлин¹⁻⁴, Ю.Б.Самсоненко¹⁻³, И.П.Сошников²⁻³, В.А.Егоров^{1,3},
В.Улин², В.М.Устинов²⁻³, М.Тchernycheva⁴, С.Sartel⁴, J.Patriarche⁴,
J.C.Harmand⁴

¹Институт Аналитического Приборостроения РАН, С.Петербург, Россия

²С.-Петербургский Физико-Технологический Научно-Образовательный Центр РАН, С.Петербург, Россия

³Физико-Технический Институт им.А.Ф.Иоффе РАН, С.Петербург, Россия

⁴LPN CNRS, Marcoussis, France

e-mail: cirlin@beam.ioffe.ru

Рост соединений A₃B₅ на поверхности (подложках) кремния в течение долгого времени является целью большого количества исследований вследствие возможности интеграции оптически активных компонентов с кремниевой технологией и созданию эффективных оптоэлектронных приборов на этой основе. Однако создание планарных A₃B₅ структур на кремнии до сих пор является трудновыполнимой задачей вследствие различий в постоянных решетки коэффициентах термического расширения, а также различиями в кристаллической структуре. В настоящее время наблюдается повышенный интерес к исследованию процессов формирования нитевидных кристаллов и исследованию их свойств. Нитевидными нанокристаллами, или нановискерами (НВ) называют кристаллы с поперечным размером D порядка 10-100 нм и длиной L, на порядок и более превосходящей поперечный размер. Заметный прогресс в области понимания процессов роста НВ позволяет предположить, что возможно получение НВ полупроводниковых соединений A₃B₅ на поверхности кремния с низким уровнем структурных дефектов, недостижимых для массивных слоев. Данное предположение базируется на том факте, что развитая поверхность НВ способствует релаксации напряжений, связанных с рассогласованием решеток не за счет образования структурных дефектов (дислокаций несоответствия), а за счет образования роста граней НВ [1]. И действительно, в последнее время появляются работы об эпитаксиальном росте различных материалов на Si(111) [2,3] при использовании метода газофазной эпитаксии (ГФЭ). В данной работе сообщается о формировании GaAs, InAs и GaN НВ методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на различных поверхностях кремния. Метод МПЭ имеет ряд преимуществ по сравнению с ГФЭ, связанных с более

неравновесными условиями роста при МПЭ и, как следствие, возможностью получения существенно более высоких значений L/D при меньших поперечных размерах. Кроме того, при МПЭ возможно контролировать процессы роста *in situ* с помощью метода дифракции быстрых электронов на отражение, прогнозируемо селективно легировать НВ, а также создавать гетеропереходы как в направлении роста, так и латеральном направлении.

Ростовые эксперименты проводились на установках ЭП1203 и Ribeg 32P, оснащенные эффузионными источниками галлия, индия, мышьяка и золота, а также плазменным источником азота. Для исследования поверхности во время роста использовался метод дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Энергия зондирующего электронного пучка, используемого для исследования структуры образцов в данной работе, составляла 10 - 20 kV. В качестве подложек использовались полированные пластины кремния КДБ и КЭФ с ориентацией поверхности Si(111) и Si(100). Предэпитаксиальная подготовка поверхности подложек проводилась по методу Шираки [4]. Образование слоев пористого кремния осуществлялось в процессе анодного травления пластин в электролите, состоящем из плавиковой кислоты (40%HF) и этанола, взятых в равных объемных соотношениях. В ходе порообразования кажущаяся плотность тока поддерживалась в диапазоне 70÷ 90 mA/cm². Полученные в этих условиях слои формируются слабо-ветвящимися в объеме каналами пор с поперечными размерами не превышающими 15-20 нм. Общая степень пористости таких слоев варьируется от 60 до 70 % в зависимости от типа проводимости исходного материала и величины плотности анодного тока. Исследование поверхностной морфологии проводилось методами растровой электронной микроскопии (РЭМ) на микроскопах CamScan S4-90FE и Joel

6380LA. Для анализа и моделирования дифракции электронов использовалась программа DIAnaTEM [5].

GaAs и InAs нановискеры на поверхности кремния.

Попытки выращивания НВ GaAs и InAs на кремниевой подложке показали, что простое повторение условий выращивания на подложках из арсенида галлия не приводит к таким же результатам. Основной отличительной особенностью является более низкая температура подложки по отношению к гомоэпитаксиальному росту [6]. Рост на поверхности подложек с термически удаленным окисным слоем после подбора ростовых параметров позволял сформировать хорошо ориентированный массив НВ, транслирующий кристаллографическую симметрию подложки. На рис. 1а, б приведены типичные изображения картин ДБЭО, снятые при росте GaAs НВ на поверхностях Si(111) и Si(100), соответственно.

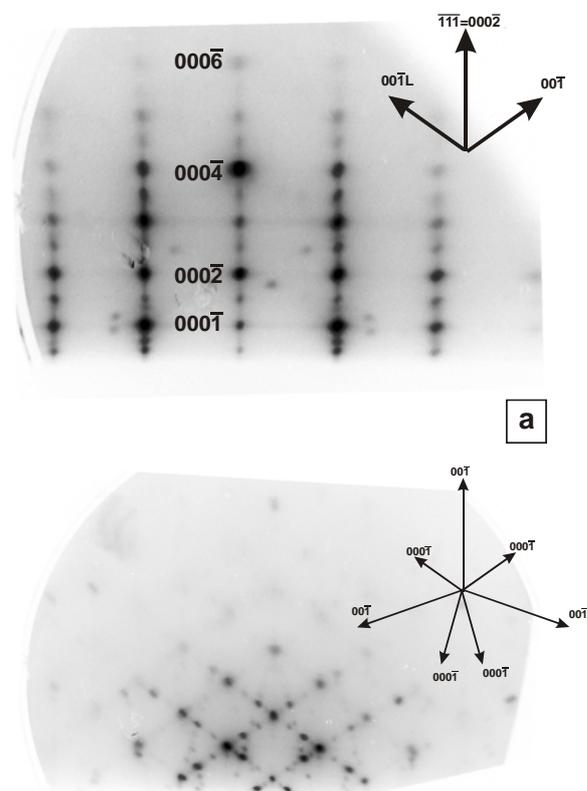


Рис.1. Картинки ДБЭО от образцов с GaAs НВ, выращенных на подложках Si(111) и Si(100), соответственно.

На рис. 2 а,б приведены типичные РЭМ изображения GaAs НВ, полученные на поверхностях Si(111) и Si(100), соответственно. Для них характерны следующие особенности:
 - Для поверхности Si(111) преимущественным направлением ориентации НВ является (111).
 - Для поверхности Si(111) характерен рост в четырех направлениях [111]. Кроме того,

наблюдаются ННК с осями роста в плоскостях типа (110), отклоненные от нормали к поверхности (100) примерно на 15° , 19° , 25° и 35° .

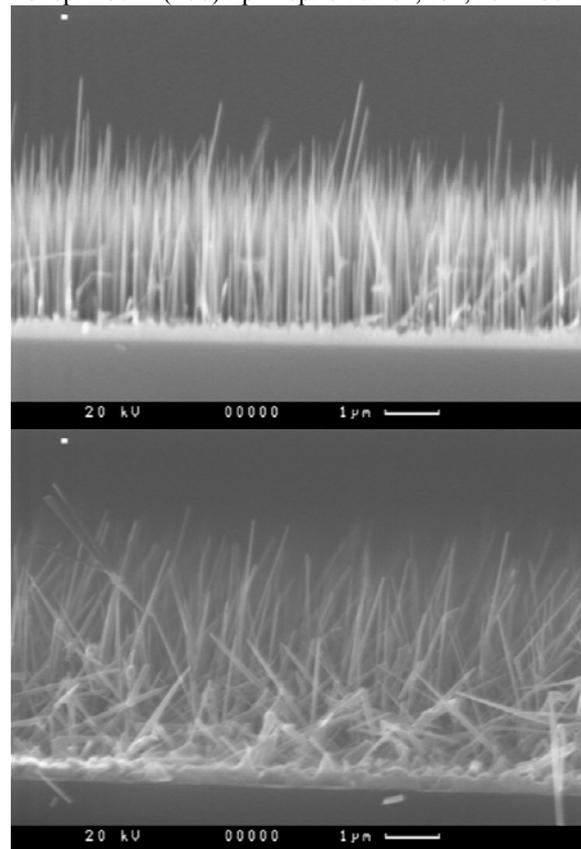


Рис.2. РЭМ изображения в изометрии образцов с GaAs НВ, выращенных на подложках Si (111) и Si(100), соответственно.

В случае InAs/Si НВ, температурный интервал, в котором возможно их получение, оказался значительно уже, чем для случая InAs/InAs или InAs/GaAs НВ [7] и составляет лишь $\sim 10^\circ\text{C}$ (в зависимости от соотношения потоков, в районе 300°C). По-видимому, это связано с тем, что рассогласование подложки достаточно велико для данного случая, 11.6%, что приводит к срыву роста для НВ с диаметром выше, чем ~ 30 нм. По сравнению со случаем GaAs НВ, выраженного направления ориентации НВ не наблюдается. На рис. 3. приведено характерное изображение ансамбля InAs НВ.

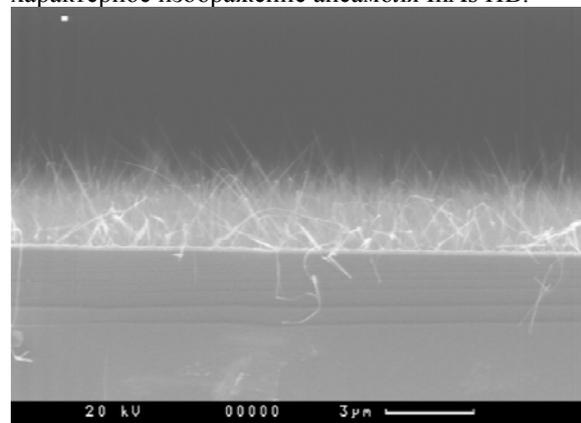


Рис.3. РЭМ изображение образца с InAs НВ, выращенных на подложках Si (111)

В случае роста на пористой поверхности наиболее воспроизводимо и однородно происходил рост на подложках после термической обработки в ростовой камере, необходимой для удаления тонкого гидрированного приповерхностного слоя и образования жидкой фазы капель катализатора. При этом, несмотря на высокую пористость поверхностного слоя, на всех участках поверхности подложки формировался ориентированный массив НК с преимущественным направлением ориентации (111) на обоих типах поверхности кремниевой подложки (111) и (100). В качестве примера на рис. 4 приведено изображение GaAs НВ, полученных на поверхности Si(100).

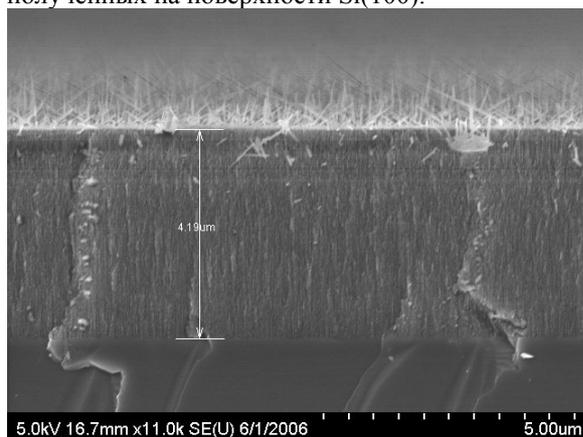


Рис. 4. РЭМ изображение образца с GaAs НВ, выращенных на пористой подложке Si (100)

В ряде случаев, возможно получение локально расположенных НВ. На рис. 5 приведено изображение поверхности, часть из которой было упорена, а другая лишь гидрогенизирована. В ростовой камере подложка нагревалась до температуры 800⁰С, что приводило к увеличению размера пор, и на этом участке рост НВ оказался невозможен.

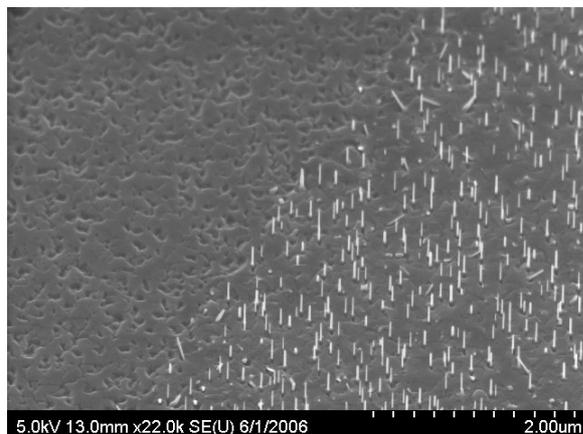


Рис.5. РЭМ изображение образца с GaAs НВ, выращенных на подложках частично упоренной подложке Si (111). Слева – упоренная часть.

GaN и AlN/GaN нановискеры на поверхности кремния.

Структуры были выращены методом МПЭ на поверхности Si(111) без использования катализатора роста, в качестве начальных островков роста были использованы кластеры AlN, сформированные непосредственно перед ростом НВ. После сгона окисла с подложки Si(111) при температуре 860⁰С на поверхность в течении 1 мин напылялся слой Al, после чего выдерживался в течении 1 мин в потоке азота. Далее, по достижении температуры подложки 800⁰С инициировался рост GaN НВ путем открытия заслонки Ga. Для получения GaN/AlN гетероструктур поток галлия перекрывался и без дополнительной выдержки открывалась заслонка Al. На рис. 6 приведено типичное трансмиссионно-электронное микроскопическое изображение (ТЭМ) для нановключения GaN, помещенного между двумя AlN барьерами.

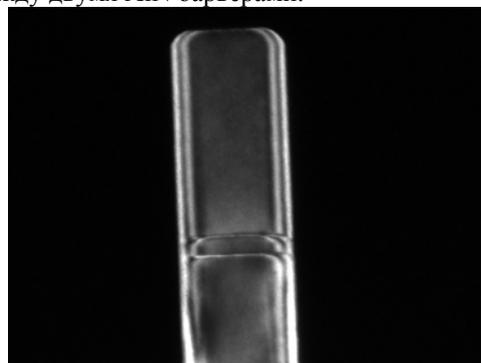


Рис.6. ТЭМ изображение нановключения GaN между барьерами AlN.

Отметим, что кристаллографическая структура GaN НВ является чисто гексагональной. Исследование методом ТЭМ высокого разрешения показало, что структурные дефекты (типа переброски фаз и/или двойникования) в подобных НВ весьма редки, в отличие, например, от случая GaAs НВ, где частая смена фаз с кубической на гексагональную до сих пор является обычным явлением [8].

Нами было установлено, что уменьшение скорости роста Ga приводит к подавлению бокового роста НВ, а скорость роста НВ возрастет с ростом диаметра НВ (зависимость приведена на рис. 7.) Для вычисления скорости роста измерялись высоты сегментов GaN НВ, помещенные между слоями AlN. Данное поведение может быть описано в рамках модели Гиббса-Томпсона для искривленной поверхности, однако не является характерным для роста, например, GaAs НВ, где основной движущей силой роста НВ является диффузия адатомов с поверхности образца к эвтектической капле с последующей кристаллизацией на границе «жидкость-кристалл» [9-12].

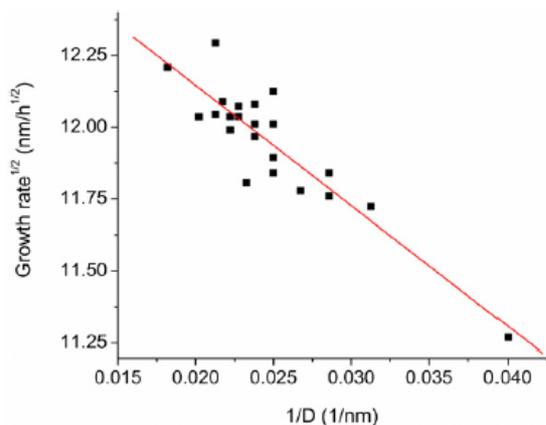


Рис.7. Зависимость высоты НВ от его диаметра, измеренные из данных РЭМ изображений.

Методом микро-катодолуминесценции были измерены локальные спектры в различных участках НВ. Было установлено, что отношение интегральной интенсивности изменяется в 3 раза от вершины НВ к его основанию (рис. 8), что свидетельствует о том, что кристаллографическое качество НВ даже на границе «подложка Si – НВ» достаточно высоко и значительно превосходит качество ZnO и GaN НВ, полученных другими группами [13,14].

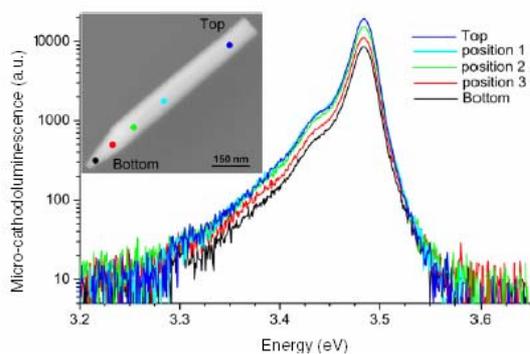


Рис. 8. Спектры микро-катодолуминесценции, снятые при 6К в различных участках одиночного GaN НВ. На вставке – позиции, в которых снимались спектры.

В заключении, нами была продемонстрирована возможность получения различных АЗВ5 нановискеров на поверхности кремния. Показано, что НВ формируются эпитаксиально как в случае арсенидов, так и нитридов. Установлено, что в случае арсенидов рост происходит за счет диффузии адатомов с поверхности подложки, а нитриды формируются за счет эффекта Гиббса-Томпсона. Продемонстрирована возможность управления углом наклона к плоскости подложки и латеральным расположением в случае роста на поверхностях Si(111) и Si(100), а также на упоренной подложке.

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке Европейской программы SANDiE, проекта Filemon35 ANR, различных грантов РФФИ, а также научных программ

Литература

- [1] F.Glas, Phys.Rev.B, 74, 121302 (2006).
- [2] T. Martensson, C.P.T.Svensson, B.A.Wacaser, M.W.Larsson, W.Seifert, K. Deppert, A.Gustafsson, L.R. Wallenberg, L. Samuelson, Nano. Lett. 4, 1987 (2004).
- [3] S.S.Yi, G.Girplami, J.Amano, M. Saif Islam, S.Sharma, T.I.Kamins, I.Kimikin, Appl.Phys.Lett., 89, 133121 (2006).
- [4] Травление кристаллов: теория, эксперимент, практика. К.Сангвал. М.Мир. 1990.
- [5] И.П.Сошников, О.М.Горбенко, А.О.Голубок, Н.Н.Леденцов, ФТП, 35, 361 (2001).
- [6] M.Tchernycheva, J.C.Harmand, G.Patriarche, L.Travers, G.E.Cirlin, Nanotechnology, 2006, v.17, p. 4025-4030.
- [7] M. Tchernycheva, L. Travers, G.Patriarche, F.Glas, J.-C.Harmand, G.E.Cirlin, V.G.Dubrovskii. J.Appl.Phys, 102, 094313 (2007).
- [8] И.П.Сошников, Г.Э.Цырлин, А.А.Тонких, Ю.Б.Самсоненко, В.Г.Дубровский, В.М.Устинов, О.М.Горбенко, D.Litvinov, D.Gerthsen ФТТ 47, 2121 (2005)
- [9] V.G.Dubrovskii, G.E.Cirlin, I.P.Soshnikov, N.V.Sibirev, A.A.Tonkikh, Yu.B. Samsonenko, and V.M.Ustinov. Phys.Rev B 71, 205325 (2005)
- [10] V.G.Dubrovskii, N.V.Sibirev, G.E.Cirlin, J.C.Harmand, V.M.Ustinov Phys.Rev E 73, 021603 (2006)
- [12] G.E.Cirlin, A.A.Tonkikh, Yu. B.Samsonenko, I.P.Soshnikov, N.K.Polyakov, V.G.Dubrovskii, V.M.Ustinov, Czech. J.Physics, 56, 13 (2006).
- [13] Y.S.Park, S.-H.Lee, J.-E.Ob, C.-M.Park, T.-W.Kang. Cryst. Growth 282, 313 (2005).
- [14] B.Piechal, J.Yoo, A.Elshaer, A.Che Mofor, G.-C.Yi, A.Bakin, A.Waag, F.Donatini F, Le Si Dang. Phys. Stat. Sol. B 244, 1458 (2007).

Электр люминесценция и фотопроводимость структур с GeSi/Si(001) самоформирующимися наноструктурами в области длин волн 1.3 – 1.55 мкм.

А.В. Антонов¹, Ю.Н. Дроздов¹, З.Ф. Красильник¹, К.Е. Кудрявцев¹, Д.Н. Лобанов¹,
А.В. Новиков¹, М.В. Шалеев¹, Д.В. Шенгуров¹, В.Б. Шмагин¹, А.Н. Яблонский¹,
N.D. Zakharov², P. Werner²

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

² Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Weinberg 2, 06120 Halle/Saale, Germany

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

Введение. В настоящее время ведутся активные работы по созданию на кремниевых подложках эффективных оптических компонентов, таких как источники света, модуляторы и фотоприёмники. GeSi/Si(001) гетероструктуры с самоформирующимися островками привлекают к себе повышенное внимание, так как в различных работах сообщалось о наблюдении в них или сигнала фото- и электр люминесценции (ЭЛ), а так же фотопроводимости (ФП) в области длин волн 1.3-1.55 мкм. Последние успехи в технологии фотоприёмников на основе структур с Ge(Si) самоформирующимися наноструктурами позволили достичь при комнатной температуре квантовой эффективностью до 3% на длине волны 1.3 мкм [1]. Более скромные достижения в области формирования светоизлучающих структур привели к тому, что на настоящий момент для диодных структур с Ge(Si) островками, излучающими в области длин волн 1.3-1.8 мкм, лучшие значения внешней квантовой эффективности при комнатной температуре составляют ~ 0.04 % [2]. Отдельный практический интерес представляет идея использовать одну и ту же структуру с Ge(Si) островками, как в качестве источника излучения, так и приёмника излучения, что в перспективе открыло бы путь для создания оптопары на основе подобных структур.

Настоящая работа посвящена совместному исследованию ЭЛ и ФП многослойных структур с Ge(Si)/Si(001) самоформирующимися островками и оптимизации параметров этих структур с целью увеличения эффективности излучательной рекомбинации носителей заряда и фотоотклика в них.

Методика эксперимента. Исследуемые структуры были выращены методом МПЭ из твердых источников на подложках Si(001) р-типа. Структуры представляли собой р-и-п диоды, в нелегированную область которых были встроена 20-периодная решетка с Ge(Si) островками, слои которых были разделены Si «спейсерными» слоями. Были выращены различные структуры, температура роста решетки с островками в которых варьировалась в диапазоне $T_p=550^\circ\text{C} - 650^\circ\text{C}$, а толщина разделительных Si слоев - в диапазоне $d_{Si}=10 -$

32 нм. Также для сравнения была выращена диодная структура, в которой слои с островками были заменены тонкими (толщиной 0.4 нм) слоями Ge. Более подробно методика роста исследованных структур описана в [3].

Выращенные структуры раскалывались на отдельные кусочки («чипы»). Часть чипов подвергалась термическому отжигу в атмосфере азота в течение 1 минуты при температурах 650°C и 700°C . Для измерения ФП и ЭЛ использовались чипы размером 2×2 мм, на поверхности которых был сформирован омический контакт Au/Ti диаметром 0.5 мм. Второй омический контакт формировался нанесением сплошной пленки Al на обратную сторону подложки. Измерения ЭЛ проводились в импульсном режиме, чтобы избежать перегрева образцов. Длительность импульсов составляла 4 мс, период повторения – 25 мс. Спектры ЭЛ регистрировались с помощью охлаждаемого Ge фотоприёмника. Измерения ФП были выполнены с помощью Фурье-спектрометра BRUKER VERTEX 80V без подачи внешнего смещения.

Результаты и их обсуждение.

Исследования спектров ЭЛ показали, что во всех исследованных структурах с Ge(Si) островками при комнатной температуре наблюдался сигнал ЭЛ от островков в области энергий $0.75 \div 1.0$ эВ ($\lambda \sim 1.25 \div 1.65$ мкм) (рис. 1). Было обнаружено, что

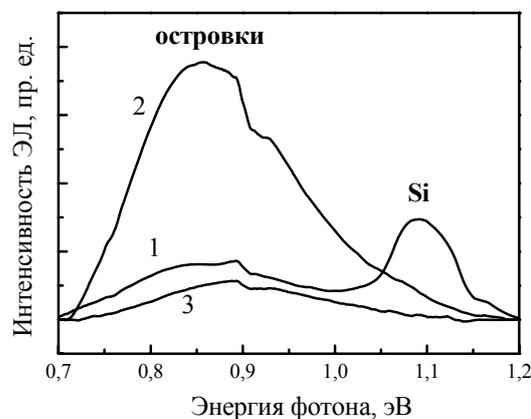


Рис. 1. Спектры ЭЛ структур с Ge(Si) островками, выращенными при 550°C (1), 600°C (2) и 650°C (3), измеренные при комнатной температуре и плотности тока 5 A/cm^2 .

если при низких ($\sim 77\text{K}$) температурах измерения интенсивности сигнала ЭЛ от островков, выращенных при различных температурах, примерно одинаковы, то при комнатной температуре островки, выращенные при 600°C , демонстрируют наибольший по интенсивности сигнал ЭЛ. Ранее [3], было обнаружено, что куполообразные (dome) островки, выращенные при 600°C , обладают наибольшим по интенсивности сигналом ФЛ при комнатной температуре, что связывается с наилучшей локализацией дырок в островках, выращенных именно при этой температуре. Дело в том, что увеличение температуры роста выше 600°C приводит к увеличению диффузии кремния в островки и, как следствие, уменьшению разрыва в валентной зоне на гетерогранице с островком (рис. 2). По данным рентгеноструктурного анализа при повышении температуры роста с 600°C до 650°C для структур с $d_{\text{Si}}=25$ нм происходит уменьшение среднего содержания Ge в островках с $x=45\% \pm 3\%$ до $x=37\% \pm 3\%$. Снижение температуры роста с 600°C до 550°C приводит к качественному изменению типа островков на поверхности с куполообразных “dome” наноструктур к пирамидальным “hut-кластерам”, которое сопровождается резким уменьшением средней высоты островков [4]. Последнее, в следствие квантоворазмерных эффектов, вызывает выталкивание уровня дырок в островке к краю валентной зоны кремния, что также приводит к ухудшению локализации дырок в островках.

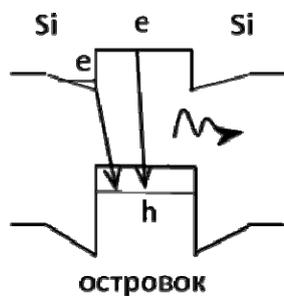


Рис. 2. Схематичное представление зонной диаграммы в окрестности Ge(Si) островка. Прямые стрелки показаны оптические переходы, связанные с островками.

Отжиг структур с островками, выращенной при 600°C , проводимый с целью снижения числа точечных дефектов и увеличения интенсивности сигнала ЭЛ, показал, что с увеличением температуры отжига при низких (77K) температурах измерения действительно происходит увеличение сигнала ЭЛ от островков (рис. 3а). Однако, сигнал ЭЛ от островков в структурах, подвергшихся термическому отжигу, обладает большим температурным гашением, по сравнению со структурами без отжига. Причём снижение интенсивности сигнала ЭЛ с увеличением температуры измерения тем

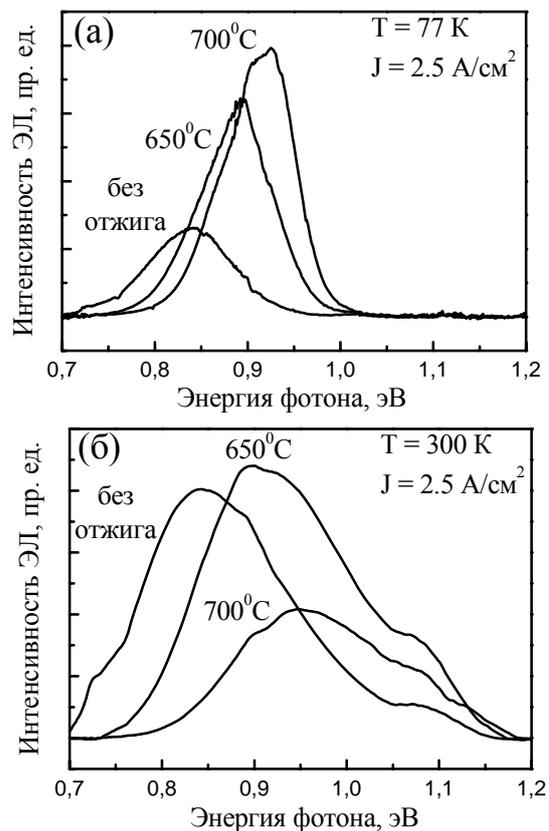


Рис. 3. Спектры ЭЛ структуры с Ge(Si) островками, выращенной при 600°C , до отжига и после отжига при 650°C и 700°C . Спектры измерены при 77K (а) и 300K (б).

больше, чем больше температура отжига (рис. 3). Ухудшение температурной стабильности сигнала ЭЛ от островков в отожжённых структурах связывается с ухудшением локализации дырок в островках [5]. Это происходит в результате дополнительной диффузии Si в островки во время отжига, которая усиливается с увеличением температуры отжига. Подтверждение роста доли Si в островках в результате отжига служит сдвиг максимума сигнала ЭЛ от островков в сторону больших энергий (рис. 3).

Варьирование толщины Si спейсерного слоя между соседними слоями с Ge(Si) островками, выращенными при 600°C , показало, что при увеличении толщины этого слоя с 25 нм до 30 нм интенсивность сигнала ЭЛ (а следовательно и квантовая эффективность) от островков возрастает в 5 раз (рис. 4). Ранее было обнаружено, что зависимость интегральной интенсивности сигнала ЭЛ от плотности тока накачки при комнатной температуре в исследованных структурах имеет сверхлинейный характер [5]. Это значит, что с увеличением плотности тока накачки квантовая эффективность ЭЛ наших структур растёт. Наибольшее значение внешней квантовой эффективности ЭЛ в исследованных структурах было получено для структуры, выращенной при 600°C , в которой слои островков были разделены

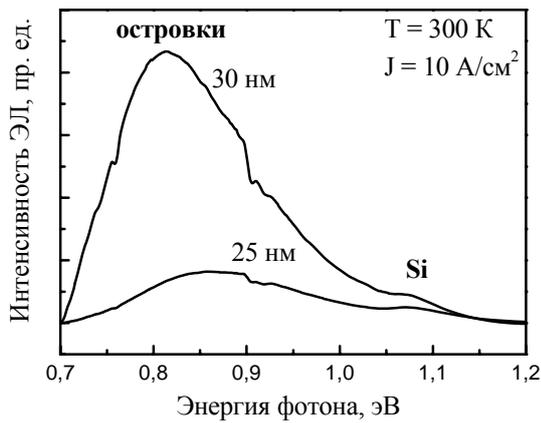


Рис. 4. Спектры ЭЛ структур с Ge(Si) островками, выращенными при 600°C , с толщиной Si спейсерного слоя 25 нм и 30 нм. Спектры измерены при температуре 300 К.

толстыми ($d_{\text{Si}}=30$ нм) Si спейсерными слоями. При наибольшей использованной плотности тока накачки в 10 A/cm^2 значение внешней квантовой эффективности при комнатной температуре для этой структуры составляло $\sim 0.01\%$.

Рост интенсивности сигнала ЭЛ и квантовой эффективности излучательной рекомбинации, наблюдаемый при росте толщины спейсерного Si слоя, связывается с уменьшением упругих напряжений в структуре с увеличением толщины этого слоя. Во-первых, уменьшение упругих напряжений приводит к снижению стимулированной ими диффузии Si в островки [6]. Рост доли Ge в островках с увеличением d_{Si} подтверждается рентгеноструктурным анализом, согласно которому при увеличении d_{Si} с 25 нм до 30 нм среднее содержание Ge в островках увеличивается с $45\% \pm 3\%$ до $51\% \pm 3\%$. Рост доли Ge в островках с увеличением толщины Si спейсерного слоя подтверждается также сдвигом максимума сигнала ЭЛ от островков в сторону меньших энергий (рис. 4).

Во-вторых, уменьшение упругих напряжений в структуре приводит к уменьшению плотности дислокаций несоответствия в структуре, что также ведёт к росту интенсивности сигнала ЭЛ. Низкая плотность дефектов кристаллической решетки в структуре с толстыми Si спейсерными слоями подтверждается исследованиями, проведенными методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) (рис. 5). Эти исследования также позволили установить, что даже в структуре с $d_{\text{Si}}=30$ нм между островками соседних слоёв наблюдается сильная вертикальная корреляция (рис. 5). Кроме этого, из ПЭМ снимка видно, что размеры островков увеличиваются с ростом номера слоя (рис. 5). Увеличение размеров островков в верхних слоях многослойной структуры может быть вызвано увеличением доли Si в островках вследствие накопления упругих напряжений. Результаты ПЭМ исследований указывают на то, что и при

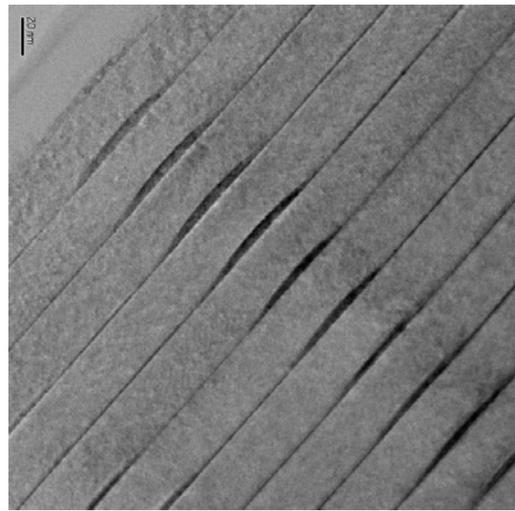


Рис. 5. ПЭМ снимок части многослойной структуры с Ge(Si) островками, выращенными при 600°C , и толщиной Si спейсерного слоя 30

толщине Si спейсерного слоя в 30 нм накапливаемые упругие напряжения оказывают влияние на состав островков. Таким образом, можно ожидать, что дальнейшее (более 30 нм) увеличение толщины Si спейсерных слоев приведет к росту квантовой эффективности излучательной в исследуемых многослойных структурах с Ge(Si) островками.

Исследования спектров ФП структур с Ge(Si) островками, выращенными при разной температуре, показали наличие при комнатной температуре сигнала ФП в области энергий меньших ширины запрещённой зоны объёмного кремния (~ 1.09 эВ при 300 К) вплоть до длины волны 1.55 мкм (рис. 6а). Было обнаружено, что наибольшей интенсивностью сигнала ФП в этой области энергий обладает структура с островками, выращенными при 600°C , с толщиной Si спейсера $d_{\text{Si}}=30$ нм, которая, как отмечалось выше, демонстрирует наибольшую интенсивность сигнала ЭЛ от Ge(Si) островков при комнатной температуре (рис. 4).

Исследования ФП структур с Ge(Si) островками, подвергнутых отжигу, показали, что интегральная интенсивность сигнала ФП от островков увеличивается в результате отжига структур (рис. 6б). При этом максимум сигнала ФП от островков в результате отжига смещается в область больших энергий, что, как и в случае ЭЛ, связывается с дополнительной диффузией Si в островки, которая приводит к увеличению ширины их запрещённой зоны. Подтверждением этого могут служить результаты анализа длинноволнового края сигнала ФП структур с Ge(Si) островками, который пропорционален ширине запрещённой зоны островков. Анализ кривых ФП, представленных на рисунке 6б, показал, что в результате отжига длинноволновый край сигнала ФП смещается с 0.76 эВ для структуры до отжига к 0.82 эВ и 0.85 эВ для структур, отожженных при 650°C и 700°C , соответственно.

При сравнении спектров ФП (рис. 6) и ЭЛ (рис. 1, 3 и 4) от одних и тех же структур с Ge(Si) островками можно отметить, что сигналы ФП и ЭЛ имеют заметное перекрытие по спектру. Как было отмечено выше, наибольшие сигналы ЭЛ и ФП наблюдаются от островков одной и той же структуры, что позволяет надеяться при дальнейшей оптимизации параметров структур и увеличения квантовой эффективности и величины фотоотклика на обнаружение оптопарного эффекта в области длин волн 1.3-1.55 мкм.

Выводы. В работе представлены результаты исследования влияния параметров роста, и температуры отжига на электролюминесценцию и фотопроводимость многослойных p-i-n диодных структур с самоформирующимися Ge(Si) островками. Обнаружено, что островки, выращенные при 600°C, обладают наибольшей интенсивностью сигналов ЭЛ и ФП при комнатной температуре. Данный результат связывается с наилучшей локализацией дырок в островках, выращенных при этой температуре. Отжиг структур с Ge(Si) островками приводит к увеличению сигналов ЭЛ и ФП при низких температурах, но ухудшает их температурную стабильность, что вызвано дополнительной диффузией Si в островки во время отжига. Наибольшее значение внешней квантовой эффективности ЭЛ, полученное в исследованных структурах, при комнатной температуре составило 10^{-4} . Спектральное перекрытие сигналов ЭЛ и ФП от островков одной и той же структуры позволяет надеяться при дальнейшей оптимизации параметров структур и увеличения квантовой эффективности и величины фотоотклика на обнаружение оптопарного эффекта в области длин волн 1.3-1.55 мкм.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-17336-а), программы BRNE (проект Y1 P-01-05) и программ Российской АН.

- [1] А.И.Якимов, А.В.Двуреченский, А.И.Никифоров, С.В.Чайковский, С.А.Тийс, ФТП **37**(11) 1383 (2003)
- [2] V.G. Talalaev, G.E. Cirilin, A.A. Tonkikh, N.D. Zakharov, P. Werner, Phys. Stat. Sol. (a) **198**, R4 (2003).
- [3] Н.В.Востоков, Ю.Н.Дроздов, З.Ф.Красильник, Д.Н.Лобанов, А.В.Новиков, А.Н.Яблонский, Письма в ЖЭТФ **76**(6) 425 (2002).
- [4] A.V. Novikov, M.V. Shaleev, D.N. Lobanov, A.N. Yablonsky, N.V. Vostokov, Z.F. Krasilnik, Physica E **23**, 416 (2004).
- [5] Ю.Н.Дроздов, З.Ф.Красильник, К.Е.Кудрявцев, Д.Н.Лобанов, А.В.Новиков, М.В.Шалеев, Д.В.Шенгуров, В.Б.Шмагин, А.Н.Яблонский, ФТП **42**(3), 291 (2008).
- [6] M. De Seta, G. Capellini, F. Evagelisti, C. Ferrari, L. Lazzarini, G. Salviati, R.W. Peng, S.S. Jiang, J. Appl. Phys. **102**, 043518 (2007).

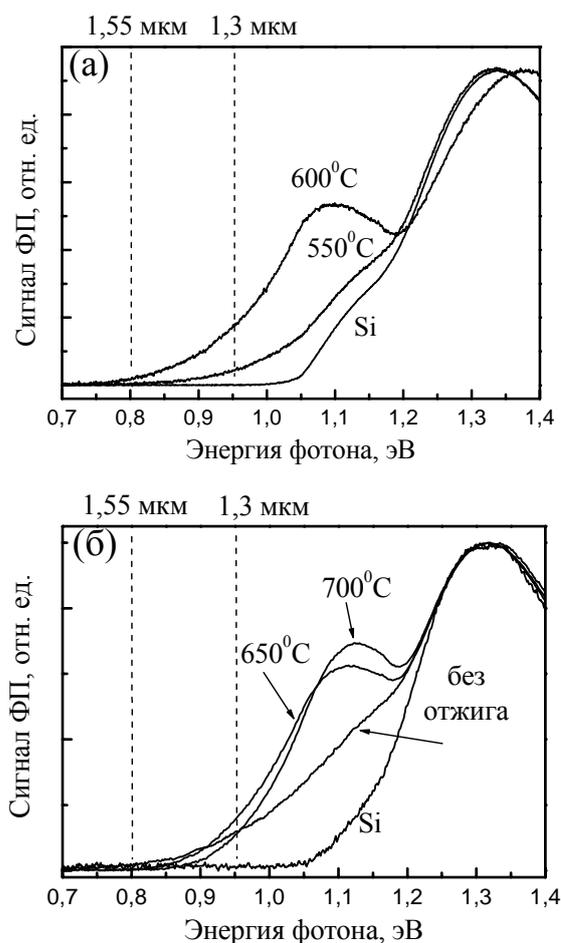


Рис. 6. (а) Спектры ФП структур с островками, выращенными при 550°C и 600°C (с толщиной Si спейсера 30 нм) и с тонкими Ge слоями (без островков). (б) Спектры ФП структур с островками, выращенными при 600°C (толщина Si спейсера 25 нм) и отожжённых при 650°C и 700°C. Все спектры измерены при комнатной температуре и нормированы на максимум сигнала ФП от объёмного Si.

The dependence of temperature behaviour of dislocation related pl bands on donor doping level.

E.A. Steinman¹, A.N. Tereshchenko¹, N.V. Abrosimov²

¹Institute of Solid State Physics RAS, Chernogolovka, Moscow distr., 142432 RUSSIA

²Institute for Crystal Growth, Max-Born-Str. 2, D-12489 Berlin, Germany.

steinman@issp.ac.ru

Introduction.

PL measurements are the fine tool for investigation defect states in semiconductors. Therefore they were widely applied to investigation the dislocation related states in Si since the first detection of dislocation related luminescence (DRL) [1]. It has been shown that the basic feature of DRL are four bands with energy about 0.81eV (D1), 0.87eV (D2), 0.94eV (D3), and 1eV (D4). In spite of many interesting findings no interrelation has been established between spectroscopic positions of DRL bands and deep levels detected by other techniques, e.g. DLTS. It is accepted now that D4 band originates from recombination between two shallow 1D bands – a filled one above the valence band edge and an empty one below the conduction band edge, caused by the far-field regions of dislocations (see e.g. the comprehensive review of W. Schröter and H.Cerva [2]). On the contrary, only speculative models have been suggested for deep levels, participating in D1/D2 bands. Though interest in investigation of D1/D2 bands has been rekindled due to the possibility of application of D1 emission for all silicon light emitting diode [3].

On the other hand, the experimental data on electrical properties of dislocations in Si are well interpreted with a supposition of existence of one or several acceptor levels in the low half of band gap [1,4]. At least there are many experimental evidences of the existence 1D potential caused by electrons trapped by dislocations (e.g. dependence on the duration of filling pulses in DLTS measurements).

The main goal of this study is detailed investigation of influence of n-doping level on the D1/D2 bands, which was previously briefly reported in Ref.[5].

Experimental.

The plastic deformation of the samples was performed in sapphire furnace by 3-point bending with a relative rate of about 10^{-5} s^{-1} at the temperature 950°C in Ar atmosphere. This deformation temperature was chosen mainly to diminish an influence of point defects, which are apparently generated during a plastic deformation and manifest themselves through broad featureless bands. The samples were cut into bars with dimensions $4 \times 1 \times 15 \text{ mm}^3$ with large faces parallel to (001) or (111) planes and the long edge along [110] direction. Therefore two axes of bending have been

used $\langle 110 \rangle$ and $\langle 112 \rangle$. Dislocations were introduced either from two to three scraps on the tensile side of sample or from internal sources. No difference in DRL spectra have been detected in these two cases. Typically, the dislocation density in the central region of samples, corresponding to maximum deformation was about several units multiplied by 10^6 cm^{-2} . The influence of n-doping on DRL was studied using samples with phosphorus concentrations $6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $2.85 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $1.7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $1.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, and $7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, and with antimony concentrations $3.4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $7.7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, and $1.9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. For comparison, the two types of Fz Si p-doped samples with boron concentrations $3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ and $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ were used. In spite of the fact that special efforts have been made to preserve the same deformation condition for all samples, a small variation in dislocation density has been in different samples. Therefore in some cases the DRL spectra were normalized to D4 band intensity, because it demonstrated much less dependence on doping level.

The PL spectra were recorded using a conventional lock-in technique with a cooled Ge detector. PL was excited using a GaAs laser with P_{exc} about 1 W/cm^2 and $\lambda = 920 \text{ nm}$ with samples placed in variable temperature He cryostat.

Results and discussion.

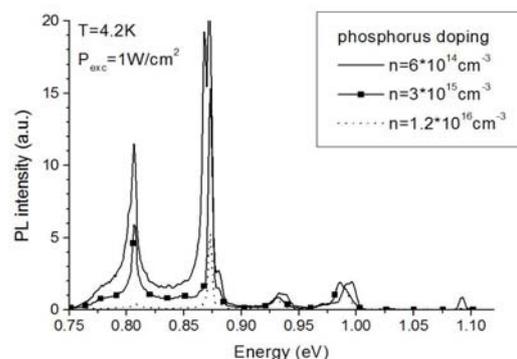


Figure 1. PL spectra of Fz Si samples with different level of phosphorus doping (shown in the plot) after plastic deformation at 950°C. Spectra are normalized to the D4 band

Figure 1 shows an example of dependence of DRL spectra on phosphorus doping. The main feature of spectra is a relative decrease of D1/D2 bands intensity with increase of P concentration while the intensity of the D4 band is not significantly influenced by phosphorus at this range of doping. This observation is in agreement with previous

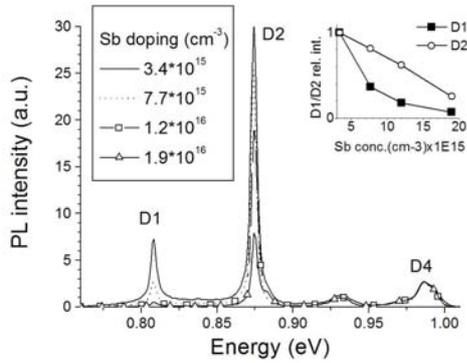


Figure 2. PL spectra of Fz Si samples with different level of antimony doping (shown in the plot) after plastic deformation at 950°C. Spectra are normalized to the D4 band intensity.

reports [6,7], where a strong quenching of DRL has been found at phosphorus concentration $\geq 8 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$. But for all that weak D4 and D3 bands survived even at phosphorus concentration about 10^{19}cm^{-3} [6]. At low level of P-doping the effect is stronger for the D1 band [N2]. The same effect has been observed with another donor impurity Sb. Figure 2 shows the set of DRL spectra for different levels of Sb doping. Comparison of two figures makes it clear that the atomic nature of donor impurities does not play role in quenching of D1/D2 bands. In spite of large difference in atomic radii of P and Sb their effect is similar each other. It implies that just the concentration of doping impurity determines the quenching of D1/D2 bands. The inset of Fig.2 shows a dependence of D1/D2 bands relative intensity on Sb concentration. It is clearly seen the different response of D1 and D2 bands to increasing doping level. While the behavior of D2 band can be fitted linearly, the D1 intensity follows inverse relation to phosphorus concentration.

A further increase of n-doping leads to a complete quenching of D1/D2 bands. To compare the effect of the type of impurity, we deformed the sample of Fz Si with boron concentration $2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ with deformation conditions identical to n-type samples. Figure 3 shows the spectra of n- and p-type samples, recorded at 6K. In spite of identical deformation conditions the dislocation density in p-type sample turned out to be half of that in n-type sample. Nevertheless, it is seen that the effect of selective

quenching D1/D2 bands is at least less than in n-type sample. This conclusion can be drawn from the relative intensity of D4 and D1 bands in both samples.

Another important feature of n-doping is its selective influence on the high and low energy components of fine structure lines in the D1/D2 bands [5]. This effect can be clearly seen in Fig.1, especially for D2 band, where the splitting is more obvious. The low energy lines 801 meV (D1) and 869 meV (D2) are disappeared at doping level $\geq 3 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$. Same effect is observed for the case of Sb doping (Fig.2), with the difference that the lowest Sb concentration $3.4 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ is already enough to quench low energy components, therefore in the whole range of doping we observe only high energy components of D1/D2 bands. Quite the opposite situation was observed in p-type sample. Contrary to n-type sample the low energy components are mainly presented in B doped sample (Fig.3). In addition, the small red shift of D1/D2 bands (about 1 meV) was detected in p-type sample as compared to n-type samples. It must be noted here that the doping type behavior of D4 band is in a certain sense opposite to low energy bands D1/D2 (Fig.3). There is relative blue shift of D4 band in p-type sample as compared to n-type sample for close level of doping.

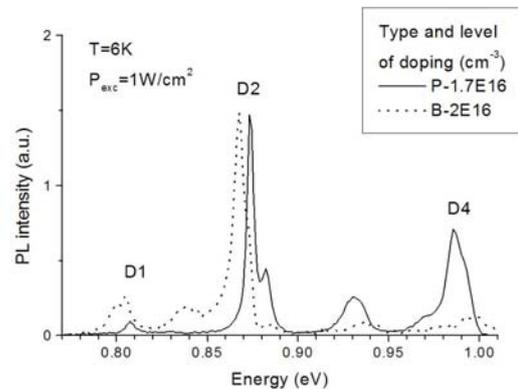


Figure 3. PL spectra of Fz Si samples with different type of doping (shown in the plot). The level of doping is slightly different, but the deformation conditions are identical. In spite of

Now, let us consider the temperature behavior of DRL bands in samples with different types and levels of doping. Different behavior has been found for D4 and D1/D2 bands. In all types of samples the maximum position of D4 band has undergone blue shift in the temperature range 4 to 50 K regardless of type and level of doping. Figure 4 shows the dependence of DRL spectra in the range of D3/D4 bands. Inset shows a relative shift of D4 band together with a change of Si gap. One can see that D4 band participate in two opposite shifts: blue shift which nature will be discussed later and red shift, following the temperature change of Si gap. At

higher temperature a red shift dominates a blue one and D4 band shifts the same way as band gap. A first mentioning of blue shift of D4 band with temperature had been reported by Fukatsu et al. [8] but without any comments.

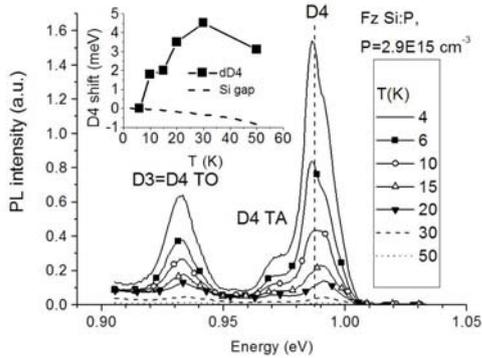


Figure 4. Temperature dependence of D4 band for Fz Si:P sample with $P=2.9 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Inset shows a relative shift of D4 band together with a change of Si gap.

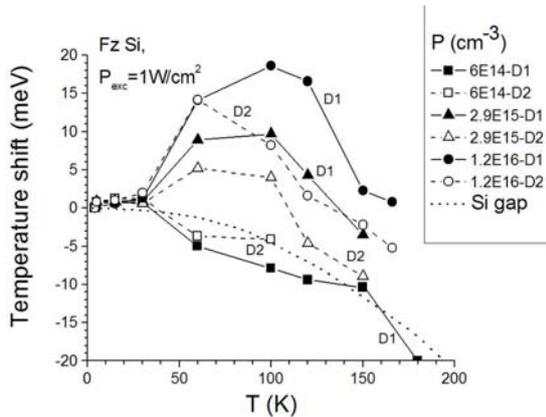


Figure 5. The temperature dependent shift of D1/D2 in the samples with different phosphorus doping (shown in the plot). Same symbols are used for particular doping level. Solid symbols are related to D1 band, open symbols – to D2 band. The dotted curve corresponds to a temperature change of Si gap. The low temperature positions of the bands are taken as zero positions. The lines connecting the experimental points are only guides for eye.

Contrary to D4 band the temperature dependence of maximum positions of D1/D2 bands turned out to be sensitive to a level and type of doping. Figure 5 shows summarized data for phosphorus doped samples with different levels of doping (shown in the figure). In all cases the peak energy of a DRL bands were taken from the fitting of corresponding band to Gaussian. One can see that at phosphorus doping level $\geq 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ D1/D2 bands shift first to

the high energy side reaching the maximum value at some temperature, which depends on the band and doping level and is in the range of 50 to 100 K. At further increase of temperature they start move to the red side approximately following the band gap narrowing. The latter statement means that if we subtract the value of band shift from curves in Fig.5 they would represent the incremental and saturation parts. In the case of two samples with phosphorus concentrations $2.9 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ and $1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ the incremental part can be fitted by linear growth.

As it was mentioned above, at higher phosphorus doping levels D1/D2 band intensities rapidly decrease, therefore the measurements of temperature dependent shift of the bands became difficult. Nevertheless, it can be noted that the tendency towards to blue shift of D1/D2 bands in n-type samples with high doping level is preserved. We have measured a temperature dependence of D1 band position for samples with phosphorus doping $1.2, 3 \times 10^{16}$ and $1.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. It has been observed that with increasing doping level the opposite red shift of D1 band started at lower temperature.

The comparison of two samples with the same level of doping but of different types of conductivity shows that the blue shift of D1/D2 band is observed only for n-type samples (Fig.6).

Taking into account the fact that the temperature range for blue shift of D1/D2 bands coincides with the effective ionization of chemical donors we can conclude that electrons released from donors change in some way the transition energy. Let us first consider the simple model of dislocation as negatively charged line with a Read cylinder of radius R around it. At low temperature only donors inside Read cylinder are ionized. The relation between donor concentration n_d and R is

$$\pi R^2 n_d = \frac{f}{a} \quad [4].$$

Here a is a spacing parameter in

the direction of dislocation $\langle 110 \rangle$ and f a filling factor. Then the Coulomb potential around dislocation will be

$$\varphi(r) = \frac{ef}{\epsilon a} \left[2 \ln \frac{R}{r} - \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \right], \quad (1)$$

The equation (1) is written under simplifying conditions that $e\varphi/T \gg 1$ and $R \gg r_D$, r_D is Debye screening length, $r_D^2 = \epsilon T / 4\pi e^2 n_c$. The condition $R \gg r_D$ is apparently feasible at low temperature, when the free electron concentration $n_c \ll n_d$. If we assume that radiative recombination corresponding D1/D2 bands happens between localized electronic states near conduction band and some deep state in dislocation core, we must put these states in the region of Coulomb potential of dislocation. We would not define concretely a nature of upper states in the frame of this paper. It could be tunnel states in potential (1), or the states in potential caused by the far-field regions of dislocations. In any case there would be a definite contribution to the energetic

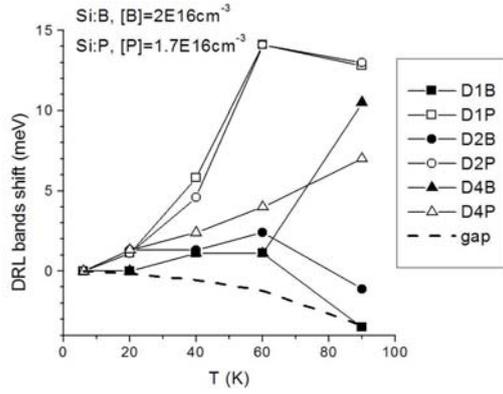


Figure 6. The comparison of temperature dependent shifts of DRL bands in the samples with n- and p-doping at $T=6K$ and $P_{exc}=1W/cm^2$. The levels of doping are very close and amount $1.7 \times 10^{16} cm^{-3}$ for n-type and $2 \times 10^{16} cm^{-3}$ for p-type samples. The same symbols are used for same bands. Solid and open symbols indicate p-type and n-type samples

position of these states from potential (1). It implies that any change of Coulomb potential will entail a disturbance in upper states position. It must be emphasized here that we speak not about the maximum value of potential, which participates in lifting the deep states at dislocation relative to Fermi level [2], but the shape of potential which is important for shallow states. The ratio between Read radius and Debye screening length is

$$\frac{R^2}{r_D^2} = \frac{4e^2 f}{\epsilon a} \times \frac{n_e}{n_D kT} = \frac{4e^2 f}{\epsilon a} \times \frac{N_c \exp(-\frac{E_c - E_d}{2kT})}{n_D kT} \quad (2)$$

Where N_c is the effective density of states in conduction band, E_D ionization energy of donors. Here it is assumed that the donor concentration is not very high (no degeneracy in conduction band). So, one can see that the increase of temperature from 5K to 50K can change the screening mechanism from pure Read to combined Read-Debye. In qualitative consideration it means the decrease of the width of Coulomb potential and as a consequence the upward shift of shallow states. We suggest this mechanism for one possible explanation of the D1/D2 bands shift indicated above.

At the moment we cannot explain the selective quenching of the low energy lines 801 meV (D1) and 869 meV (D2) at the n-doping level $\geq 3 \times 10^{15} cm^{-3}$. Nevertheless, we believe that the fine splitting is caused by the splitting of deep state, which is

common for both bands D1/D2. The study of this splitting is the subject of future work.

The different temperature behavior of D4 and D1/D2 bands is additional confirmation of different types of transitions in these two cases. The initial upward shift of D4 band independently of type and level of doping is an evidence of band like states in one or both levels.

Finally, the n-doping quenching of D1/D2 bands is more probably related to increasing contribution of non-radiative Auger recombination [5], where the electrons bound at neutral donors are excited to the conduction band. This conclusion is based on the effectiveness of this channel even at lowest temperature.

Conclusions

In conclusions we have studied in details the temperature behavior of DRL bands at the different types and levels of doping. It is assumed that the change of screening mechanism is responsible for upward shift of D1/D2 bands at increasing temperature and donor concentration $\geq 3 \times 10^{15} cm^{-3}$. Therefore the effect does not depend on chemical nature of the donor impurity.

Different temperature behavior of D4 and D1/D2 bands give an additional evidence for classification of transition responsible for D4 band as free to bound or free to free transitions, while the D1/D2 transitions at bound to bound ones.

Acknowledgements

This study was supported by Russian academy of sciences Programs “New materials and structures” and “The influence of atomic-crystal structure on the properties of condensed matter”. Two authors E.S. and A.T. are thankful for support under RFFI grant 02-06-16195a.

References.

- [1] N.Drozdo, A.Patrin, and V.Tkachev, Soviet Phys. – J.Exper.Theor.Phys.Lett.23, 597 (1976).
- [2] W.Schröter and H.Cerva, Solid State Phenomena Vols.85-86 (2002) pp.67-144.
- [3] V.Kveder, V.Badylevich, E.Steinman, A.Izotov, M.Seibt, W.Schröter: Appl.Phys.Lett., 84 (12) (2004) 2106
- [4] V.B.Shikin, Yu.V. Shikina, Physics-USPECKI, v.38, No.8, 845 (1995).
- [5] E.A. Steinman, A.N. Tereshchenko, V.I. Orlov, F.Kirscht, Solid State Phenomena, 2005, v. 108-109, pp.767-772
- [6] M.Suezawa and K.Sumino: phys.stat.sol.(a) 78, (1983) 639
- [7] S.A.Shevchenko, A.N.Izotov: phys.sata.sol.(c) 2, (2005) 1827
- [8] S.Fukatsu, Y.Mera, M.Inoue, and K.Maeda, H.Akiyama and H.Sakaki, Appl.Phys.Lett.,68 (14), (1996) 1889 .

Фазовые переходы в неравновесных электронно-дырочных системах наногетероструктур Si/SiGe/Si

Г.М. Бурбаев, В.В. Зайцев, В.А. Курбатов, Д.Н. Лобанов¹, А.В. Новиков¹,
М.М. Рзаев, Н.Н. Сибельдин, В.А. Цветков

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский пр., 53

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

e-mail: burbaev@sci.lebedev.ru

Введение.

При псевдоморфном росте слоя твердого раствора $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ на кремниевой подложке структура $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ при $x < 0.6$ является структурой 1-го рода [1,2]. Напряженный слой SiGe в таких структурах представляет собой потенциальную яму как для электронов в зоне проводимости, так и для дырок в валентной зоне. В гетероструктуре 1-го рода происходит эффективный сбор фотовозбужденных носителей заряда и экситонов в потенциальную яму, образованную внутренним SiGe-слоем (рис.1). Благодаря этому достаточно высокая плотность экситонного газа в потенциальной яме может быть достигнута уже при умеренных уровнях накачки без существенного перегрева образца возбуждающим излучением. В результате пороговые уровни возбуждения, требуемые для образования электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) в ней значительно ниже, а пороговые температуры при заданных уровнях накачки – выше, чем в объемном материале того же состава [3]. В окрестности критической точки перехода «экситонный газ–ЭДЖ» возможно наблюдение электронно-дырочной плазмы (ЭДП), которая возникает вследствие перехода Мотта в экситонном газе [4]. Потенциальная яма в этом случае удерживает плазму от растекания по всему образцу и позволяет получить плотную ЭДП при высоких накачках [3, 5, 6].

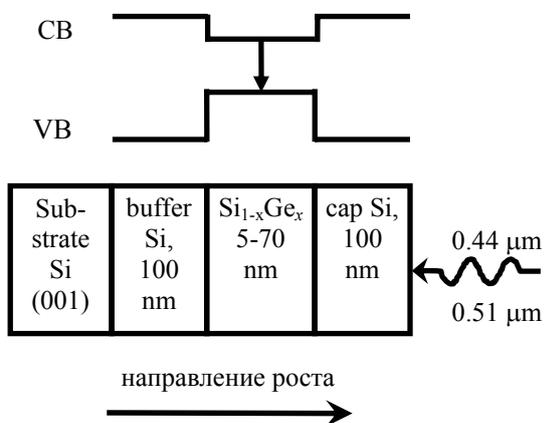


Рис.1 Зонная диаграмма гетероструктуры $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ 1-го рода.

Экспериментальные результаты и обсуждение.

Структуры с бездислокационными напряженными слоями SiGe ($x = 0.05-0.1$) толщиной $d = 5 - 70$ нм были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии в университете И. Кеплера (г. Линц, Австрия) и в Институте физики микроструктур (г. Нижний Новгород, Россия). Толщины буферного и защитного кремниевых слоев составляли, соответственно, 100 нм и 100-200 нм. Исследования спектров фотолюминесценции (ФЛ) структур в области температур 2-60 К и уровней возбуждения 0.1-1000 Вт/см² были выполнены в Физическом институте им. П.Н. Лебедева (г. Москва, Россия). Для фотовозбуждения структур использовался гелий-кадмиевый (длина волны $\lambda = 0.4416$ мкм, глубина проникновения α^{-1} для кремния ≈ 210 нм) или аргоновый лазер ($\lambda = 0.5145$ мкм, $\alpha^{-1} \approx 670$ нм). Излучение образцов регистрировалось с помощью охлаждаемого жидким азотом германиевого *pin*-фотодиода.

Для гетероструктур с $x = 0.05$ и $x = 0.07$, спектры которых представлены ниже, расчетная глубина ям для электронов в зоне проводимости равна $\Delta E_c = 5$ и 7 мэВ, а для дырок в валентной зоне – $\Delta E_v = 40$ и 60 мэВ, соответственно [1,2]. На рисунках 2 и 3 показаны спектры ФЛ гетероструктур с $x = 0.05$ и 0.07 , соответственно, измеренные при различных уровнях накачки и низких температурах. При малом уровне возбуждения в спектре излучения SiGe-слоя видны бесфонная линия люминесценции свободных экситонов (СЭ) и ее фонное повторение, отстоящие на энергию поперечного оптического (ТО) фона в кремнии (59 мэВ) (соответственно, линии 4 и 3 на рис.2 и 3). С повышением уровня накачки с длинноволновой стороны от линий излучения экситонов пороговым образом возникают бесфонная линия излучения ЭДЖ в слое твердого раствора и ее фонные повторения (соответственно, линии 2 и 1, 7 на рис.2 и 3).

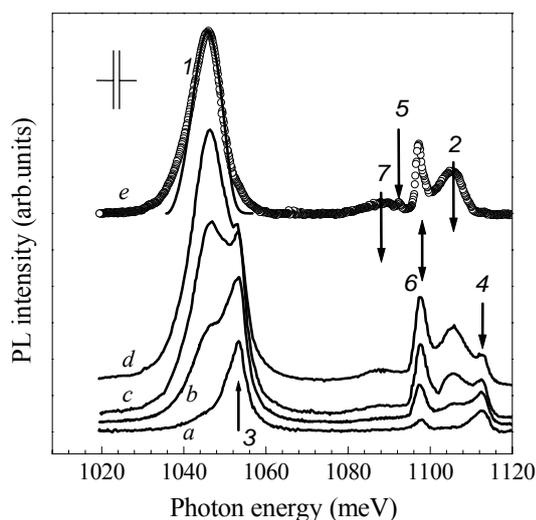


Рис.2. Возникновение излучения ЭДЖ в слое $\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05}$ при увеличении уровня возбуждения. $T=8$ К. От *a* к *e* интенсивности накачки, соответственно, равны: 0.1; 0.3; 0.5; 0.9; 4 Вт/см². Обозначения: 1 и 2 (3 и 4) – соответственно, ТО-фононное повторение и бесфононная линия излучения ЭДЖ (СЭ) в слое SiGe; 5 и 6 – ТО-компоненты спектра излучения, соответственно, связанных и свободных экситонов в слоях Si; 7 – ТА-компонента излучения ЭДЖ в слое SiGe. На спектре *e* точки – экспериментальные данные, сплошная линия – результаты расчета.

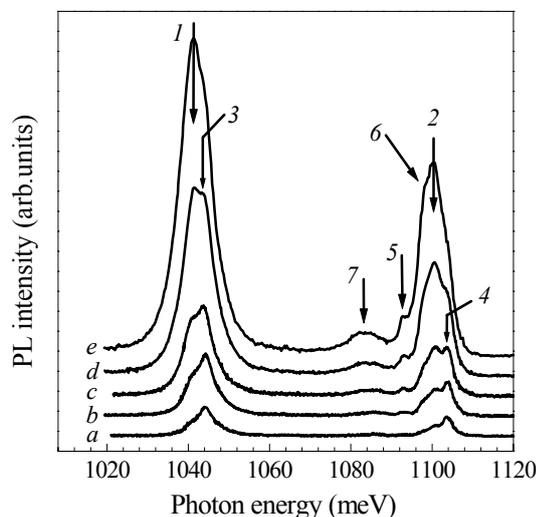


Рис.3. Трансформация спектров ФЛ структуры $\text{Si}/\text{Si}_{0.93}\text{Ge}_{0.07}/\text{Si}$ при увеличении уровня накачки. $T=14$ К. От *a* к *e* интенсивности накачки, соответственно, равны: 0.1; 0.3; 0.5; 1; 2 Вт/см². Обозначения линий те же, что на рис.2.

Анализ формы линий люминесценции ЭДЖ [7-10] позволяет рассчитать ее плотность n_0 и, если известно спектральное положение линий излучения свободных экситонов, определить энергию связи частиц жидкости ϕ . Для ЭДЖ в слое твердого раствора были получены значения

$n_0=2.3 \cdot 10^{18}$ см⁻³ и $\phi = 2.4$ мэВ ($x = 0.05$, $d = 70$ нм, $T = 6$ К) и $n_0 = 1.2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ ($x = 0.07$, $d = 25$ нм, $T = 4.2$ К). Для структуры $\text{Si}/\text{Si}_{0.93}\text{Ge}_{0.07}/\text{Si}$ определить величину ϕ достаточно точно не удалось вследствие ее малости, однако из сравнения спектров на рисунках 2 и 3 видно, что она заметно меньше, чем для структуры с $x = 0.05$. Уменьшение плотности и энергии связи ЭДЖ в структурах $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ с ростом x обусловлено снятием вырождения дна зоны проводимости и потолка валентной зоны из-за расщепления зон, вызванного внутренними напряжениями в слое $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, величина которых увеличивается с ростом содержания германия в твердом растворе.

Как известно, при деформации объемного кремния, приводящей к снятию вырождения дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, плотность и энергия связи ЭДЖ уменьшаются (см. обзоры [9-12] и ссылки в них). При малых x зонная структура твердого раствора $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ такая же, как у кремния: зона проводимости имеет шесть эквивалентных минимумов энергии, а максимум валентной зоны двукратно вырожден (конфигурация зон Si(6,2) [10]). Из-за внутренних напряжений в псевдоморфном слое $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, выращенном на ненапряженной подложке Si (001), шестикратное (без учета спина) вырождение дна зоны проводимости снято: два минимума расположены выше, а четыре, являющиеся дном зоны в напряженном SiGe-слое – ниже по энергии [1,2]. Поэтому в напряженном SiGe-слое электроны ЭДЖ заселяют только четыре нижних минимума зоны проводимости. Приведенные выше данные для n_0 и ϕ получены при обработке формы линии люминесценции ЭДЖ в SiGe-слое для зонной конфигурации Si(4,2). Расщепление валентной зоны в расчетах не учитывалось, так как оно заметно меньше энергии Ферми дырок в ЭДЖ.

Критическая температура перехода "экситонный газ-ЭДЖ" в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -слое заметно ниже чем в объемных Si и $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ того же состава ($T_c \approx 20$ К, для $x = 0.05$ и $d = 70$ нм, [3]) и уменьшается с увеличением x . Этот результат находится в согласии с уменьшением энергии связи ϕ с ростом величины внутренних напряжений.

На рисунке 4 показано изменение формы ТО-компоненты спектра ФЛ гетероструктуры $\text{Si}/\text{Si}_{0.93}\text{Ge}_{0.07}/\text{Si}$ с ростом уровня накачки при температуре (35 К) существенно большей критической. При низких уровнях накачки (2.5 Вт/см²) наблюдалась линия излучения СЭ в слое твердого раствора (спектр *a*, рис.4), энергетическое положение которой смещено в синюю сторону на ≈ 2 мэВ относительно ее положения при низких температурах (ср. с рис.2) При повышении интенсивности накачки, в диапазоне $I = 2.5-10$ Вт/см² происходит переход Мотта: остроконечная асимметричная линия с формой, характерной для экситонной

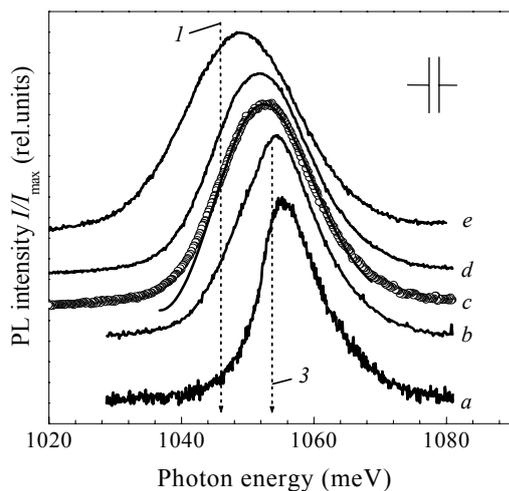


Рис.4. Переход от экситонной ФЛ к плазменной в слое $\text{Si}_{0.95}\text{Ge}_{0.05}$. Спектры от *a* к *e* соответствуют уровням накачки: 2.5, 6, 10, 20, 200 Вт/см²; $T=35$ К. *a* – ТО-фононная линия излучения экситонов; *c*, *d*, *e* – линия излучения ЭДП; *b* – промежуточный спектр. На спектре *c* точки – экспериментальные данные, сплошная линия – результаты расчета. 1, 3 – положение в спектре линий 1, 3 на рис.1.

люминесценции, трансформируется в более симметричную линию с гладкой вершиной, отвечающую излучению ЭДП в напряженном слое SiGe (рис.4, *c*). Концентрация частиц в плазме, рассчитанная по форме линии спектра *c*, оказалась равной $3.3 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Отметим, что определение концентрации частиц по форме линии ФЛ с известной точностью возможно при условии, что излучение ЭДП полностью доминирует в спектре, поэтому приведенное значение существенно превышает концентрацию частиц при которой начинается переход Мотта. При дальнейшем увеличении интенсивности $I \geq 10$ Вт/см² (спектры *c*, *d*, *e* на рис.4) с ростом накачки плотность частиц в плазме увеличивается, при этом ширина линии излучения ЭДП возрастает, а ее красная граница смещается в сторону меньших энергий из-за уменьшения перенормированной ширины запрещенной зоны.

Дополнительным свидетельством плазменной природы этой линии излучения при $T > T_c$ является температурная зависимость спектрального положения ее максимума при высоких уровнях возбуждения: в отличие от экситонного излучения, линия излучения ЭДП сдвигается в длинноволновую сторону при понижении температуры от 35 до ≈ 20 К. Обработка формы линии излучения ЭДЖ при $T < 20$ К показала, что плотность электронно-дырочных пар в конденсате n_0 не зависит от уровня накачки, как и должно быть для ЭДЖ.

Выводы.

Показано, что в слое твердого раствора гетероструктур $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ I-го рода энергия связи и плотность ЭДЖ уменьшаются при увеличении содержания германия. Это уменьшение плотности и энергии связи жидкости обусловлено снятием вырождения дна зоны проводимости и потолка валентной зоны в поле внутренних напряжений слоя $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, величина которых увеличивается с ростом x . При температурах выше критической температуры перехода экситонный газ – ЭДЖ с ростом накачки экситонный характер излучательной рекомбинации сменяется на плазменный вследствие перехода Мотта в экситонном газе в SiGe- слое.

Благодарности. Мы глубоко признательны Ф. Шэффлеру из университета И. Кеплера за сотрудничество при выполнении этой работы. Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований (грант 07-02-01071) и Программами РАН.

- [1] C. G. Van de Walle, R. M. Martin, Phys. Rev. B **34**, 5621 (1986).
- [2] L. Yang, J.R. Watling, R.C.W. Wilkins et al., Semicond. Sci. Technol. **19**, 1174 (2004).
- [3] Т.М. Burbaev, Е.А. Bobrik, V.A. Kurbatov et al., JETP Letters, **85**, 331, (2007).
- [4] N.F. Mott, *Metal-Insulator Transition*, Taylor & Francis, London, 1974, p.150.
- [5] N. Pauc, V. Calvo, J. Eymery et al., Phys. Rev.Lett. **92**, 236802-1 (2004).
- [6] L. Kappei, J. Szczytko, F. Morier-Genoud, and B. Deveaud, Phys. Rev. Lett. **94**, 147403 (2005).
- [7] А.С. Каминский, Я.Е. Покровский, Н.В. Алкеев, ЖЭТФ **59**, 1937 (1970)
- [8] A.F. Dite, V.G. Lysenko, and V.B. Timofeev, Phys. Stat. Sol. (b) **66**, 53 (1974)
- [9] Т.М. Rice, J.C. Hensel, T.G. Fillips, and G.A. Thomas, Solid State Physics. **32**, Academic Press, New York (1977).
- [10] Jeffries C. D., Keldysh L. V. (Eds) *Electron-Hole Droplets in Semiconductors* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 6) (Amsterdam: North-Holland, 1983) [*Электронно-дырочные капли в полупроводниках* (Под ред. К.Д. Джеффриса, Л.В. Келдыша) (М.: Наука, 1988)]
- [11] С.Г. Тиходеев. УФН, **145**, 3 (1985).
- [12] Keldysh L.V., Sibeldin N.N., in *Nonequilibrium Phonons in Nonmetallic Crystals* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 16, Eds W. Eisenmenger, A.A. Kaplyanski) (Amsterdam: North-Holland, 1986) p. 455

Особенности токо-фазового соотношения в области 0- π перехода в джозефсоновских SFS контактах.

В.В. Рязанов, В.А. Обознов, В.В. Больгинов, А.Н. Россоленко

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская область 142432

В докладах, представленных авторами на предыдущих симпозиумах [1,2] (см. также [3-5]), обсуждались эксперименты по реализации π -контактов – джозефсоновских переходов с инверсией токо-фазового соотношения (ТФС) $j_s = -j_c \sin \varphi$ [6]. В работе [5], выполненной совместно с группой университета г.Урбана, США, изменение знака ТФС при переходе SFS-контакта в π -состояние наблюдалось непосредственно (здесь S-сверхпроводник, F-ферромагнетик). Еще один интересный результат, полученный недавно совместно с университетом Урбаны, состоял в использовании сканирующего сквид-микроскопа для обнаружения спонтанного магнитного потока в сетках SFS π -контактов [7]. На рис. 1 представлены результаты этих измерений, которые являются одним из прямых подтверждений существования основного состояния со спонтанным сдвигом разности фаз π в SFS контактах. Магнитный поток (равный половине кванта магнитного потока $\Phi_0/2$), возникающий в отсутствие всякого приложенного поля в ячейках сеток с нечетным числом π -контактов, создает дополнительный фазовый набег π в связи с необходимостью дополнить полный набег фаз в замкнутом сверхпроводящем контуре до четного числа π , чтобы обеспечить однозначность сверхпроводящей волновой функции.

Наблюдение нового явления, являющегося предметом настоящего сообщения, стало следствием улучшения технологии изготовления SFS контактов Nb-Cu/Ni-Nb. Джозефсоновские контакты представляют собой многослойные тонкопленочные сэндвичи (см. рис.1.б). Геометрия каждого слоя в старой “послойной” технологии, использовавшейся в [1-5,7], формировалась отдельно, что требовало использования дополнительных буферных слоев и ионной очистки предыдущего слоя перед осаждением нового. Развитие технологии позволило использовать современный “трехслойный” метод, в котором все три слоя джозефсоновского контакта изготавливаются в едином вакуумном цикле. Новая технология позволила увеличить более чем на порядок плотность критического тока в π -состоянии (см. рис.2), что очень важно для использования SFS π -контактов в качестве пассивных инверторов сверхпроводящей фазы в ниобиевой сверхпроводниковой электронике [2,8,9]. На рис.2 представлена зависимость $j_c(d_F)$ плотности

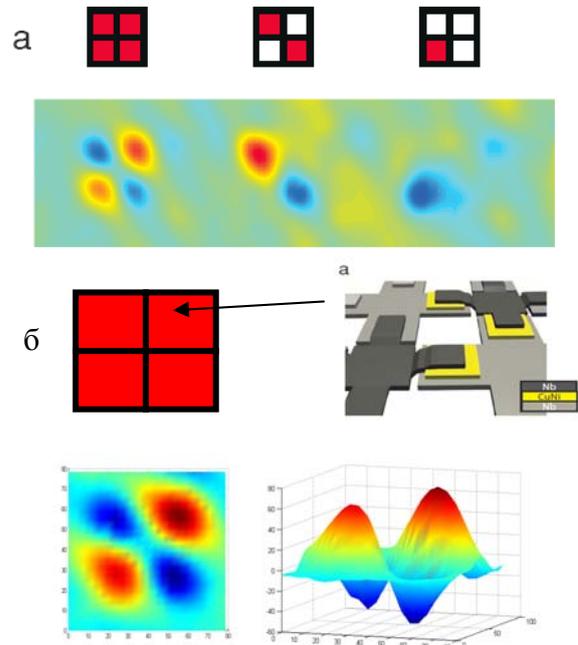


Рис.1 **а) сверху**: схематические изображения 4-х-ячеечных сеток SFS контактов, каждая из ячеек содержит по 3 (закрашенные ячейки) или по 4 (незакрашенные ячейки) джозефсоновских SFS контакта; **снизу**: изображение спонтанного магнитного потока, полученное сквид-микроскопом для каждой из сеток. **б) сверху**: схематический вид сетки с 4-мя одинаковыми “полностью фрустрированными” ячейками и реальный вид одной из ячеек с тремя π -контактами; **снизу**: двумерное и трехмерное изображение обнаруженного магнитного потока [7].

критического тока сэндвичей Nb-Cu_{0.47}Ni_{0.53}-Nb от толщины d_F ферромагнитного CuNi-слоя для старой (серая кривая) и новой (черная кривая) технологий. Части кривых $j_c(d_F)$, соответствующие π -состоянию отражены в отрицательную область графика, поскольку они соответствуют отрицательному токо-фазовому соотношению для сверхтока j_s (приблизительно $j_s = -j_c \sin \varphi$). Еще одним важным следствием использования новой трехслойной технологии, как будет обсуждаться ниже, является смещение толщины d_F перехода в π -состояние в область меньших толщин ферромагнитного слоя (от 11 нм к 7 нм). Реализация SFS π -контактов с достаточно тонкими F-слоями позволила обнаружить сосуществование

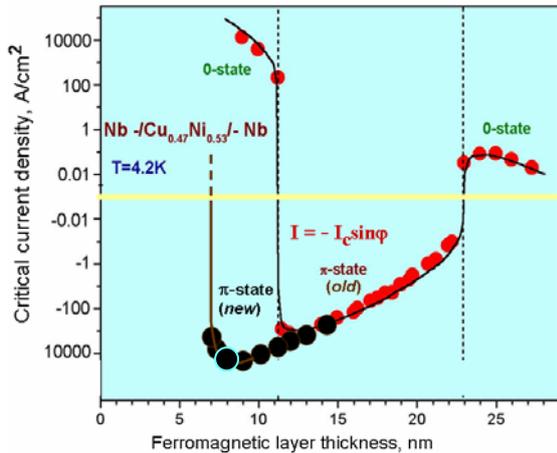


Рис.2 Зависимость критической плотности тока SFS контактов Nb-Cu_{0.47}Ni_{0.53}-Nb от толщины ферромагнитного CuNi-слоя для старой “послойной” (серая кривая) и новой “трехслойной” (черная кривая) технологий.

обычного “0”-состояния и π -состояния в области 0- π -перехода. Обсуждению этого нового явления и будет посвящена оставшаяся часть настоящего сообщения.

Чисто синусоидальное токо-фазовое соотношение (ТФС) в джозефсоновских SNS и SFS контактах (через нормальный (N) или ферромагнитный (F) слой) в отличие от туннельных контактов имеет место только при температурах близких к критической температуре сверхпроводящих берегов. В чистом пределе 2π -периодическое ТФС пилообразно и содержит все Фурье-компоненты: $j_s = j_{c1}\sin\varphi + j_{c2}\sin(2\varphi) + j_{c3}\sin(3\varphi) + \dots$. В случае грязного F-слоя амплитуды высших компонент невелики, однако, поскольку в точке 0- π -перехода в связи с инверсией ТФС нечетные компоненты проходят через ноль, четные компоненты (особенно вторая: $j_{c2}\sin(2\varphi)$) должны надежно проявляться.

Попытке наблюдать “ $\sin(2\varphi)$ ”-компоненту в SFS контактах посвящено несколько работ, в том числе и работа с участием авторов настоящего сообщения [5] (см. также: H.Sellier et al [10]). Результаты, полученные в [10] будут комментироваться ниже. Обсудим сначала безуспешную попытку наблюдения токо-фазовое соотношение $j_s = j_{c2}\sin(2\varphi)$ в нашей предыдущей работе [5]. В экспериментах использовался SFS контакт Nb-Cu_{0.47}Ni_{0.53}-Nb с толщиной CuNi-слоя $d_F = 22$ нм в области обратного перехода из π - в 0-состояние (см. рис.2). Изменяя температуру в интервале 2-4 К, возможно было переходить из обычного в π -состояние за счет температурной зависимости критической толщины $(d_F)_c$ 0- π -перехода [4]. При температуре перехода критический ток точно обращался в нуль, что свидетельствовало о нулевой амплитуде j_{c2} второй компоненты.

Прямые измерения токо-фазового соотношения в области температурного 0- π -перехода [5,2] продемонстрировали изменение его знака, т.е. переход от $j_s = j_c \sin\varphi$ к $j_s = -j_c \sin\varphi$ без каких либо свидетельств компоненты $j_s = j_{c2}\sin(2\varphi)$ с удвоенной периодичностью. Подобные же результаты позднее наблюдались и на SFS переходах, имеющих толщину $d_F = 11$ нм в области первого 0- π -перехода (см. серую кривую на рис.2). Принципиально другая зависимость $I_c(T)$ получена нами на SFS контактах Nb-Cu_{0.47}Ni_{0.53}-Nb приготовленных по трехслойной технологии. При достаточно малой толщине 0- π -перехода $(d_F)_{c1} = 7$ нм критический ток не зануляется в точке перехода T_π (см. обсуждение в [11]) и составляет достаточно большую величину более 0.3 мА, как это показано на рис. 3.

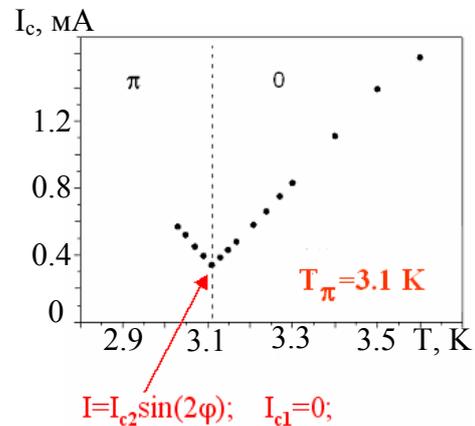


Рис.3 Температурная зависимость $I_c(T)$ критического тока SFS перехода Nb-Cu_{0.47}Ni_{0.53}-Nb с толщиной F-слоя $d_F = 7$ нм в области 0- π -перехода ($T_\pi = 3.1$ К).

Эволюция токо-фазового соотношения при подходе к T_π схематически представлена на рис. 4. Подобное поведение уже наблюдалось нами в предварительных экспериментах по прямому измерению ТФС в переходах Nb-Cu_{0.47}Ni_{0.53}-Nb с толщиной F-слоя $d_F = 7$ нм [12]. Одним из надежных свидетельств π -периодичности ТФС является

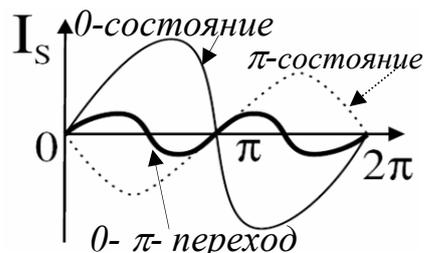


Рис. 4. Эволюция токо-фазового соотношения при переходе от 0- к π -состоянию.

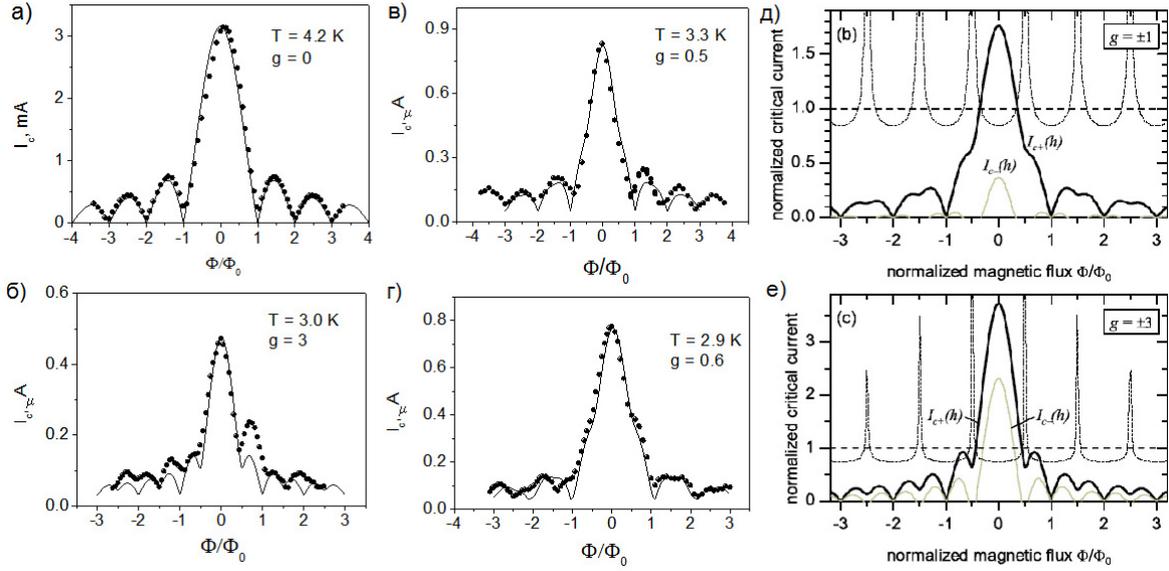


Рис. 5. Зависимости критического тока SFS контактов Nb-Cu_{0.47}Ni_{0.53}-Nb с толщиной F-слоя d_F=7 нм от приложенного магнитного поля при разных температурах, соответствующих разному отношению амплитуд компонент g=I_{c2}/I_{c1}. а-г: экспериментальные данные (точки) и их численный обсчет (сплошные линии); д,е: результаты аналитического расчета [13].

также наблюдаемое нами уменьшение в два раза периода фраунгоферовских зависимостей $I_c(H)$ критического тока SFS контактов от магнитного поля (рис.5). На рис. 5а показана классическая фраунгоферовская зависимость $I_c=I_{c0}[\sin(\pi\Phi/\Phi_0)]/(\pi\Phi/\Phi_0)$, наблюдаемая на обсуждаемом SFS контакте при T=4.2 К много выше температуры 0- π -перехода $T_\pi=3.1$ К. (Здесь $\Phi=HLd_m$ – магнитный поток через SFS контакт, L-его длина, а $d_m=2\lambda+d_F$ – его “магнитная толщина”, λ -лондоновская глубина проникновения в ниобии). При приближении к T_π (см. рис.5в,г) отношение амплитуд второй и первой компонент $g=I_{c2}/I_{c1}$ стремится к единице в связи с резким уменьшением I_{c1} , при этом классическая форма фраунгоферовской зависимости искажается, что проявляется прежде всего в заметном сужении вершины центрального пика. В узкой окрестности T_π (рис.5б) происходят наиболее драматические изменения зависимости $I_c(H)$: ее период, фактически, уменьшается в два раза, т.е. приблизительно равен половине кванта потока $\Phi_0/2$, проходящего через SFS контакт. На рисунках экспериментальные данные показаны точками. Сплошными линиями показан результат численного счета, с помощью которого определялся максимум сверхпроводящего тока через контакт с учетом тока второй компоненты: $I_S=\int [j_{c1}\sin(\varphi+\phi)+j_{c2}\sin(2\varphi+2\phi)]dx$, (где $\varphi(x)$ – локальная разность фаз в контакте, ϕ -константа). Подгоночным параметром являлось отношение амплитуд компонент g. На рис.5д,е показаны также аналитические расчеты [13] для разных g, выполненные позднее.

Другим интересным свидетельством преобладания $\sin(2\varphi)$ -компоненты в ТФС является появление “полуцелых” ступеней постоянного напряжения (полуцелых ступеней Шапиро) на вольт-амперных характеристиках SFS контактов при температурах близких к T_π . Обычно ступени Шапиро возникают на ВАХ джозефсоновских контактов в результате приложения к ним внешних ас-сигналов с частотой f при напряжениях

$$V_\varphi = \frac{\hbar}{2e} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\hbar}{2e} 2\pi f = \Phi_0 f,$$

соответствующих захвату джозефсоновской частоты внешней частотой. π -периодичность ТФС означает замену в этом выражении 2π на π , т.е. ступени Шапиро должны появляться в два раза чаще при напряжениях

$$V_{2\varphi} = \frac{\hbar}{2e} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\hbar}{2e} \pi f = \frac{\Phi_0}{2} f = \frac{V_\varphi}{2}.$$

На рис. 6 показаны вольт-амперные характеристики в присутствии ас-накачки того же SFS контакта, результаты для которого представлены на рис. 3 и 5. Можно видеть, что полуцелые ступени Шапиро возникают только при температуре перехода, когда отношение компонент g сравнимо с единицей (или превышает ее). Необходимо отметить, что о первом наблюдении полуцелых ступеней Шапиро, связанных с доминированием $\sin(2\varphi)$ -компоненты, было заявлено в [10] еще в 2004 г. Интерпретация этих результатов вызывает сомнения, поскольку возникновение аномальных ступеней не сопровождалось искажением фраунгоферовских зависимостей.

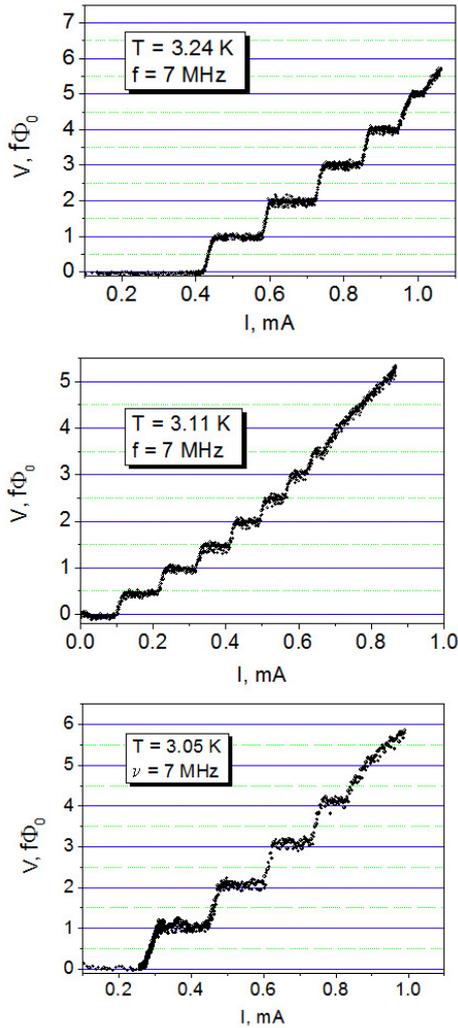


Рис. 6. Ступени Шапиро на ВАХ SFS контактов Nb-Cu_{0.47}Ni_{0.53}-Nb с толщиной F-слоя d_F = 7 нм в присутствии ас-накачки с частотой f.

В нашей работе [14] происхождение подобных ступеней было объяснено неоднородностью F-слоя по толщине. В этом случае при T вблизи T_π часть SFS контакта может находиться в 0-, а часть в π-состоянии. На границе двух участков должен возникнуть циркулирующий ток (семифлаксон), обеспечивающий однозначность сверхпроводящей волновой функции на стыке участков с разностью фаз 0 и π. Такое состояние вырождено относительно направления поля тока (знака семифлаксона). Фактически, переключение знака полуфлаксона обуславливает появление полужелтых ступеней. Возникновение неоднородного распределенного 0-π-контакта вблизи T_π сопровождается появлением глубокого провала на зависимости I_c(H) в области нулевых полей. Пример такой зависимости показан на рис. 7.

Таким образом в работе была обнаружена трансформация токо-фазового соотношения от j_s = j_{c1}sinφ к j_s = j_{c2}sin(2φ) для джозефсоновского SFS контакта в области перехода в π-состояние.

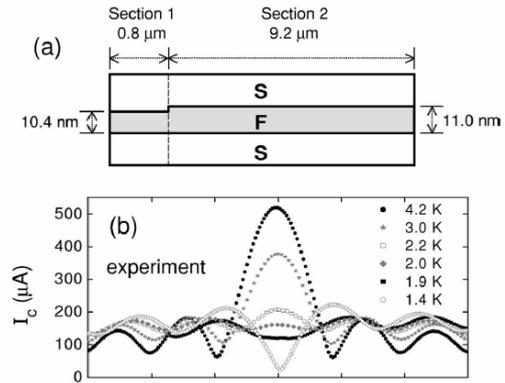


Рис.7 Искажение зависимости I_c(H) при приближении к T_π=1.4 К в неоднородном SFS контакте [14] (5 кривых для T от 4.2 до 1.4 К).

Авторы благодарны РФФИ и программам РАН за поддержку работы.

- [1] Рязанов В.В., Обознов В.А., Больгинов В.В., Фефанов А.К., *Материалы симпозиума «НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА»* Нижний Новгород, т.1, стр.56, март 2005 г.
- [2] Рязанов В.В., Обознов В.А., Больгинов В.В., Фефанов А.К., Кошелец В.П., Дмитриев П.Н., *Материалы симпозиума НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА»* Нижний Новгород, т.1, стр.63, март 2006 г.
- [3] Ryazanov V.V., Oboznov V.A., Rusanov A.Yu., Veretennikov A.V., Golubov A.A. and Aarts J., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2427 (2001).
- [4] Oboznov V.A., Bol'ginov V.V., Feofanov A.K., Ryazanov V.V. and Buzdin A.I., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 197003 (2006).
- [5] Frolov S.M., Van Harlingen D.J., Oboznov V.A., Bolginov V.V., Ryazanov V.V., *Phys. Rev B* **70**, 144505 (2004).
- [6] Buzdin A.I., *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005).
- [7] Frolov S.M., Stoutimore M.J.A., Crane T.A., Van Harlingen D.J., Oboznov V.A., Ryazanov V.V., Ruosi A., Granata C., and M. Russo M., *Nature Physics* **4**, 32 (2008).
- [8] Terzioglu E. and Beasley M.R., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **8**, 48 (1998).
- [9] Ustinov A.V. and Kaplunenko V. K., *J. Appl. Phys.* **94**, 5405 (2003).
- [10] Sellier H., Baraduc C., Lefloch F., and Calemczuk R., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 257005 (2004).
- [11] Buzdin A.I, *Phys. Rev. B* **72**, 100501 (2005).
- [12] A.Yu. Rusanov, S.M., Stoutimore M.J.A., Van Harlingen D.J., Oboznov V.A., Bolginov V.V., Rossolenko A.N., and Ryazanov V.V. to be published.
- [13] Goldobin E., Koelle D., Kleiner R., and Buzdin A., *Phys. Rev B* **76**, 224523 (2007).
- [14] Frolov S.M., Van Harlingen D.J., Bolginov V.V., Oboznov V.A., Ryazanov V.V., *Phys. Rev B* **74**, 020503 (2006).

φ -контакт на основе планарного джозефсоновского перехода с контролируемой фазовой неоднородностью

А. В. Самохвалов

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

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

В отсутствие внешнего поля и тока через контакт, минимум энергии джозефсоновского перехода $E_J = (\hbar I_c / 2e)(1 - \cos \varphi)$ обычно реализуется в 0-состоянии, для которого разность фаз φ параметров порядка двух образующих переход сверхпроводников, отсутствует ($\varphi = 0$) [1]. Это соответствует положительному значению критического тока перехода I_c . Возможность изменения знака I_c (а точнее – критической плотности джозефсоновского тока j_c) была впервые предсказана в работах [2, 3] на примере джозефсоновского контакта, содержащего магнитные примеси, и SFS-перехода с ферромагнитным барьером (см, обзор [4]). Изменение знака j_c означает, что основным в этом случае становится π -состояние контакта, когда разность фаз на переходе равна π . Подобные π -состояния наблюдались в последнее время экспериментально в SNS-переходах с неравновесным заполнением андреевских уровней [5], в джозефсоновских переходах на основе сверхпроводников d -типа [6], и в SFS-контактах [7]. Использование подобных π -контактов позволяет существенно улучшить параметры классических и квантовых джозефсоновских систем [8]. Для этого однако необходимы π -контакты с достаточно высоким значением характерного напряжения V_c и низкими потерями, что трудно реализовать существующими в настоящее время способами. С этой целью в работе предлагается использовать в качестве π -контактов обыкновенные джозефсоновские переходы в которых сформирована искусственная фазовая неоднородность $\psi(\mathbf{r})$.

Для постоянной величины $j_c > 0$ и простейшей синусоидальной ток-фазовой зависимости $j(\varphi) = j_c \sin \varphi$, измеряемый в экспериментах джозефсоновский ток через контакт I_J определяется выражением

$$I_J = j_c \int_{S_J} d\mathbf{r} \sin(\psi(\mathbf{r}) + \varphi_0), \quad (1)$$

в котором интеграл вычисляется по площади перехода S_J . Постоянную разность фаз φ_0 в (1) следует выбирать из условия минимума джо-

зефсоновской энергии

$$E_J = \frac{\hbar I_c}{2e} - \frac{\hbar j_c}{2e} \int_{S_J} d\mathbf{r} \cos(\psi(\mathbf{r}) + \varphi_0). \quad (2)$$

Здесь $I_c = j_c S_J$ – критический ток перехода. Следовательно, изменяя распределение разности фаз $\psi(\mathbf{r})$ можно перестраивать постоянную разность фаз φ_0 , и тем самым влиять на основное состояние перехода.

Очевидный способ создания произвольной фазовой неоднородности в области перехода основан на фундаментальном соотношении Джозефсона между калибровочно-инвариантной разностью фаз φ и захваченным в области контакта магнитным потоком [1]

$$\nabla \varphi = \frac{2\pi \Lambda}{\Phi_0} [\mathbf{B} \times \mathbf{e}_z], \quad (3)$$

где $\Phi_0 = \pi \hbar c / e$ – квант магнитного потока, Λ – магнитная толщина перехода, а \mathbf{e}_z – единичный вектор вдоль нормали к поверхности перехода, совпадающей с осью z . Согласно (3) неоднородное магнитное поле $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ в области перехода вызывает пространственную модуляцию джозефсоновской разности фаз $\varphi = \psi(\mathbf{r}) + \varphi_0$. До настоящего времени, в качестве источников мелкомасштабной фазовой неоднородности рассматривались одиночные вихри Абрикосова, захваченные в электродах контакта [9, 10], а также инжекция внешнего тока в переход на масштабе меньшем характерной джозефсоновской длины λ_J [11].

В последнее время был предложен и успешно реализован принципиально иной способ формирования контролируемой системы фазовых неоднородностей в планарном джозефсоновском переходе. В основе данного метода лежит взаимодействие контакта с неоднородным магнитным полем ферромагнитных наночастиц, расположенных вблизи барьера. В работах [12, 13], были экспериментально изучены транспортные свойства короткого джозефсоновского перехода с поперечной (overlap) геометрией на верхнем сверхпроводящем электроде которого располагался регулярный массив однородно намагниченных частиц Co . Обнаруженные в этих экспериментах особенности дифракционной картины в виде регуляр-

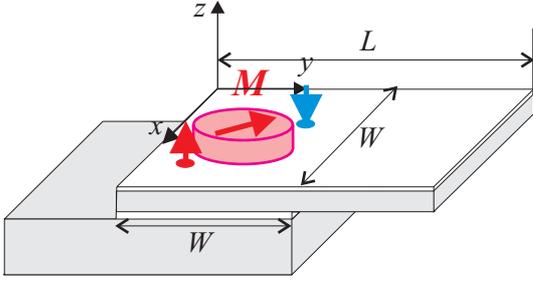


Рис. 1: Схематическое изображение гибридной системы, состоящей из планарного джозефсоновского перехода ($W \times W$) и ферромагнитной частицы. Пара вихрь–антивихрь показана вертикальными стрелками у противоположных полюсов частицы, однородно намагниченной в плоскости перехода.

ных пиков на зависимости критического тока контакта I_c от внешнего однородного магнитного поля H , приложенного в плоскости перехода, служат доказательством существования эффектов соизмеримости между периодическим распределением разности фаз, создаваемым полем рассеяния магнитных частиц, и пространственной волной джозефсоновского тока, формируемой внешним полем [14]. Подобные эффекты соизмеримости неоднократно наблюдались в гибридных системах ферромагнетик–сверхпроводник (FS), состоящих из массива магнитных частиц или слоя ферромагнетика на сверхпроводящей пленке, и взаимодействующих через медленно спадающие поля рассеяния частиц или доменов (см., например, обзор о гибридных FS системах [15]).

В данной работе теоретически изучена зависимость ток-фазового соотношения гибридной FS системы, состоящей из планарного джозефсоновского перехода, помещенного в неоднородное поле магнитной частицы, от параметров частицы. Изучено влияние мелкомасштабной фазовой модуляции, создаваемой магнитным полем частицы, на соотношение между плотностью джозефсоновского тока и разностью фаз на переходе. Показано, что в отсутствие внешнего поля и тока через контакт равновесное значение разности фаз может изменяться в широких пределах от 0 до π . Обсуждаются возможности создания на основе такой гибридной FS структуры джозефсоновского φ -контакта с контролируемой равновесной разностью фаз φ_0 .

Рассмотрим гибридную FS систему, состоящую из планарного джозефсоновского перехода на верхнем электроде которого, расположена эллиптическая магнитная частица, однородно намагниченная в плоскости контакта вдоль длинной (легкой) оси, как показано на рис. 1. Electroды контакта представляют собой длинные полоски ($L \gg W$) сверхпровод-

ника второго рода шириной $W \gg \lambda$, толщиной $t_{1,2} \gg \lambda$, и параметром Гинзбурга–Ландау $\lambda/\xi \gg 1$. Верхний электрод контакта отделен от магнитной частицы тонким изолирующим слоем. Поперечные размеры контакта W малы по сравнению с джозефсоновской глубиной проникновения $\lambda_J = \sqrt{c\Phi_0/8\pi^2 \Lambda j_c}$: $W \ll \lambda_J$. Здесь j_c – плотность критического тока перехода, $\Lambda = t_i + 2\lambda$ – магнитная толщина перехода λ – лондоновская глубина проникновения магнитного поля, ξ – длина когерентности, а t_i – толщина барьера между сверхпроводящими слоями. Поскольку эффект близости между сверхпроводником и ферромагнетиком отсутствует, взаимодействие между джозефсоновским контактом и магнитной частицей возможно только через поля рассеяния частиц [15]. В соответствии с представлениями [16], будем полагать, что магнитная частица создает в верхнем электроде пару вихрей противоположного направления, так что вихрь располагается у отрицательного, а антивихрь – у положительного полюсов наномagnита (рис. 1). Размер пары (т.е. расстояние между вихрем и антивихрем) определяется размером частицы d вдоль легкой оси намагничивания. Поскольку размер пары d существенно превышает длину когерентности ξ ($d \gg \xi$), определяющим является электродинамический механизм влияния вихрей Абрикосова на критический ток контакта: магнитный поток, создаваемый парой вихрь–антивихрь в области перехода, приводит к координатной зависимости джозефсоновской разности фаз $\psi(\mathbf{r})$, где $\mathbf{r} = (x, y)$ – вектор в плоскости контакта [10]. Полагая, что критический ток j_c мал, будем искать распределение разности фаз, считая переход абсолютно непрозрачным ($j_c = 0$). В этом случае распределение $\psi(\mathbf{r})$ описывается уравнениями:

$$\Delta\psi(\mathbf{r}) = 0, \quad (4)$$

$$\text{rot}_z(\nabla\psi) = 2\pi[\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_v) - \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_a)], \quad (5)$$

Уравнения (4,5) необходимо дополнить условием отсутствия тока на границах верхнего электрода:

$$\left. \partial_x \psi \right|_{x=0,W} = 0, \quad \left. \partial_y \psi \right|_{y=0} = 0. \quad (6)$$

Здесь $\Delta = \partial_x^2 + \partial_y^2$ – двумерный оператор Лапласа, а $\mathbf{r}_{v,a}$ – координаты вихря (v) и антивихря (a) в плоскости перехода. Уравнение (5) учитывает особенности распределения фазы параметра порядка в верхнем электроде в присутствии вихрей Абрикосова [17]. Вычисленное таким образом неоднородное распределение разности фаз $\psi(\mathbf{r})$ использовалось для определения константы φ_0 при которой энергия джозефсоновского перехода (2) минимальна.

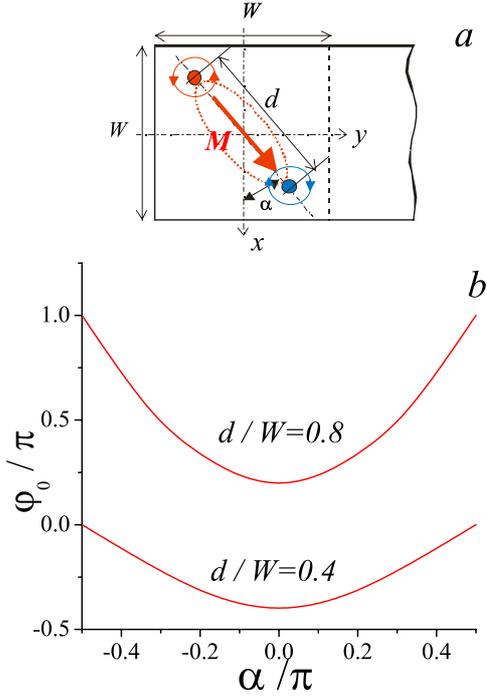


Рис. 2: а. Конфигурация пары вихрь–антивихрь, созданной магнитной частицей \mathbf{M} в верхнем электроде: $\mathbf{r}_{v,a} = (d/2)(1 \mp \cos \alpha, 1 \mp \sin \alpha)$. б. Зависимость фазы φ_0 от ориентации и размера пары вихрь–антивихрь.

На рис. 2 приведены зависимости фазы φ_0 от ориентации и размера пары вихрь–антивихрь, индуцированной магнитной частицей \mathbf{M} в верхнем электроде планарного джозефсоновского перехода. Легко видеть, что равновесное значение разности фаз φ_0 существенно зависит от положения вихрей в контакте и может изменяться в широких пределах от 0 до π . На рис. 3 показано распределение $\cos(\psi(\mathbf{r}) + \varphi_0)$ в сверхпроводящем электроде для двух значений размера пары вихрь–антивихрь d . Та часть сверхпроводящих электродов, в которой распределение фазы параметров порядка $\theta_{1,2}$ двух образующих переход сверхпроводников существенно неоднородно, ограничена областью, где отличен от нуля магнитный поток, создаваемый парой вихрь–антивихрь. Поэтому, на расстояниях L от перехода порядка размера области неоднородности $\psi(\mathbf{r})$ зависимость фаз $\theta_{1,2}$ от координаты \mathbf{r} исчезает и величина $\varphi = \theta_2 - \theta_1$ будет определять ток-фазовое соотношение контакта. Полагая $\theta_1 = 0$, получим, что в отсутствие внешнего поля и тока через контакт $\varphi = \psi(y \rightarrow \infty) + \varphi_0 \simeq \varphi_0$, что означает возможность изменения разности фаз основного состояния джозефсоновского контакта полем магнитной частицы, и формирования на основе такой гибридной FS структуры φ -контакта [18].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, и программы РАН "Квантовая макрофизика".

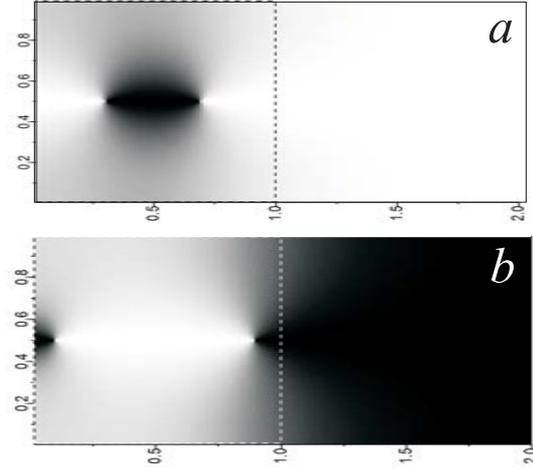


Рис. 3: Распределение $\cos(\psi(\mathbf{r}) + \varphi_0)$ в плоскости перехода для двух значений размера пары вихрь–антивихрь d ($\alpha = \pi/2$): а. $d = 0.4W$; б. $d = 0.8W$. Белый цвет соответствует $\psi(\mathbf{r}) + \varphi_0 = 0$, черный цвет – $\psi(\mathbf{r}) + \varphi_0 = \pi$. Граница перехода показана пунктиром.

- [1] B. D. Josephson, Phys. Lett. **1**, 251 (1962).
- [2] Л. Н. Булаевский и др. Письма в ЖЭТФ **25**, 314 (1977).
- [3] А. И. Буздин и др. Письма в ЖЭТФ **35**, 147 (1982).
- [4] A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
- [5] J. J. A. Baselmans et al. Nature (London) **397**, 43 (1999).
- [6] C. C. Tsuei and J. R. Kirtley, Rev. Mod. Phys. **72**, 969 (2000).
- [7] V. V. Ryazanov et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
- [8] L. B. Ioffe et al., Nature (London) **398**, 679 (1999); T. Yamashita et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 097001 (2005).
- [9] S. L. Miller et al., Phys. Rev. B, **31**, 2684 (1985);
- [10] А. А. Голубов, М. Ю. Куприянов, ЖЭТФ **92**, 1512 (1987);
- [11] A.V. Ustinov, Appl. Phys. Lett. **80**, 3153 (2002); E. Goldibin et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 057005 (2004).
- [12] С. Н. Вдовичев и др., Письма в ЖЭТФ **80**, 758 (2004).
- [13] A. A. Fraerman et al., Phys. Rev. B **73**, 100503(R) (2006).
- [14] А. В. Самохвалов, ЖЭТФ **131**, 500 (2007).
- [15] I. F. Lyuksyutov and V. L. Pokrovsky, Adv. Phys. **54**, 67 (2005).
- [16] M. J. Van Bael et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 155 (2001); M. V. Milosevic, and F. M. Peeters, Phys. Rev. B **69**, 104522 (2004).
- [17] A. Barone et al., J. Appl. Phys. **53**, 5802 (1982); L.N. Bulaevskii et al., Phys. Rev. B **46**, 366 (1992).
- [18] A. I. Buzdin, A. E. Koshelev, Phys. Rev. B **67**, 220504(R) (2003).

Кинетика перемагничивания F/S гетероструктур.

Л. Успенская¹, С. Егоров¹, Т. Нурғалиев²

¹ Институт Физики Твердого Тела РАН, Черноголовка, 142432, Россия

² Institute of Electronics BAS, София, 1784, Болгария

e-mail: uspenska@issp.ac.ru

В широком температурном диапазоне исследована кинетика перемагничивания F/S гетероструктур при помощи прямого метода визуализации распределения магнитного потока. Установлено, что уже при температурах выше температуры сверхпроводящего перехода, T_c^s , изменяются эффективная анизотропия магнетика, коэрцитивность и подвижность доменных границ, а при переходе через T_c^s происходит принципиальное изменение кинетики перемагничивания. Показано, что характер перемагничивания магнетика (вид и тип доменных границ) и вид проникновения потока в сверхпроводник модифицируются при низких температурах различным образом в зависимости от соотношения «жёсткости» ферромагнетика и сверхпроводника.

Развитие нанотехнологий, миниатюризация управляющих элементов, требуют создания новых материалов с высоким откликом на слабые внешние воздействия и низким уровнем шума. С этой целью создаются новые материалы, базирующиеся на сложных составах или гетероструктурах. В частности, в последнее десятилетие большое внимание уделялось исследованию свойств магнитных гетероструктур с тонкими слоями соседствующих магнитомягкого и магнито-жесткого ферромагнетиков или мягкого ферромагнетика и антиферромагнетика. В таких структурах были обнаружены эффекты резистивных переключений, гигантского магнетосопротивления и др., и теперь эти структуры уже используются в записывающих и считывающих устройствах [1]. В настоящее время большое внимание уделяется исследованию гетероструктур ферромагнетик-сверхпроводник, F/S, в которых магнитный слой, легко перемагничиваемый слабым магнитным полем, используется для управления свойствами сверхпроводника [2]. В F/S гетероструктурах предсказаны и обнаружены такие интересные явления, как π -контакты [3], локализованная на магнитных доменных стенках сверхпроводимость [4], спин-клапанные эффекты [5], зависящая от спиновой поляризации сверхпроводимость [6] и т.д. Особенно привлекательными для приложений выглядят гетероструктуры на основе высокотемпературных сверхпроводников, поскольку такие структуры могли бы работать при

температуре жидкого азота. Было найдено, что один из ВТСП, YBCO, по параметрам решетки хорошо подходит к манганитам, обладающим при оптимальном допировании ферромагнитными свойствами. Поэтому даже при лазерном или магнетронном напылении YBCO на манганиты, допированные Sr, Ca и др., (на LSMO, LCMO...), происходит эпитаксиальный рост пленок YBCO и сверхпроводящие свойства таких пленок оказываются незначительно хуже, чем свойства обычных монокристаллических пленок YBCO [7,8]. Что касается свойств пленок низкотемпературных сверхпроводников, типа Nb, то они слабо зависят от качества подложки. До сих пор основные исследования свойств F/S гетероструктур велись через измерение усредненных свойств материала, т.е. измерялись кривые намагничивания, проводимость, снимались вольт-амперные характеристики, что несомненно является важным, но во многих случаях оставляет возможной неоднозначную трактовку происхождения наблюдаемых эффектов.

В данной работе выполнено исследование кинетики перемагничивания гетероструктур Nb/Pu (жесткий низкотемпературный сверхпроводник—магнитомягкий ферромагнетик пермаллой) и YBCO/LSMO (относительно мягкий высокотемпературный сверхпроводник—жесткий ферромагнетик) в широкой области температур, выше, немного ниже и значительно ниже T_c^s , и показано, во-первых, изменение свойств магнетика из-за появления дополнительного интерфейса, во-вторых, выделен вклад в изменение процесса перемагничивания обусловленный близостью сверхпроводника и связанной с этим изменением конфигурации намагничивающего поля и полей рассеяния и, в-третьих, изучено изменение характера проникновения магнитного поля в сверхпроводник из-за близости магнетика.

Эксперименты проводились на тонких пленках YBCO/LSMO/LAIO, Nb/Pu/Si, Pu/Nb/Si, выращенных методом магнетронного распыления. Толщины слоев в гетероструктурах были YBCO/LSMO 40 нм и 20 нм, соответственно, Nb/Pu – 30 нм и 60 нм. Латеральные размеры структур были много больше толщин пленок, 5 мм * 10 мм для YBCO/LSMO, 0.2 мм * 5 мм для Nb/Pu. Температура сверхпроводящего перехода $T_c^s = 88$ К

для $YBCO/LSMO/LaIO$, $T_c^s = 9$ К для $Nb/Py/Si$. Высокое качество пленок исследуемых пленок подтверждено однородностью температуры сверхпроводящего перехода и подобием протекания процессов перемагничивания по всей площади материала как при низких, так и при высоких температурах.

Наблюдение магнитной доменной структуры ферромагнитных пленок, кинетики перемагничивания и процесса проникновения магнитного потока в сверхпроводник выполнялась с помощью метода магнито-оптической визуализации магнитного поля с помощью тонких магнитных пленок ИЖГ (с плоскостной анизотропией и большим эффектом Фарадея, углом вращения плоскости поляризации света ~ 1 град / 1 мкм / 500 Э). Этот метод с успехом используется для изучения механизма перемагничивания многих тонких магнитных пленок [9], особенностей проникновения магнитного поля в объемные и тонкопленочные сверхпроводники [10] и пр. Важно отметить, что пространственное разрешение метода всегда ограничено оптическим разрешением, а визуализируется лишь перпендикулярная плоскости наблюдения компонента индукции, сохраняющаяся при переходе из среды в среду и при условии хорошего прилегания магнито-оптического индикатора к исследуемому объекту.

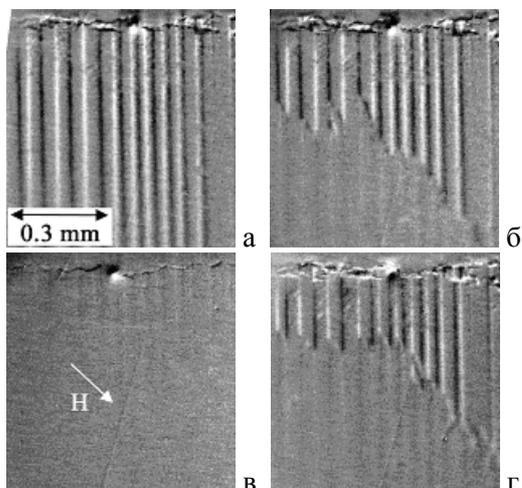


Рис.1 Полосовая доменная структура, формирующаяся на двойниках в размагниченном образце $YBCO/LSMO/LaIO$ при $T > T_c^s$ и ее изменение при перемагничивании плоскостным полем: а-г – $H=0$ Э, -15 Э, -30 Э, +15 Э. Темные и светлые полосы соответствуют доменам с противоположно направленной перпендикулярной спонтанной намагниченностью, средний серый контраст - либо намагниченности в плоскости пленки, либо доменам субмикронного масштаба, неразрешаемым в оптическом микроскопе.

Доменная структура пленок $LSMO$ в гетероструктурах $YBCO/LSMO/LaIO$ в размагниченном состоянии при температуре выше

$T_c^s = 88$ К не удавалось наблюдать нигде в плоскости пленок, кроме областей, прилегающих к двойникам, где вдоль двойников были локализованы протяженные домены с перпендикулярной плоскости пленки намагниченностью, направление которой чередовалось на соседних двойниках [11]. Перемагничивание гетероструктуры при температурах выше T_c^s происходило за счет зарождения и движения доменных границ, вид и ориентация которых зависели от направления магнитного поля, а поле зарождения границ возрастало с понижением температуры. На рис.1 в качестве примера показано перемагничивание под действием поля в плоскости, ориентированного по направлению [110], на рис. 2 – перемагничивание под действием полей направленных вдоль [100], на рис.3 – поле вдоль [010].

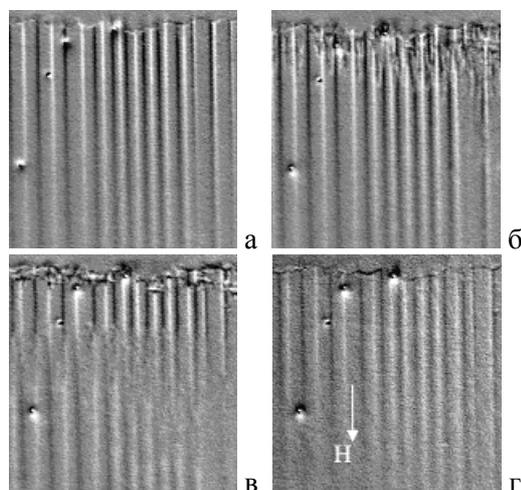


Рис.2. Перемагничивание $YBCO/LSMO/LaIO$ при $T > T_c^s$ полем, направленным вдоль [100]; а-г – $H = 0$ Э (после -80 Э), 11 Э, 13 Э, 40 Э.

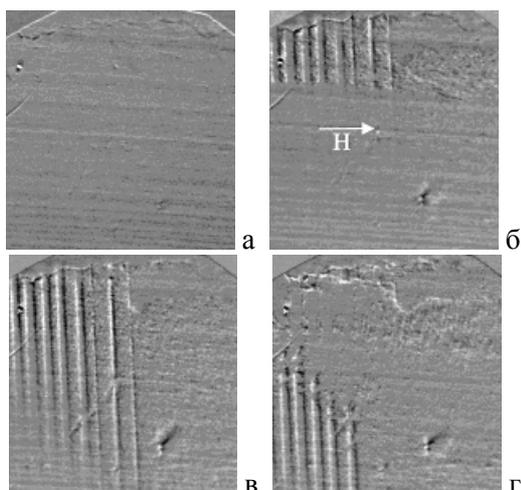


Рис.3. Перемагничивание $YBCO/LSMO/LaIO$ при $T > T_c^s$ магнитным полем, направленным вдоль [010]; а-г – $H = 0$ Э (после -80 Э), 6 Э, 14 Э, 20 Э.

Как видно из рис.1-3, при различных направлениях поля перемагничивание пленки манганита

происходит примерно в одних и тех же полях, а вид оставшейся после выключения поля доменной структуры, даже на двойниках, зависит от предыстории. Поэтому все низкотемпературные эксперименты проводились после приведения доменной структуры в одно и то же состояние, с намагниченностью ориентированной в плоскости пленки. И исследовалось проникновение именно продольного магнитного поля в гетероструктуру, поскольку оно позволяет легко переключать магнетик, а значит и управлять свойствами гетероструктуры.

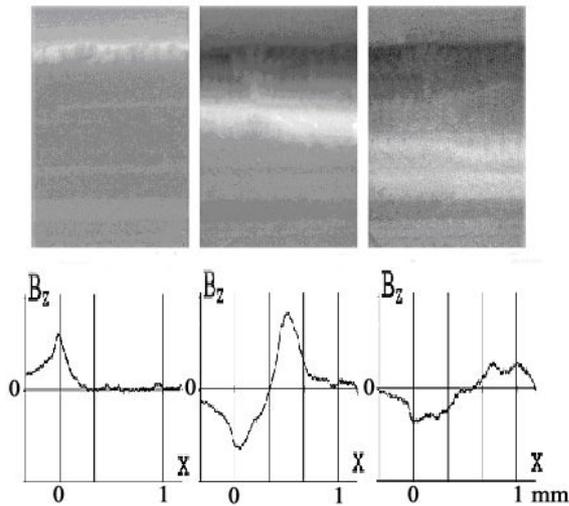


Рис.4 Перемагничивание того же образца продольным полем при $T = 85$ К (под каждым рисунком приведен профиль распределения перпендикулярной плоскости пленки компоненты индукции, возникшей при продольном намагничивании).

В результате проведенных исследований было установлено, что характер проникновения поля в *YBCO/LSMO/LaIO* существенно зависит от температуры. Если температура на несколько градусов ниже T_c^s , то поток почти равномерно проникает в пленку с краев, претерпевая при этом возмущение направления индукции в перпендикулярной плоскости пленки направлении, несмотря на продольность магнитного поля, рис.4. Причем после проникновения волны возмущения потока одного направления, за ней следует волна с противоположным направлением индукции. Удивляет масштаб перпендикулярного возмущения намагниченности, оно простирается на расстояния более миллиметра при толщинах пленок менее 100 нм. Обе волны затухают по мере приближения к центру пленки, и имеют наибольшую амплитуду при расстояниях от края до 0.5 мм.

При более низкой температуре картина проникновения продольного поля значительно усложняется, масштаб перпендикулярной модуляции становится мелче, а интенсивность заметно возрастает, при этом поток проникает в пленку вспысками макроскопических капель вихрей, а каждой капле вихрей одного знака

соответствует связанная с ней капля вихрей несущих противоположный поток (антивихри), рис.5. Причем возникающая неоднородность обусловлена не дефектными областями в магнетике или сверхпроводнике, поскольку в других условиях перемагничивания, например в перпендикулярном магнитном поле поток равномерно проникает в ту же гетеропленку.

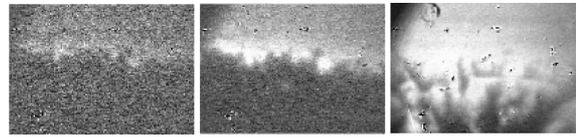


Рис.5. Перемагничивание того же образца продольным полем при $T = 23$ К.

Обнаруженный характер проникновения потока в гетероструктуру (связанный поток-антипоток вихрей) свидетельствует о важности дальнедействующих, магнитостатических, взаимодействий и их влиянии на конфигурацию проникновения потока в гетероструктуру. Причем роль доменной структуры магнетика практически сводится к нулю, поскольку экранирующие токи сверхпроводника быстро насыщают её, но важным оказывается наличие большой магнитной проницаемости магнетика, изменяющей конфигурацию замыкающих полей рассеяния, которые, по-видимому, и провоцируют появление перпендикулярной модуляции потока. Таким образом удалось объяснить причину уменьшения критического тока и сужения петель гистерезиса в *YBCO* пленках в гетероструктурах с манганитами.

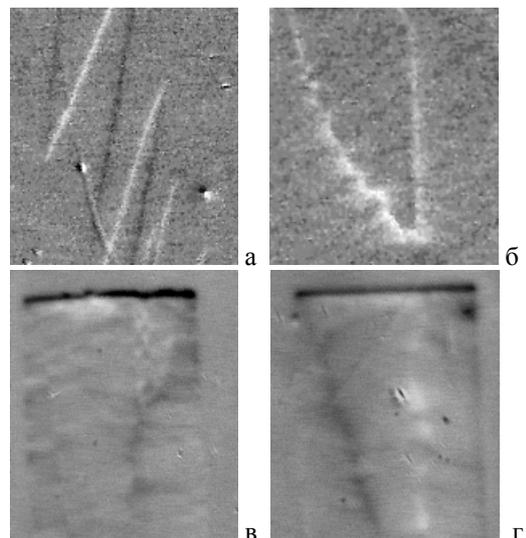


Рис.6. Доменные границы (а) в пленке *Py/Si* (пермаллой) толщиной 30 нм и гетероструктурах (б) - *FeMn/Py/Si*, (в) - *Py/Nb/Si*, (г) - *Nb/Py/Si* при той же толщине пермаллой.

В гетероструктурах *Nb/Py/Si* пермаллой был выбран как магнитомягкий материал с рекордной скоростью перемагничивания. Действительно,

даже тонкие пленки пермаллоя, изготовленные на кремнии без специального буферного слоя магнетронным распылением показали быстрое перемагничивание за счет зарождения и смещения тонких однородных доменных границ, рис.6 (при толщине пленки 20-30 нм и $T = 10$ К $H_c < 1$ Э, $v > 1$ м/сек). Однако в гетероструктурах, как при соседстве с магнитным слоем, так и со сверхпроводящим, при $T > T_c^s$, коэрцитивность пермаллоя оказалась на порядок выше, доменные границы диффузно-неоднородные, рис.6, а их движение носило явно активационный по полю и температуре характер, причем импульсное перемагничивание полем, превышающим H_c приводило к смене механизма перемагничивания на неоднородное вращение намагниченности.

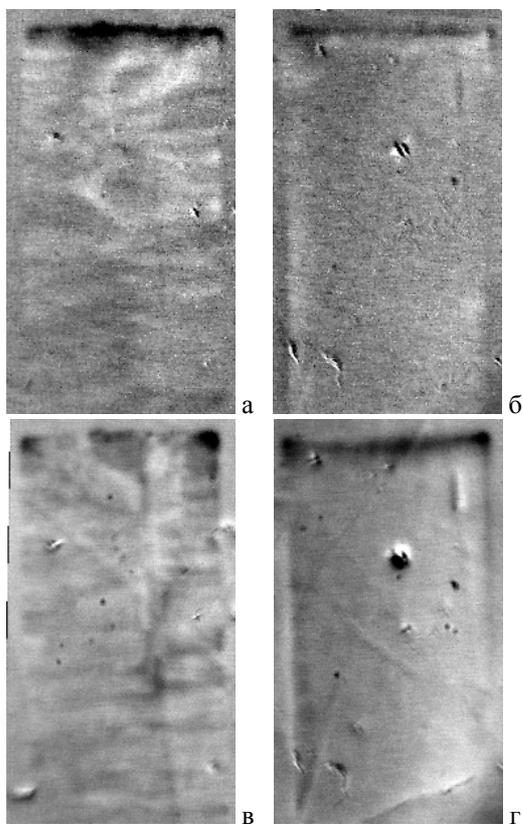


Рис.7. Перемагничивание тех же гетероструктур, что показаны на Рис.6в и 6г, соответственно, но при температуре 7.5 К; (а, в) – верхний слой магнитный, (б, г) – верхний слой сверхпроводящий.

В отличие от пленок $YBCO$, которые хорошо растут только на манганите, качественные пленки Nb получаются и на Si и на Pu . Это оказалось очень удобным для понимания степени изменения кинетики перемагничивания гетероструктур при низких температурах. В результате проведенных экспериментов было показано, что Pu изменяет поведение в магнитном поле Nb только вблизи краев гетероструктур, на расстояниях порядка 10-20 мкм. В то же время процесс

перемагничивания пермаллоя изменяется значительно: перемагничивание смещением доменных границ фактически заменяется процессом неоднородного вращения намагниченности, так как зарождающиеся доменные границы очень сильно наклоняются и расползаются, о чем свидетельствует вид контраста доменных границ и на краях полосок-гетероструктур, рис.7. Кроме того появляется асимметрия при инверсии магнитного поля, смещение петли гистерезиса, а средняя коэрцитивность растет. Все обнаруженные изменения магнитных свойств Pu при переходе через T_c^s легко объясняются влиянием экранирующих магнитное поле токов, текущих по поверхности сверхпроводника и не впускающие в него поля рассеяния, обусловленные доменными границами.

Таким образом показано, что в гетероструктурах мягкий ферромагнетик-сверхпроводник близость сверхпроводящего слоя изменяет процесс перемагничивания магнитного слоя. Что касается обратного влияния, ферромагнетика на сверхпроводник, то в макроскопическом масштабе оно проявляется в основном в краевых эффектах.

Работа выполнена при частичной поддержке программой ОФН РАН «Новые материалы и структуры» и грантами РФФИ 05-02-17166, 08-02-01091. Выражаем благодарность Б. Благоеву, Т. Дончеву, С. Митевой (Институт электроники БАН) за изготовление гетероструктур $YBCO/LSMO/LaIO$.

- [1] Zutic I., Das Sama S., Rev. Mod.Phys.. 76, 323 (2004)
- [2] A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. 77, 935 (2005)
- [3] V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov, A. V. Veretennikov, A. A. Golubov, and J. Aarts, Phys. Rev. Lett. 86, 2427–2430 (2001)
- [4] A. Yu. Rusanov, M. Hesselberth, J. Aarts, and A. I. Buzdin, Phys. Rev. Lett. 93, 057002 (2004)
- [5] J. Aumentado, and V. Chandrasekhar, Phys. Rev. B 64, 054505 (2001)
- [6] Gu, J. Y., C.-Y. You, J. S. Jiang, J. Pearson, Ya. B. Bazaliy, and S. D. Bader, Phys. Rev. Lett. 89, 267001 (2002)
- [7] H-U Habermeier, G Cristiani, R K Kremer, O Lebedev, G van Tendeloo, Physica C 364-365 298 (2001)
- [8] T.Nurgaliev, B.Blagoev, T. Donchev et al., Journal of Physics: Conference Series, 43, 329 (2006)
- [9] A.Khapikov, L.Uspenskaya, J.Ebothe, S.Vilain Phys.Rev.B.,57,No23,pp.14990-14998, (1998)
- [10] Ch. Jooss, J. Albrecht, H.Kuhn, S.Leonhardt, H.Kronmuller, Rep. Prog. Phys., 65, 651 (2002); M.V. Indenbom, L.S Uspenskaya, C.J. van der Beek, M. Konczykowski, Trans. Magn. Soc. Japan, v.2, No.4, 244-247 (2002)
- [11] Л.С. Успенская, Т. Нургалиев, Б. Благоев, Т. Дончев, С. Митева, Известия РАН, сер. физич, No 4, 2008

Локализованная сверхпроводимость в гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик

А.Ю. Аладышкин^{1,2}, А.С. Мельников¹, Д.А. Рыжов¹, А.В. Самохвалов¹,
А.А. Фраерман¹, В. Гилляйнс², А.В. Силанек² и В.В. Мошталков²

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

² INPAC – Institute for Nanoscale Physics and Chemistry, Nanoscale Superconductivity and Magnetism and Pulsed Fields Group, K.U.Leuven, Celestijnenlaan 200D, B–3001 Leuven, Belgium

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

Введение. В последнее время большое внимание уделяется исследованию взаимодействия сверхпроводимости (S) и ферромагнетизма (F) в ферромагнитных сверхпроводниках и гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик (см. [1] и приведенные в них ссылки). В докладе представлен обзор цикла теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию особенностей зарождения сверхпроводимости в присутствии неоднородного магнитного поля, создаваемого ферромагнитными пленками или частицами с перпендикулярной магнитной анизотропией. Во всех рассмотренных случаях сверхпроводник отделен от ферромагнетика тонким слоем изолятора, в результате чего электромагнитное взаимодействие оказывается доминирующим, а вклад обменного взаимодействия можно считать пренебрежимо малым.

Задача о зарождении сверхпроводящего параметра порядка (ПП) сводится к решению линейаризованного уравнения Гинзбурга-Ландау

$$-\left[\nabla - \frac{2\pi i}{\Phi_0} \vec{A}(\vec{r})\right]^2 \Psi = E\Psi, \quad (1)$$

где Ψ – эффективная волновая функция сверхпроводящего конденсата, $E = (1/\xi_0^2)(1 - T/T_{c0})$, $\Phi_0 = \pi\hbar c/e$ – квант магнитного потока, ξ_0 – длина когерентности при $T=0$, T_{c0} – критическая температура сверхпроводника при $B=0$. Уравнение (1) совпадает с уравнением Шрёдингера для свободной частицы с нулевым спином и зарядом $2e$ в магнитном поле $\vec{B}(\vec{r}) = \text{rot } \vec{A}(\vec{r})$. В серии работ [2-7] аналитически и численно рассчитан спектр собственных значений E_n для некоторых модельных распределений магнитного поля, создаваемого ферромагнетиком. Минимальное собственное значение E_0 определяет зависимость критической температуры сверхпроводящего перехода $T_c = T_{c0}(1 - \xi_0^2 E_0)$ от внешнего магнитного поля H и параметров неоднородного магнитного поля. В соответствии с принципом неопределенности энергия основного состояния частицы E_0 , локализованной в потенциальной яме шириной ℓ , обратно пропорциональна ℓ^2 . Поэтому следует ожидать, что изменение критической температуры $\Delta T_c/T_{c0} = 1 - T_c/T_{c0} \propto \xi_0^2/\ell^2$ также будет определяться радиусом локализации волновой функции ℓ сверхпроводящего конденсата. Для линейного дифференциального уравнения (1) простран-

ственные масштабы собственных функций основного состояния определяются либо параметрами магнитного поля, либо геометрией образца. Например, для неограниченной в латеральном направлении сверхпроводящей пленки, помещенной в однородное магнитное поле H , ориентированного перпендикулярно пленке, ширина волновой функции определяется магнитной длиной $\ell_H = (\Phi_0/2\pi|H|)^{1/2}$, следствием чего является линейная зависимость ΔT_c от H

$$1 - \frac{T_c}{T_{c0}} = \frac{\xi_0^2}{\ell_H^2} = 2\pi\xi_0^2 \frac{|H|}{\Phi_0}. \quad (2)$$

Пространственно-ограниченные гибридные S/F структуры со «встроенным» неоднородным магнитным полем могут обладать различными пространственными масштабами ℓ , и поэтому конкуренция различных механизмов локализации ПП может приводить к нетривиальной зависимости $T_c(H)$. Далее мы обсудим ряд примеров формирования локализованных сверхпроводящих состояний в различных S/F структурах и способы управления такими состояниями.

Зарождение сверхпроводимости в поле периодической доменной структуры. Отметим, что зарождение или разрушение сверхпроводимости в тонких сверхпроводящих пленках толщины $D_s \ll \xi$ определяется пространственным распределением перпендикулярной к плоскости пленки компоненты магнитного поля $B_z(x) = H + b_z(x)$. Такой вывод, подтвержденный нами в ходе численного решения уравнения (1), может быть проиллюстрирован следующим образом. Величина верхнего критического поля H_{c2} , уменьшается по мере уменьшения угла между направлением внешнего поля и нормалью к сверхпроводящей пленке [8], и чем тоньше пленка, тем меньше отношение $H_{c2}^\perp/H_{c2}^\parallel$. Поэтому наличие z -компоненты поля накладывает более строгие ограничения на критическую температуру образца, чем параллельная компонента поля.

Рассмотрим ферромагнитную пленку толщины D_f с периодическим распределением намагниченности: $M_z(x+L) = -M_z(x)$, $|M_z(x)| = M_0$, $2L$ – период структуры. Пространственное распределение неоднородного поля $b_z(x)$, создаваемого такой доменной структурой внутри сверхпроводника, будет зависеть от L/D_f и D_s , а также от толщины изолирующей прослойки h .

Обсудим возможность локализации ПП вблизи доменной стенки при $H=0$ (“domain–wall superconductivity”) [2,3]. Для этого необходимо, чтобы характерная величина поля b_z^* внутри магнитных доменов была достаточно большой, чтобы обеспечить затухание волновой функции с показателем экспоненты $\ell_b=(\Phi_0/2\pi|b_z^*|)^{1/2}$ в пределах полуширины одного домена. Оценки показывают, что при $L \ll D_f$ поле внутри домена практически однородно и равно $2\pi M_0$, что приводит к приближенному критерию существования доменной сверхпроводимости $\pi^2 M_0 L^2 / \Phi_0 > 1$ и ожидаемому сдвигу критической температуры $(\Delta T_c / T_{c0})_0 \approx 2\pi M_0 / H_{c2}^0$, где $H_{c2}^0 = \Phi_0 / 2\pi \xi_0^2$. Прикладывая внешнее магнитное поле порядка $2\pi M_0$, можно получить локальную компенсацию поля над доменами одного знака и удваивание поля над доменами другого знака. Полагая, что в этом случае сверхпроводимость будет возникать в областях с нулевым полем шириной L , получаем оценку максимальной критической температуры: $(\Delta T_c / T_{c0})_{max} \approx \xi_0^2 / L^2$. Таким образом, при том же ограничении на параметры M_0 и L критическая температура вблизи поля компенсации будет выше, чем в нулевом поле: $(\Delta T_c / T_{c0})_{max} < (\Delta T_c / T_{c0})_0$, что означает немонотонный (возвратный) характер зависимости $T_c(H)$ [см. кривую (b) на рис. 1].

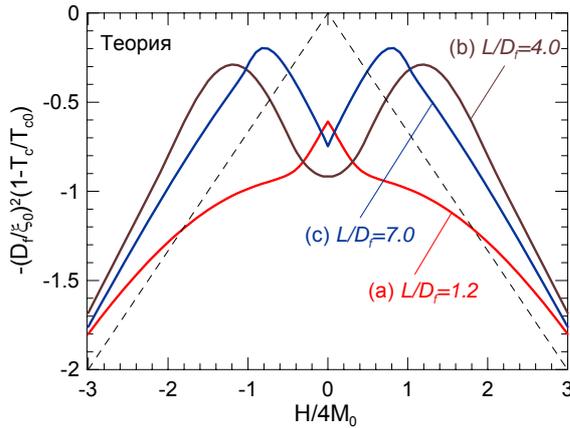


Рис.1. Зависимости $T_c(H)$, полученные путем численного решения уравнения (1) для бесконечно тонкой сверхпроводящей пленки ($D_s=0$) в присутствии одномерной периодической доменной структуры со следующими параметрами $h=0$, $\alpha=\pi^2 M_0 L^2 / \Phi_0=0.85$ (a), 9.4 (b) и 28.9 (c). Штриховая линия соответствует формуле (2) и описывает зависимость $T_c(H)$ для сверхпроводника в однородном магнитном поле.

В другом предельном случае $L \gg D_f$ магнитное поле становится резко неоднородным внутри доменов и достигает минимального значения в центре домена $b_z^* \approx 4\pi M_0 D_f / L$ и максимального значения $2\pi M_0$ вблизи доменных стенок. Такое усиление магнитного поля вблизи доменных стенок, типичное для тонких ферромагнитных пленок, приводит к подавлению сверхпроводимости вблизи стенок при $H \approx 0$ и стимуляции локализованной сверхпроводимости

в глубине магнитных доменов (“domain center superconductivity”). Такой режим будет возможен при $2\pi^2 M_0 L D_f / \Phi_0 > 1$. Частичная компенсация магнитного поля внутри доменов будет увеличивать критическую температуру, однако ширина интервала температур, в котором реализуется возвратная сверхпроводимость, будет существенно меньше, чем в случае доменной сверхпроводимости. Отметим, что скачкообразное переменение волновой функции между центрами ферромагнитных доменов с положительной и отрицательной намагниченностью при изменении знака H приводит к излому на зависимости $T_c(H)$ при $H=0$ [кривая (c) на рис. 1].

Для S/F структур с произвольным соотношением L/D_f при $|H| \gg 2\pi M_0$ сверхпроводимость будет всегда возникать вблизи доменных стенок, где полное поле достигает минимального значения. Как следствие, кривая $T_c(H)$ имеет универсальную асимптотику: $(\Delta T_c / T_{c0}) = (|H| - 2\pi M_0) / H_{c2}^0$.

Зарождение сверхпроводимости в аксиально-симметричном магнитном поле. В магнитном поле, созданном вертикально намагниченной частицей с моментом m_0 , линии нуля z -компоненты магнитного поля $B_z(r_0) = H + b_z(r_0) = 0$ имеют вид окружностей. Поэтому сверхпроводящее состояние будет возникать в виде замкнутых колец, при обходе вдоль которых должно выполняться условие квантования флюксоида [8], что соответствует условию однозначности Ψ . Как следствие, сверхпроводящее состояние возникает в виде многоквантовых (гигантских) вихрей с ПП в виде $\Psi = f(r) e^{im\phi}$, где (r, ϕ, z) – цилиндрическая система координат, m – завихренность (угловой момент сверхпроводящего конденсата). Изменением магнитного потока внешнего поля через замкнутый сверхпроводящий контур можно индуцировать переключения между состояниями с различными целочисленными значениями m , сопровождающиеся осцилляторным изменением критической температуры (аналог эффекта Литтла-Паркса [9]).

Отметим, что радиус сверхпроводящего кольца r_0 , совпадающего по порядку величины с расстоянием h между частицей и сверхпроводящей пленкой, определяет период осцилляций Литтла-Паркса $\Delta H_1 \sim \Phi_0 / h^2$ для переключений между состояниями, локализованными вблизи магнитной частицы. Для S/F систем, ограниченных в латеральном направлении, также возможен и геометрический механизм локализации ПП вблизи внешнего края сверхпроводника благодаря эффекту, аналогичному поверхностной сверхпроводимости [8]. В этом случае размер сверхпроводящего кольца практически равен радиуса диска R_s , и поэтому период осцилляций T_c будет равен $\Delta H_2 \sim \Phi_0 / R_s^2$. В рассмотренном нами предельном случае $h \ll R_s$ переключение между двумя указанными режимами зарождения сверхпроводимости (вблизи магнитной частицы или вблизи края образца), вызванное изменением параметров H , m_0 , h или R_s , сопровождается рез-

ким изменением периода и амплитуды осцилляций Литтла-Паркса: $\Delta H_1 \gg \Delta H_2$ (см. рис. 2).

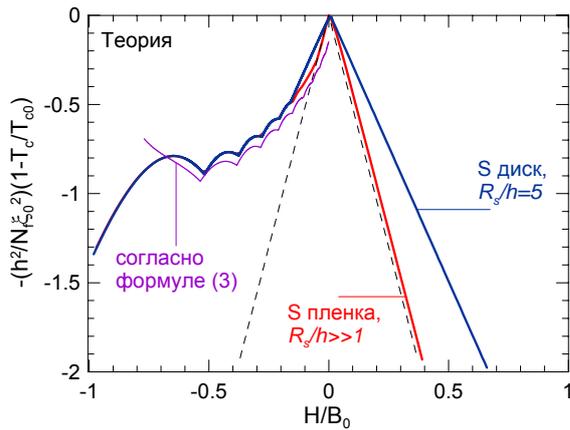


Рис. 2. Зависимости $T_c(H)$, полученные путем численного решения уравнения (1) для тонкой сверхпроводящей пленки, находящейся в поле магнитной частицы. Внешнее магнитное поле нормировано на величину $B_0 = 2m_0/h^3$. Кривая для значения $R_s/h = 5$ рассчитана с учетом состояний, локализованных на краю диска, однако осцилляции T_c с периодом $\Delta H_2 = \Phi_0/R_s^2$ практически не видны в данном масштабе. Штриховая линия соответствует формуле (2).

Оценка радиуса локализации ПП в присутствии плавно меняющегося неоднородного поля $b_z(r)$ может быть получена разложением векторного потенциала в окрестности точки r_0 в ряд Тейлора и сведением уравнения (1) к безразмерному уравнению вида $-d^2g/dr^2 + (r^2 - Q)^2g = \varepsilon(Q)g$ [4,5]. В результате такого перехода возникает единственный масштаб ℓ_r , имеющий размерность длины, что позволяет получить приближенное выражение для зависимости $T_c(H)$

$$1 - \frac{T_c}{T_{c0}} \approx \frac{\xi_0^2}{\ell_r^2} \min_m \left(\varepsilon_0(Q_m) - \frac{\ell_r^2}{4r_0^2} \right), \quad \text{где} \quad (3)$$

$$\ell_r = \sqrt[3]{\frac{\Phi_0}{\pi |db_z/dr|_{r=r_0}}}, \quad Q_m = - \left(\frac{2\pi r_0 A_\phi(r_0)}{\Phi_0} - m \right) \frac{\ell_r}{r_0}.$$

Как показано на рис. 2, выражение (3) хорошо описывает осцилляции T_c при $H < 0$ (когда поверхностная сверхпроводимость подавлена за счет приложенного поля).

В работе [7] показано, что увеличение толщины сверхпроводника понижает T_c для состояний, локализованных вблизи магнитной частицы, что стимулирует зарождение сверхпроводящего параметра порядка на краю диска. Тем не менее, сверхпроводимость, локализованная вблизи магнитной частицы (для $m=0$), может возникать даже в толстых сверхпроводящих пленках при условии, что магнитная частица обладает достаточно большим дипольным моментом. Мы показали, что в этом случае максимум сверхпроводящего параметра порядка будет локализован вблизи нуля полного магнитного поля.

Экспериментальные результаты. Модификация кривой фазового перехода $T_c(H)$ в эксперименте может быть обнаружена по аномальному изменению электрического сопротивления сверхпроводящих пленок как функции внешнего магнитного поля H и температуры T [6,7].

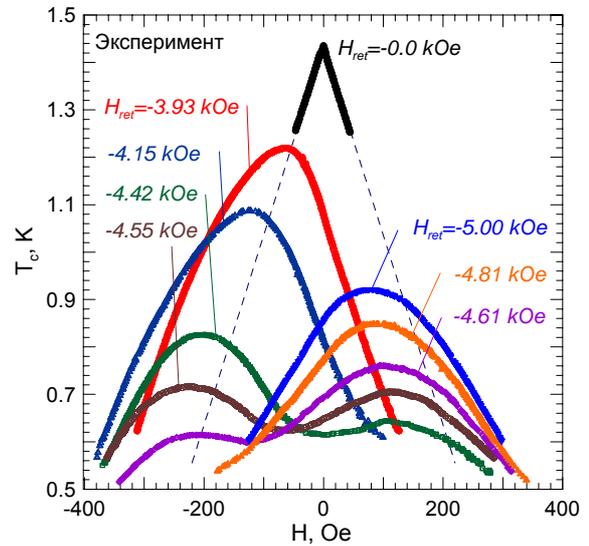


Рис. 3. Кривые фазового перехода $T_c(H)$, полученные экспериментально для одной и той же структуры CoPt/Al при различных значениях полей возврата H_{ret} согласно критерию $R(T_c, H) = 0.9R_N$ (R_N – электрическое сопротивление образца в нормальном состоянии).

Влияние амплитуды модуляции неоднородного магнитного поля на процесс зарождения сверхпроводимости изучался на примере трехслойных F/S/F структур, состоящих из многослойных ферромагнитных пленок Co/Pd и сверхпроводящих пленок Nb [6]. Небольшое различие в содержании Pd в верхней и нижней ферромагнитных пленках проводило к заметной разнице критических полей коэрцитивности для этих пленок. Это позволяло переводить один и тот же образец в различные магнитные состояния, используя соответствующие процедуры размагничивания, и обратимым образом менять условия для формирования зародышей сверхпроводящей фазы. В частности, суперпозиция полей рассеяния двух ферромагнитных пленок позволяла фактически удваивать амплитуду неоднородного магнитного поля по сравнению с конфигурацией, когда лишь одна ферромагнитная пленка содержала доменную структуру, а вторая оставалась однородно намагниченной и поэтому не давала вклада в суммарное поле рассеяния. Было показано, что эффективное увеличение амплитуды неоднородного магнитного поля приводило к ожидаемой стимуляции доменной сверхпроводимости и заметному расширению интервала температур, в котором зависимость $T_c(H)$ является немонотонной, что существенно облегчает экспериментальное исследование локализованной сверхпроводимости в тонкопленочных гибридных S/F структурах.

Затем была изучена роль пространственно-го периода модуляции магнитного поля для гибридных структур на основе Al [7]. Изменение соотношения между ширинами доменов с положительной и отрицательной намагниченностью в ферромагнитной подложке Co/Pt было получено предварительным неполным размагничиванием образца по схеме: $H=0 \Rightarrow H=10^4 \text{ Oe} \Rightarrow H=H_{\text{ret}} \Rightarrow H=0$. В зависимости от величины поля возврата $H_{\text{ret}} < 0$ средняя остаточная намагниченность ферромагнитной пленки принимала любое значение в интервале от $+M_0$ до $-M_0$, что является следствием непрерывного изменения формы и концентрации ферромагнитных доменов обоих знаков. Поскольку диапазон изменения внешнего магнитного поля во время магниторезистивных измерений оказывался значительно меньше полей коэрцитивности, то параметры приготовленной доменной структуры оставались практически неизменными. Обнаруженный эффект (понижение или повышение максимальной критической температуры образца, вызванное изменением средней ширины магнитных доменов) является макроскопическим аналогом квантово-механического размерного эффекта в неоднородном магнитном поле. На рис. 3 показана обратимая эволюция кривой $T_c(H)$ от линейной симметричной зависимости до немонотонной зависимости $T_c(H)$ с двумя максимумами одинаковой амплитуды, характерной для ферромагнитных пленок с примерно равными ширинами доменов с положительной и отрицательной намагниченностью.

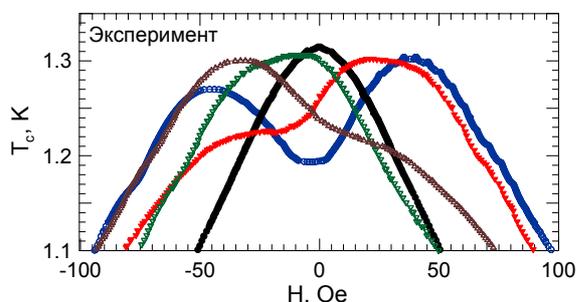


Рис. 4. Кривые фазового перехода $T_c(H)$, полученные экспериментально для сверхпроводящей алюминиевой пленки, находящейся в поле двумерной решетки ферромагнитных Co/Pt дисков. Изменение зависимости $T_c(H)$ связано с модификацией доменной структуры внутри магнитных частиц (измерения выполнены для различных значений H_{ret}).

Для гибридных S/F структур, состоящих из сверхпроводящих Al пленок и ферромагнитных частиц, период модуляции магнитного поля фиксирован, в то время как размер магнитных доменов внутри частиц может быть изменен путем размагничивания. Как следствие, кривая фазового перехода $T_c(H)$ для таких систем может иметь один или два максимума в зависимости от магнитного состояния частиц (рис. 4). Высота одного из этих пиков («главного максимума») крайне

слабо зависит от наличия магнитных доменов внутри частицы, что свидетельствует о локализации сверхпроводящего параметра порядка в области между магнитными частицами. Намагничивание частиц, приводящее к уменьшению числа магнитных доменов, стимулирует появление локализованной сверхпроводимости под частицами. Как следствие, амплитуда второго максимума на зависимости $T_c(H)$ напрямую зависит от ширины магнитных доменов: чем меньше ширина доменов, тем ниже высота второго пика.

Заключение. В представленной работе изучено влияние неоднородного магнитного поля на условия зарождения сверхпроводимости в различных гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик. Показано, что локализация сверхпроводящего параметра порядка в неоднородном магнитном поле («магнитный конфайнмент»), а также конкуренция магнитного и геометрического механизмов локализации сверхпроводящего конденсата с различными пространственными масштабами приводит к аномальной зависимости критической температуры сверхпроводящего перехода T_c от внешнего магнитного поля H . Контролируемое изменение параметров доменной структуры ферромагнетика позволяет «управлять» формой зависимости $T_c(H)$ на практике.

Работа поддержана РФФИ, программой президиума РАН «Квантовая макрофизика» и бельгийскими научными фондами (BELSPO и F.W.O.–Vlaanderen).

- [1]. J. Flouquet, A. Buzdin, *Physics World*, **41** (2002); Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов, *УФН* **45**, 109 (2002); I.F. Lyuksyтов, V.L. Pokrovsky, *Adv. Phys.* **54**, 67 (2005); A.I. Buzdin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005).
- [2]. A.I. Buzdin, A.S. Mel'nikov, *Phys. Rev. B* **67**, 020503 (2003); A.Yu. Aladyshkin, A.I. Buzdin, A.A. Fraerman, et al., *Phys. Rev. B* **68**, 184508 (2003).
- [3]. A.Yu. Aladyshkin, V.V. Moshchalkov, *Phys. Rev. B* **74**, 064503 (2007).
- [4]. A.Yu. Aladyshkin, A.S. Mel'nikov, and D.A. Ryzhov, *J. Phys.: Cond. Matt.* **15**, 6591 (2003).
- [5]. A.Yu. Aladyshkin, D.A. Ryzhov, A.V. Samokhvalov et al., *Phys. Rev. B* **75**, 184519 (2007).
- [6]. W. Gillijns, A.Yu. Aladyshkin, M. Lange et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 227003 (2005); *Physica C* **437-438**, 73 (2006).
- [7]. W. Gillijns, A.Yu. Aladyshkin, A.V. Silhanek and V.V. Moshchalkov, *Phys. Rev. B*, **76** 060503(R) (2007); *Physica C*, принята к печати (2008).
- [8]. M. Tinkham, *Introduction to superconductivity*, 2nd ed., McGraw-Hill, (1996).
- [9]. W.A. Little and R.D. Parks, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 9 (1962).

Аномальный эффект близости в сверхпроводниковых оксидных гетероструктурах с магнитоактивной прослойкой

Ю.В. Кислинский¹, Г.А. Овсянников^{1,2}, Ф.В. Комиссинский^{1,2}, К.И. Константибян¹, А.В. Шадрин, И.В. Борисенко, А.В. Зайцев.

¹ Институт радиотехники и электроники РАН, Моховая ул. 11-7, Москва 125009, Россия.

² Чалмерский технологический университет, Гетеборг, Швеция.

e-mail: yulii@hitech.cplire.ru

В последнее время большое внимание уделяется сверхпроводниковым переходам с магнито-активной прослойкой [1]. Большое распространение получили структуры сверхпроводник – ферромагнетик–сверхпроводник (SFS), которые могут быть π -переходами [2]. В настоящей работе представлены результаты исследования сверхпроводниковых структур с антиферромагнитной прослойкой, в которых наблюдается заметное отклонение ток-фазовой зависимости, в частности появление второй гармоники $I_S(\varphi) = I_1 \sin(\varphi) + I_2 \sin(2\varphi)$ [3]. В переходах с сильной гармоникой $q = I_2 / I_1 > 0,5$ устойчивым является состояние с фазой: $0 < \varphi_0 < \pi/2$ - φ -переходы.

Структуры Nb/Au/Ca_{1-x}Sr_xCuO₂/YBa₂Cu₃O_{7- δ} были получены лазерным напылением. Оба оксидных слоя: сверхпроводник YBa₂Cu₃O_{7- δ} (YBCO) и антиферромагнетик Ca_{1-x}Sr_xCuO₂ (CSCO) напылялись без разрыва вакуума, а потом покрывались слоем золота, толщиной 20 нм. Толщина AF прослойки t варьировалась от 20 до 50 нм. С помощью ионно-лучевого травления формировались мезоструктуры трехслоек в виде квадратов со сторонами L : 10 ÷ 50 мкм. Разводка от мезоструктуры к контактным площадкам и логопериодические антенны создавались из слоя золота 300 нм. Фотография структуры показана на рис. 1.

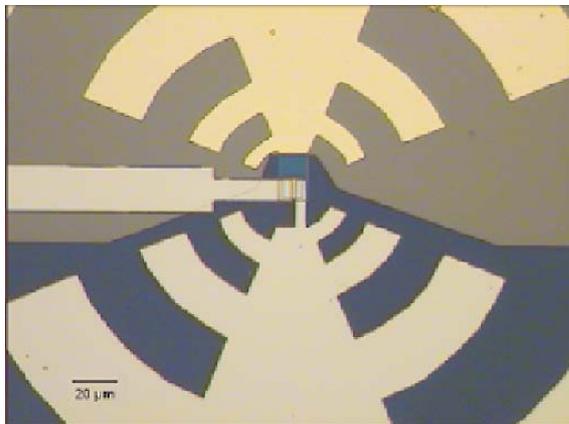


Рис. 1. Нижний и боковой электроды выполнены из пленок Nb/Au, верхний – из пленок Au/YBCO.

В целом зависимости критического тока гетероструктур от магнитного поля имели форму, близкую к фраугоферовой ($\sin \Phi/\Phi$), которая типична для сосредоточенных джозефсоновских переходов. Однако, ширина главного пика по полю заметно меньше двойной ширины боковых пиков, следующей из зависимости $\sin \Phi/\Phi$. Наблюдаемая ширина пиков по магнитному полю у структур Nb/Au/ CSCO /YBCO примерно в 20 раз меньше, чем для Nb/Au/YBCO [4]. Качественно эти результаты объясняются теорией «сильных магнитных осцилляций» критического тока в переходах Джозефсона с антиферромагнитной прослойкой [5]. Согласно теории [5], на критический ток влияют: параметр антиферромагнитной упорядоченности M_S , который зависит от магнитного поля, и величина β , зависящая от энергетического спектра и толщины пленки антиферромагнетика,

$$I_C(H) \approx I_C^0 \left(\frac{2}{\pi M_S \beta} \right)^{1/2} \left| \cos(M_S \beta - \frac{\pi}{4}) \right|$$

Нами обсуждаются результаты, которые хорошо воспроизводятся при увеличении/уменьшении магнитного поля, как показано на рис. 2.

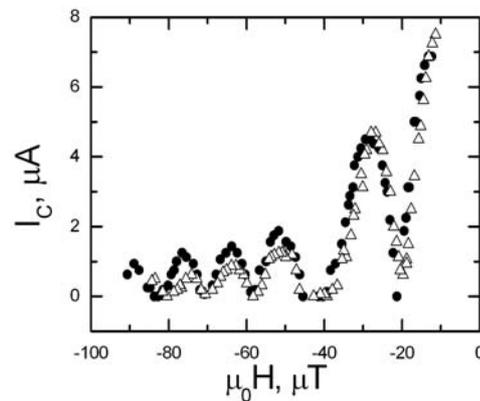


Рис. 2. Зависимость $I_C(H)$ измеренная увеличении (круги) и уменьшении (треугольники). $L = 20$ мкм, $t = 50$ нм, $T = 4,2$ К.

Под действием магнитного поля, на ВАХ структур наблюдались ступени, отстоящие друг от друга на равные напряжения. На рис. 3 ВАХ в поле -18 мкТ, которое соответствует уменьшению критического тока структуры в два раза (см. $I_C(H)$ на рис. 2). Разность напряжений между ступенями $\Delta V_F \approx 60$ мкВ, что соответствует частоте $f = 29$ ГГц. Первая ступень Фиске наблюдается, когда длина перехода равна половине длины волны. Уменьшение фазовой скорости электромагнитной волны в переходе:

$$\frac{c_s}{c} = \frac{2fL}{c} \approx 3.9 \cdot 10^{-3}$$

где c – скорость света в вакууме, c_s – скорость волны внутри структуры: скорость Свихарта. Скорости Свихарта в структурах на порядки меньше, чем для переходов в пленках $YBa_2Cu_3O_7$ на бикристаллах [6]. Отметим, что ступеньки Фиске плохо видны на ВАХ в отсутствии внешнего магнитного поля.

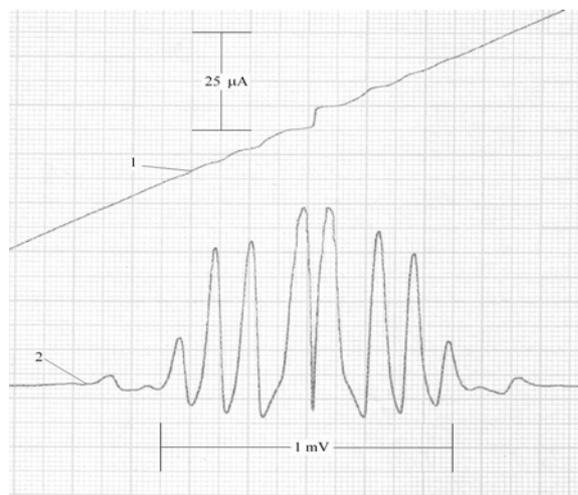


Рис. 3. (1)-ВАХ со ступенями, вызванными магнитным полем. (2) – шумовой фон от перехода в диапазоне 1÷2 ГГц, вызванный изменением дифференциального сопротивления перехода для этой же ВАХ. $L = 20$ мкм, $t = 50$ нм.

Измерялись зависимости критического тока от магнитного поля при наличии внешнего электромагнитного воздействия с частотой 70 ГГц. Положение пиков $I_C(H)$ при облучении совпадает с формой этой зависимости для необлученной структуры, что видно на рис. 4. Измерения величин первых ступеней Шапиро на отрицательной и положительной ветвях ВАХ при различных полях приведены на рисунке 5. Из данных рисунка 5 следует, что вольтамперные характеристики симметричны:

высоты ступеней при положительном и отрицательном смещениях равны в слабых магнитных полях. Сравнивая данные на рисунках 4 и 5 видно, что максимумы критического тока и первой ступени наблюдаются при одинаковых полях.

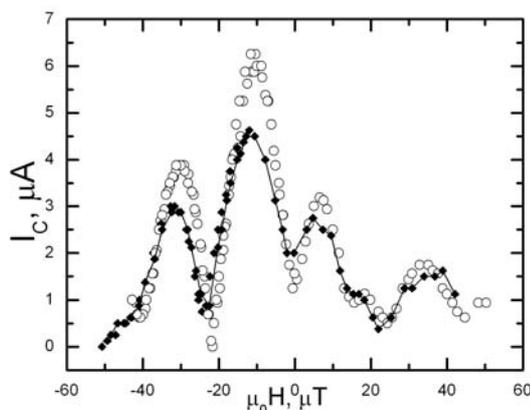


Рис. 4. Зависимости $I_C(H)$ при воздействии электромагнитного излучения частотой 70 ГГц – ромбы, без облучения – круги. Структура: $L = 20$ мкм, $t = 50$ нм.

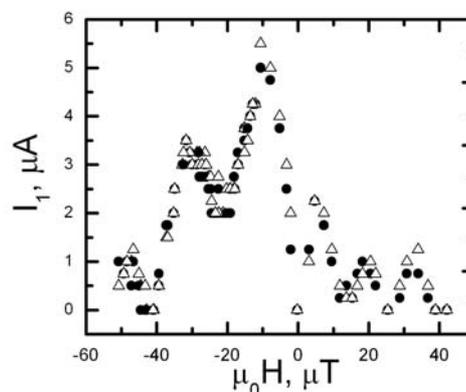


Рис.5. Зависимость величин ступеней Шапиро на отрицательной ветви ВАХ – треугольники, на положительной ветви – круги.

Это совпадение максимумов качественно соответствует модели резистивно шунтированного перехода в высокочастотном приближении.

Ток – фазовые соотношения гетероструктур исследовались путем измерения вольтамперных характеристик под действием СВЧ в диапазоне 40 ÷ 120 ГГц. При наличии второй гармоники в этих соотношениях, на вольтамперных

характеристиках возникают дробные ступени Шапиро при напряжении $V_{1/2} = hf/4e$, которое вдвое меньше напряжения целых ступеней Шапиро: $V_1 = hf/2e$. Целые ступени образуются за счет первой гармоники ток – фазового соотношения. Аналитические формулы для расчета амплитуд целых и дробных ступеней в зависимости СВЧ тока при наличии доли второй гармоники: $q = I_2/I_1$, были выведены в работе [7]. Вывод сделан для высокочастотного приближения в модели резистивно-шунтированного перехода. На рисунке 6 показаны высоты ступеней в зависимости от нормированной амплитуды СВЧ $\alpha = I_{RF}/I_C$.

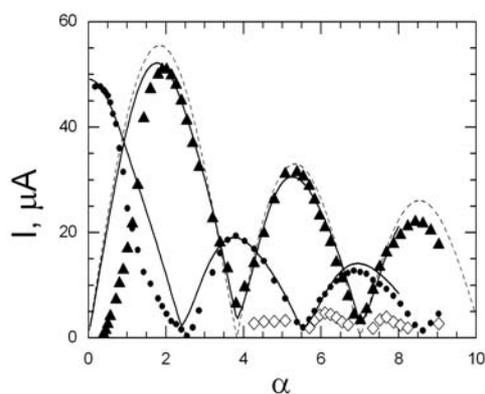


Рис. 6. Зависимости критического тока – круги, целой ступени – треугольники и дробной ступени – ромбы. Частота 56 ГГц, напряжение $I_C R_N = 150$ мкВ. Сплошные линии расчет по аналитическим формулам. Штриховые – расчет по функциям Бесселя. Переход шириной $L = 10 \mu\text{m}$, с толщиной прослойки $t = 50$ nm.

Доля второй гармоники q , для данных на рис. 6, составляет 20 %. Зависимости амплитуд ступеней от мощности СВЧ соответствуют расчетам в модели резистивно – шунтированного перехода с учетом второй гармоники.

Заключение.

Исследовались динамические характеристики структуры Nb/Au/ CSCO /YBCO с характерными напряжениями около 200 мкВ, для диапазона тощин слоя антиферромагнетика CSCO 20 ÷ 50 нм. Из-за наличия слоя антиферромагнетика, периоды зависимостей $I_C(H)$ по магнитному полю уменьшились примерно в 20 раз. Скорость Свихарта, которая оценивалась из измерений ступеней Фиске, была в 250 раз меньше скорости света, что указывает на большое значение произведения

диэлектрической и магнитной проницаемостей в гетероструктурах. Зависимости амплитуд ступеней Шапиро от мощности СВЧ облучения для гетероструктур соответствовали модели резистивно шунтированного перехода, с учетом гармоники ток – фазовой зависимости. Измеренная доля второй гармоники ток – фазовой зависимости составляла 10 ÷ 40 процентов.

Работа выполнялась при частичной поддержке программы ОФН РАН, Министерства науки и образования РФ, программы Европейского союза - проект NMP3-СТ-2006-033191, программами AQDJJ и ТНЮХ Европейского научного фонда, гранта МНТЦ 3743.

- [1] Buzdin A.I. Mod. Phys., 77, 935 (2005).
- [2] Ryazanov V. V., Oboznov V.A., Rusanov A.Yu., et al. Phys. Rev. Letters, 86, 2427, (2001).
- [3] Komissinskiy P.V., Ovsyannikov G.A., et al. Phys. Rev. Letters, 99, 017004, (2007).
- [4] Овсянников Г.А., Борисенко И.В., и другие. Письма в ЖЭТФ, 84, 320 (2006).
- [5] Gorkov L.P., Kresin V.Z. Phys. Reports, 400, 149 (2004).
- [6] Winkler D., Zhang Y.H., Nilsson P.A., et al. Physical Rev. Lett. 72, 1260 (1994).
- [7] Kornev V.K., Karminskaya T.Yu., et al. Physica C, 435, 27 (2006).

Современное состояние рентгеновской оптики нанометрового разрешения

А.Снигирев

ESRF, Grenoble, France

Стремительный прогресс в оптике жесткого рентгеновского излучения, достигшей разрешения <100 нм, открывает реальные возможности создания рентгеновских микроскопов нанометрового разрешения. Это касается трех основных типов рентгеновской оптики: зеркальной, дифракционной и преломляющей. Не удивительно, что эти рекордные результаты были продемонстрированы на трех крупнейших синхротронах мира: APS (USA), Spring-8 (Japan) and ESRF (Europe). Эти три синхротрона характеризуются высокой яркостью и малыми размерами источника ($<10^5$ нм). Все три центра анонсировали амбициозные планы по созданию микроскопии нанометрового разрешения. Оптическая концепция базируется на простом 1000-кратном уменьшении источника излучения с помощью одной из оптических систем: зеркал Киркпатрика-Баеза, френелевских зонных пластинок (ФЗП) или преломляющих линз.

Несмотря на малый размер источника, для достижения разрешения лучше чем 100 нм предложено использовать длинные станции (100 м и более). Такой подход, очевидно, требует непростых инженерных решений по механической и температурной стабилизации растянутого на сотни метров микроскопа. С другой стороны, известны успешные работы по созданию рентгеновского микроскопа с разрешением <100 нм на базе лабораторных источников.

В докладе будет дан обзор высокоразрешающей рентгеновской оптики, при этом основное внимание будет уделено преломляющей и дифракционной оптике. Также, будут рассмотрены некоторые примеры применения рентгеновской оптики для диагностики наноматериалов.

к.ф.-м.н. Снигирев Анатолий Александрович

ESRF, B.P. 220, 38043 Grenoble, France

Тел.: +33 (4) 76 88 26 27; Факс: +33 (4) 76 88 25 42; E-mail: snigirev@esrf.fr

Исследование сегнетоэлектрических доменных структур в кристаллах LiNbO_3 и LiTaO_3

Д.В. Рощупкин¹, Д.В. Иржак¹, Б.С. Редькин², В.В. Антипов³

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

²Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия

³Московский институт стали и сплавов, Москва, Россия
e-mail: rochtch@iptm.ru

Регулярные доменные структуры (РДС) в сегнетоэлектрических кристаллах LiNbO_3 и LiTaO_3 применяются в оптоэлектронике для удвоения частоты оптического излучения и генерации терагерцового излучения, в акустоэлектронике для генерации акустических волн и в качестве акустических волноводов, в элементах памяти. Используя ростовые (модуляция скорости вытягивания кристалла, модуляция распределения концентрации в расплаве и т.д.) и послеростовые методы (электронно-лучевая литография, атомно-силовая микроскопия, импульсное внешнее электрическое поле, послеростовая термоэлектрическая обработка вблизи температуры Кюри и т.д.) можно сформировать РДС с размером доменов от нескольких нанометров до нескольких миллиметров. Применение методов высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии и топографии позволяет определять направления полярных осей в сегнетоэлектрических кристаллах и исследовать доменные границы.

В работе проведены исследования доменных структур, сформированных ростовыми и послеростовыми методами.

1. Исследование РДС, полученных ростовым методом

Для формирования РДС в кристалле LiNbO_3 в процессе выращивания методом Чохральского использовалась модуляция периодического распределения примеси, которое осуществлялось

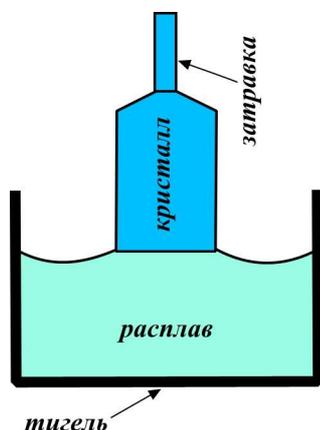


Рис. 1. Схема выращивания кристаллов LiNbO_3 и LiTaO_3 с РДС методом Чохральского.

путем модуляции скорости роста за счет периодического изменения высоты мениска на 50-200 мкм при постоянной скорости вытягивания кристалла из расплава. Для модуляции скорости роста использовался специальный двойной шток: если внешний шток перемещался с постоянной скоростью, то внутренний шток позволял мгновенно изменять высоту мениска. Кристаллы выращивали из конгруэнтного расплава с различными примесями (Y_2O_3 , Ga_2O_3 , Gd_2O_3 , Cr_2O_3 : 0.5 мол. %) вдоль полярной оси Z . В данном случае в процессе роста в кристалле формируется РДС со встречнонаправленным расположением векторов спонтанной поляризации P_S . Форма сегнетоэлектрических доменов, полученных ростовым методом, повторяет сферическую форму фронта кристаллизации. Размер доменов и их периодичность задаются частотой изменения высоты мениска.

Для исследования РДС в кристаллах LiNbO_3 был использован метод рентгеновской топографии, схематично представленный на рис. 2. Исследования РДС были проведены 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. Рентгеновское излучение после двойного кристалла монохроматора $\text{Si}(111)$ под углом Брэгга падает на исследуемую доменную структуру.

Для визуализации РДС было использовано отражение от плоскостей (300) при значении угла Брэгга $\Theta_B = 31.23^\circ$. На рис. 3 представлены рентгеновские топограммы РДС, полученных в кристаллах LiNbO_3 в процессе выращивания методом Чохральского и при использовании различных примесей в расплаве ((а) Gd_2O_3 ; (б) Ga_2O_3 ; (в) Cr_2O_3). На топограммах рис. 3(а) и (б)

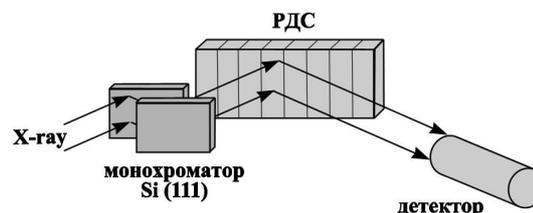


Рис. 2. Схема двухкристального рентгеновского дифрактометра.

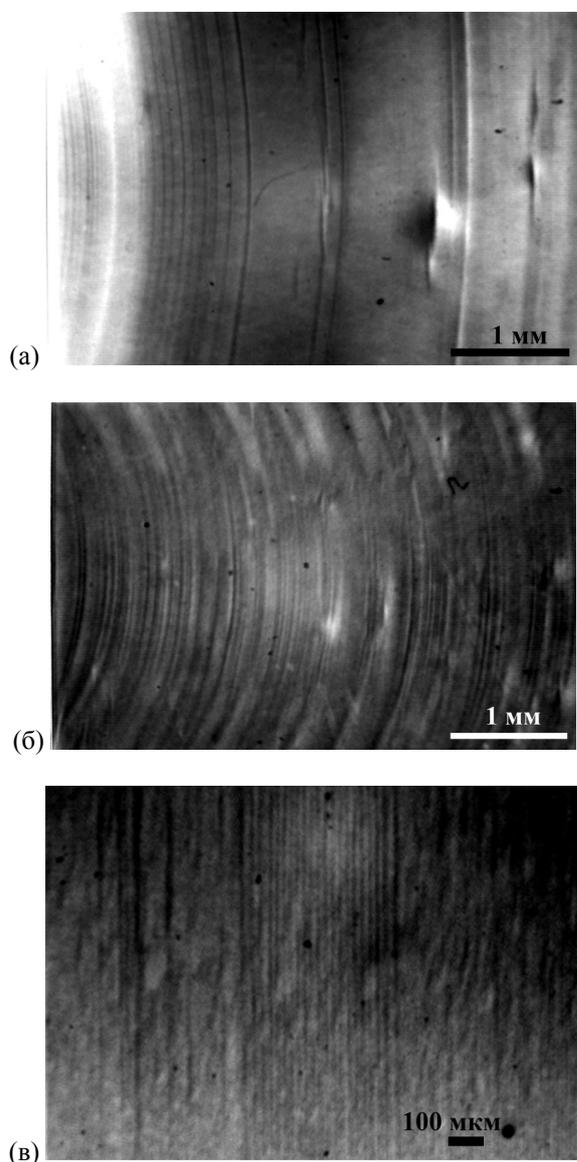


Рис. 3. Рентгеновские топограммы ростовых РДС в кристаллах LiNbO_3 : (а) Gd_2O_3 , (б) Ga_2O_3 , (в) Cr_2O_3 . Отражение (300), $\Theta_B = 31.23^\circ$.

хорошо видно, что форма доменных границ имеет сферический характер и повторяет структуру фронта кристаллизации. В данных доменных структурах вектора спонтанной поляризации P_S встречнонаправлены и нормальны к доменным границам. В случае если вектора спонтанной поляризации направлены «голова к голове», то доменная граница положительно заряжена, а в случае «хвост к хвосту» доменная граница заряжена отрицательно. Контраст изображения доменных структур связан с зарядовыми состояниями доменных границ, которые вызывают искажения кристаллической решетки. Компенсация зарядового состояния положительно заряженных доменных границ осуществляется за счет свободных электронов, а компенсация отрицательных доменных границ осуществляется за счет положительных ионов металлов примесей, что приводит к модуляции

концентрации примеси вдоль оси роста кристалла в соответствии со структурой доменной границы. Компенсация зарядовых состояний доменных границ позволяет избежать появления больших полей деформаций и искажений кристаллической решетки вблизи доменных границ. Ростовой метод позволяет формировать объёмные РДС с размером доменов от нескольких микрометров до нескольких миллиметров. На рис. 3(в) приведена РДС с размером доменов ~ 5 мкм.

2. Исследование РДС, сформированных методом послеростовой термоэлектрической обработки

Метод послеростовой термоэлектрической обработки вблизи температуры Кюри T_c основан на протягивании кристалла через зону градиента температуры в условиях приложения к кристаллу знакопеременного электрического поля. Переполяризация вблизи T_c позволяет использовать небольшие электрические поля. Размер доменов определяется скоростью протягивания кристалла через температурную зону и скоростью переключения знакопеременного электрического поля. Схематично метод послеростовой термоэлектрической обработки представлен на рис. 4. Данный метод позволяет получать объёмные элементы с РДС.

Метод послеростовой термоэлектрической обработки является единственным методом, который позволяет формировать два типа 180° сегнетоэлектрических доменных структур: (1) вектора спонтанной поляризации P_S встречнонаправлены и нормальны к доменным границам; (2) вектора спонтанной поляризации P_S антипараллельны между собой и параллельны к доменной границе. И если в случае встречнонаправленного расположения векторов спонтанной поляризации P_S контраст изображения доменных структур формируется за счет искажений кристаллической решетки вблизи доменных границ из-за различия их

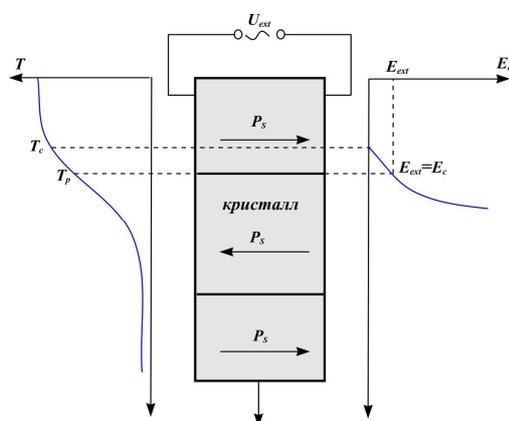


Рис. 4. Схема формирования РДС методом послеростовой термоэлектрической обработки вблизи температуры Кюри.

зарядовых состояний, то в случае антипараллельного расположения векторов спонтанной поляризации P_S в соседних доменах контраст изображения доменных структур связан с различием значений структурных факторов в соседних доменах.

На рис. 5 представлены рентгеновские топограммы доменных структур, сформированных в кристаллах LiNbO_3 и LiTaO_3 методом послеростовой термоэлектрической обработки вблизи температуры Кюри T_c . На рис. 5(а) приведена топограмма Y – среза кристалла LiNbO_3 с РДС (плоскости (300) параллельны поверхности кристалла). В данном случае вектора спонтанной поляризации P_S встречнонаправлены и нормальны к доменной границе. Соседние доменные границы отличаются зарядовыми состояниями (+ и -) и на

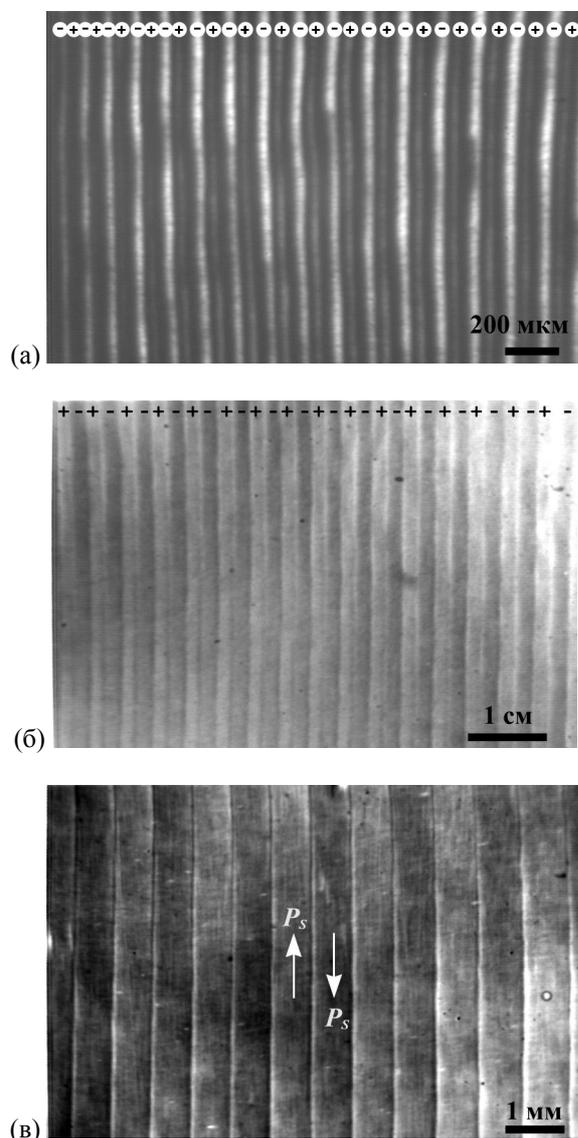


Рис. 5. Рентгеновские топограммы РДС: (а) Y – срез LiNbO_3 , отражение (300), $\Theta_B = 31.23^\circ$; (б) Z – срез LiTaO_3 , отражение (006), $\Theta_B = 19.49^\circ$; (в) X – срез LiTaO_3 , отражение (220), $\Theta_B = 36.79^\circ$.

топограмме, соответственно, можно наблюдать два типа доменных границ (+ и -). Положительные доменные границы имеют меньшую эффективную толщину, что связано с компенсацией положительного заряда подвижными электронами. Отрицательные доменные границы имеют большую эффективную толщину, что связано с малой подвижностью вакансий ионов металлов в кристалле.

На топограмме рис. 5(б) представлена РДС в Z – срезе кристалла LiTaO_3 . В данной конфигурации РДС вектора спонтанной поляризации антипараллельны между собой и параллельны доменной границе. Доменные границы в данном случае электрически нейтральны. Для съемки топограммы было использовано отражение от плоскостей (006) при значении угла Брэгга $\Theta_B = 19.49^\circ$. В данном случае доменная структура на топограмме выявляется за счет различия структурных факторов соседних доменов. Светлый контраст доменов соответствует положительному направлению вектора спонтанной поляризации P_S , а темный контраст соответствует отрицательному направлению вектора спонтанной поляризации P_S , соответственно. Разница в интенсивности излучения, дифрагированного соседними доменами, составляет 12%, что хорошо согласуется с расчетными значениями.

На рис. 5(в) приведена рентгеновская топограмма РДС в X – срезе кристалла LiTaO_3 (атомные плоскости (110) параллельны поверхности кристалла). В данной конфигурации доменной структуры вектора спонтанной поляризации P_S антипараллельны между собой, параллельны доменным границам и лежат в плоскости поверхности контраста. В данном случае отсутствует различие в значениях структурных факторов соседних доменов, а доменные границы электрически нейтральны. Возможность визуализации РДС связана с наличием деформаций на доменных границах из-за изменения направления вектора спонтанной поляризации P_S на противоположное.

3. Применение РДС в акустоэлектронике

Одно из наиболее интересных применений доменных структур связано с акустоэлектроникой: возможно применение доменных структур для генерации поверхностных акустических волн, в качестве отражающих решеток, в качестве волноводных структур.

На рис. 6 представлено применение РДС для генерации поверхностных акустических волн (ПАВ). Если на РДС с двух сторон напылить металлические электроды и приложить к ним ВЧ-электрическое поле, то сжатие и растяжение соседних доменов по толщине кристалла

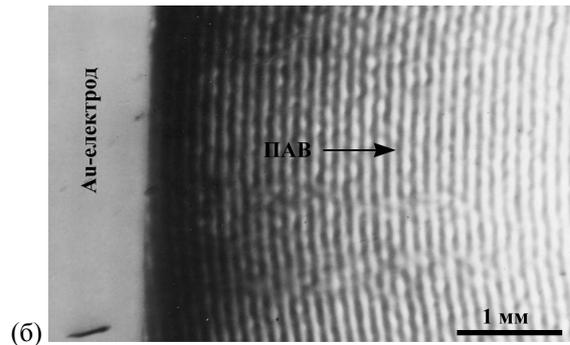
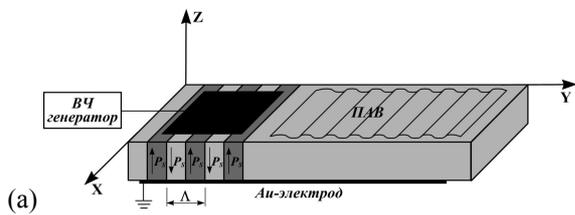


Рис. 6. Возбуждение ПАВ доменной структурой в Z -срезе кристалла LiNbO_3 : (а) схема возбуждения; (б) изображение бегущей ПАВ.

приводит к генерации в кристалле ПАВ за счет обратного пьезоэлектрического эффекта (а). Длина волны ПАВ равна ширине двух доменов. На рис. 6(б) приведено изображения ПАВ в Z -срезе кристалла LiNbO_3 , полученное методом растровой электронной микроскопии. Ширина доменов составляет 75 мкм, а длина волны ПАВ составляет $\Lambda = 150$ мкм, соответственно, при резонансной частоте возбуждения ПАВ $f = 25.32$ МГц.

Другим примером применения доменных структур является использование доменов в качестве акустических волноводов, которые осуществляют коллимацию акустических пучков. На рис. 7(а) приведена схема

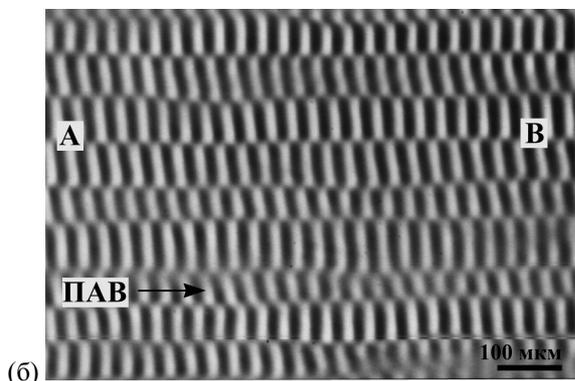
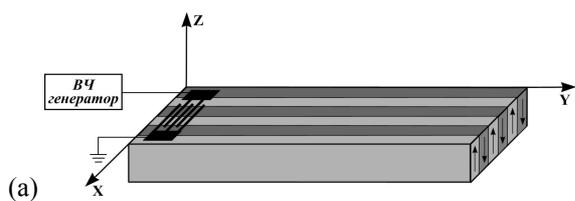


Рис. 7. Волноводные свойства доменных структур: (а) схема акустического волновода; (б) инверсия фазы контраста изображение бегущей ПАВ. AB – доменная граница.

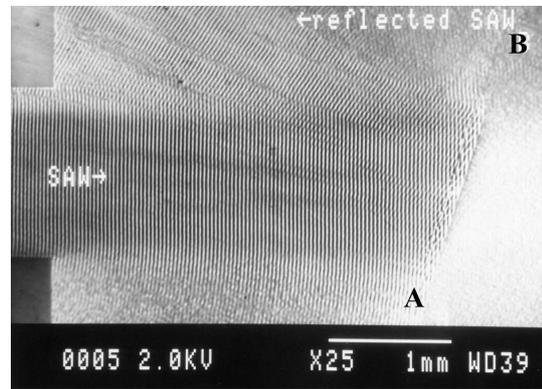


Рис. 8. Отражение бегущей ПАВ от доменной границы AB . $\Lambda = 32$ мкм, $f = 107.5$ МГц, $V = 3440$ м/с.

акустического волновода на основе РДС в Z -срезе кристалла LiNbO_3 . Акустическая волна распространяется в кристалле и коллимируется доменными границами (длина волны ПАВ $\Lambda = 30$ мкм, резонансная частота возбуждения ПАВ $f = 126.59$ МГц). На рис. 7(б) приведено изображение фазового сдвига изображения потенциала бегущей волны на доменных границ. Сдвиг фазы изображения бегущей волны определяется антипараллельным направлением векторов спонтанной поляризации P_s в соседних доменах. Максимуму акустической волны в одном домене соответствует положительный потенциал, а в соседнем домене отрицательный потенциал, соответственно, из-за противоположных направлений векторов спонтанной поляризации.

На рис. 8 представлена возможность использования доменных границ в качестве акустических отражающих решеток. На электронномикроскопическом изображении можно наблюдать отражение ПАВ от доменной границы AB .

4. Заключение

Для формирования сегнетоэлектрических доменных структур с различной конфигурацией векторов спонтанной поляризации в соседних доменах можно использовать как ростовые, так и послеростовые методы. Для исследования доменных структур наиболее оптимальными являются методы рентгеновской дифрактометрии и топографии, которые позволяют визуализировать доменные структуры, определять направления полярных осей в доменах и знаки доменных границ. Также в работе продемонстрирована возможность использования РДС в акустоэлектронике для генерации ПАВ, в качестве акустических волноводов и отражающих структур.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 07-02-00318-а).

Исследование физических свойств наночастиц в естественных астрономических условиях

Ю.Н.Гнедин.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Пулковское шоссе 65-1, Санкт-Петербург, Россия.

1. Введение.

В последнее время в связи с замечательным прогрессом, достигнутым в астрономических исследованиях, многие результаты астрономических наблюдений непосредственно используются в технических науках и в ряде направлений фундаментальной физики.

Приведем несколько примеров.

Важнейшим открытием современной астрономии явилось открытие новых видов материи, получивших условное название «темная материя» и «темная энергия». «Темной материей» принято называть новый вид частиц, которые проявляют себя в гравитационном взаимодействии и слабо взаимодействуют с окружающим веществом и излучением. Под «темной энергией» понимают новый вид силового поля (аналогичный электромагнитному полю), который обеспечивает ускоренное расширение нашей Вселенной. Работы по исследованию природы этих новых форм материи ведутся не только в астрономических обсерваториях, но и во многих физических лабораториях и технических университетах мира. Так, например, поиск наиболее популярных кандидатов в «темную материю» - аксионов осуществляется во многих физических лабораториях мира (ЦЕРН, например) с помощью нового специального вида наземных телескопов, использующих в качестве детекторов камеры с сильными магнитными полями. Эти работы уже дали непосредственный технический результат, поскольку они привели к разработке новых детекторов излучения, основанных на применении пучков атомов, находящихся в высоко возбужденных (ридберговских) состояниях (работы японских ученых). Не исключено, что в ближайшем будущем такие детекторы сменят широко используемые в настоящее время полупроводниковые приборы, основанные на зарядовой связи (ПЗС детекторы).

Открытие планетных систем у других звезд привело к созданию и развитию нового научного направления – астробиологии и дало новый мощный толчок исследованиям в области проблемы происхождения жизни на Земле и ее возможности на других планетах.

Наконец, третий пример, к сожалению, малоизвестный широкой общественности, имеет непосредственное отношение к теме нашего проекта и связан с обнаружением наночастиц в

оболочках газа и пыли, окружающих звезды, и началом исследований их физических свойств. Любопытно, что среди таких частиц в космосе наиболее распространенной популяцией являются углеродосодержащие наночастицы, получившие название наноалмазы. Именно этот термин и фигурирует в большинстве названий астрономических статей, посвященных исследованию околозвездной и межзвездной пыли.

2. Наночастицы в околозвездной и межзвездной среде. Краткий обзор современной ситуации.

Основными источниками наночастиц в космосе являются следующие астрономические объекты:

- 1) пылевые частицы метеоритного происхождения в Солнечной системе,
- 2) кометы в Солнечной системе,
- 3) молодые звезды (по астрономической терминологии Ae/Be звезды Херbiga),
- 4) пыль межзвездного происхождения,
- 5) пыль, окружающая квазары,
- 6) сверхновые звезды в процессе взрыва.

Основными астрономическими методами изучения космических наночастиц являются:

- 1) исследование оптических и инфракрасных спектров излучения наночастиц,
- 2) наблюдения поляризации излучения наночастиц в газово-пылевых оболочках, окружающих звезды, и в межзвездной среде,
- 3) наблюдения комет,
- 4) лабораторные исследования наночастиц, извлеченных из метеоритных тел.

Основная проблема, возникшая в настоящее время при этих исследованиях, заключается в том, что спектры наночастиц, извлеченных из метеоритов не совпадают со спектрами наночастиц, полученными в результате астрономических наблюдений. Общепринятая точка зрения состоит в том, что спектральные особенности наночастиц, извлеченных из метеоритов, являются артефактом, внесенным в процессе самого извлечения. Таким образом, роль астрономических наблюдений в исследовании космических наночастиц является определяющей.

3. Первоначальные выводы из результатов исследования космических наночастиц.

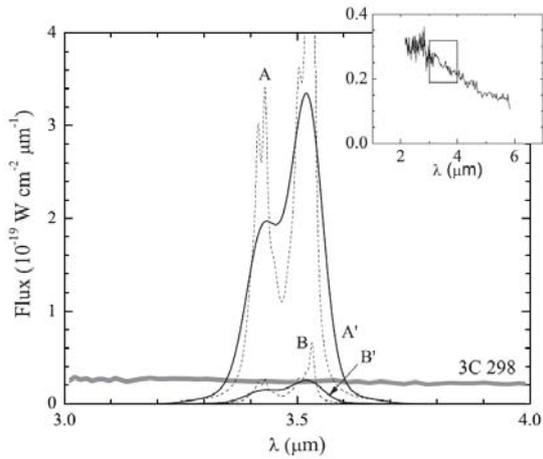


Рис. 1. Сравнение рассчитанного спектра метеоритного наноалмаза с полученным в результате наблюдений квазара 3C298 на космической обсерватории Спитцер [1].

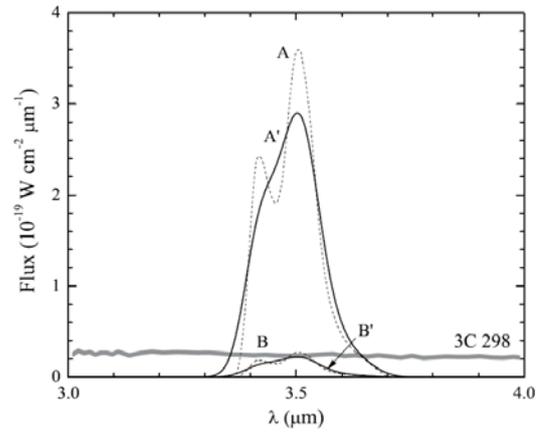


Рис. 2. Сравнение наблюдаемого спектра квазара 3C298 с измеренным от метеоритного наноалмаза [1].

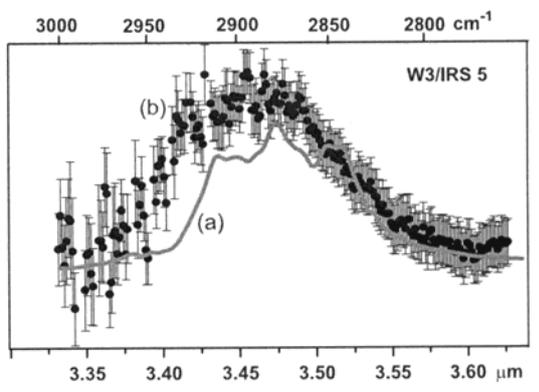


Рис. 3. Спектр излучения космических наноалмазов в околозвездной оболочке вокруг звезды HD97048 [2].

1). Процесс образования наноалмазов происходит через полициклические ароматические водородно-углеродные соединения в результате соединения

углерода с водородом под воздействием ультрафиолетового излучения в присутствии кислорода. Таким образом, астрономия представляет новый метод производства наночастиц.

2). В отличие от естественных и синтетических алмазов спектры космических наноалмазов показывают сильные полосы излучения в среднем (длина волны больше 3 мкм) инфракрасном диапазоне спектра (Рис.1,2)[1].

3). Типичные размеры космических наноалмазов 1 – 3 нм. Наблюдается популяция и с большими размерами (больше 50 нм).

4). Для горячих наноалмазов особенно сильна инфракрасная (ИК) эмиссия в полосе с длиной волны 21 микроМ (475 см^{-1}).

5). Наземные наноалмазы часто теряют ИК полосы после обработки гидролизом и кислородом.

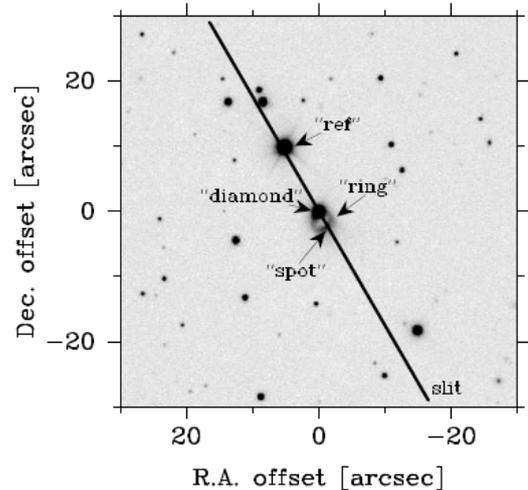
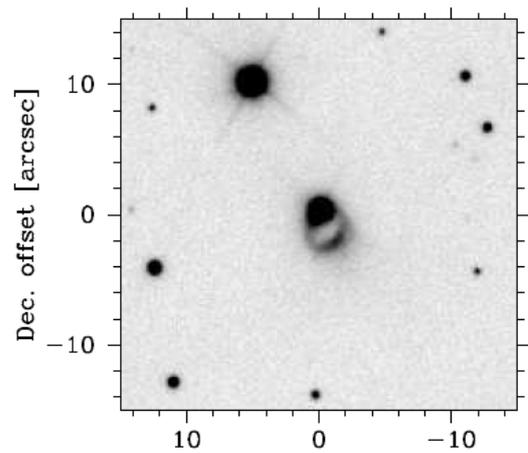


Рис. 4. Изображение алмазного кольца вокруг молодой звезды IRAS 06368-0325 [3].

6). 3.53 мкм полоса характерна для малых молекулярных алмазов. Ранее эта полоса наблюдалась для более крупных $> 50 \text{ нм}$ алмазов. 3.47 мкм полоса характерна для межзвездных наноалмазов.

7). Природа метеоритных наноалмазов до сих пор неизвестна. Метеоритные наноалмазы

как пресолнечные частицы насыщены очень тяжелыми (Хе-Н) $\{134\}^{Xe}$ and $\{136\}^{Xe}$, также как легкими (Хе-Л) $\{124\}^{Xe}$ и $\{126\}^{Xe}$ изотопами. Такая аномалия возникает в результате р-процесса нуклосинтеза в сверхновых звездах.

8). Водородно-насыщенные наноалмазы обнаружены в оболочках звезд Ае/Ве Хербига (молодые звезды). В спектрах этих частиц обнаружены сильные эмиссионные полосы 3.43 мМ и 3.53 мМ. Вокруг одной из звезд обнаружено кольцо, состоящее из наноалмазов (а “diamond-ring” star) (Рис.3,4)[2,3].

9). Наноалмазы, обнаруженные в оболочках звезд Ае/Ве Хербига, резко отличаются от таких же частиц метеоритного происхождения.

10). Именно астрономические наблюдения имеют решающее значение для понимания механизма, посредством которого аморфный углерод превращается в алмаз или в графит. Астрономические наблюдения, по существу, открывают новый механизм такого превращения.

11). Астрономия предлагает новый тип наночастиц и наноалмазов, в котором в углеродные частицы внедрены атомы благородных газов. Это явление открывает новый тип наночастиц и наноалмазов. Внедрение благородных газов происходит в результате вспышек сверхновых.

12). Астрономы обнаружили минимальный размер углеродной наночастицы в количестве ~ 100 углеродных ато излучения наночастиц в оболочках звезд Ае/Ве Хербига, в остатках сверхновых звезд, в звездах типа Т Тельца и межзвездной среде.

[1] de Diego J.A., Binette L., Ogle P. et al. *Astron. Astrophys.*, **467**, L7 (2007).

[2] Pirali O., Vervloet M., Dahl J.E., Carlson R.M.K. *ApJ*, **661**, 919 (2007).

[3] Yun J.L., Torrelles J.M., Santos N.C. *Astron. Astrophys.*, **470**, 231 (2007).

Метрологическое, аналитическое оборудование и нанотехнологические комплексы – новые разработки группы НТ-МДТ

В.А. БЫКОВ

Группа компаний НТ-МДТ, Корп. 100, Зеленоград, Москва, Россия,
e.mail: spm@ntmdt.ru

В настоящее время развитие работ по созданию новых материалов и устройств с использованием метрики субмикронного и нанометрового уровня. Начали интенсивно развиваться центры нанотехнологии. Появилась Национальная лаборатория по нанотехнологии («Курчатовский институт»), оснащенная мощным образующим инструментом – синхротроном «СИБИРЬ-2».

Возрождаются и появляются новые центры нанотехнологий, наноэлектронные с конструктивно технологическими ограничениями 180 нм (Микрон), 130 нм (Ангстрем –Т) с перспективой 65, 45 нм.

Таким образом, появился и начал стремительно расти рынок метрологического, аналитического и технологического оборудования. Этот рынок осваивается, в том числе, и зарубежными компаниями. Но открываются и прекрасные перспективы для развития отечественного научного и технологического приборостроения. Расширение рынка заставляет изменять и концепции в разработках новых приборов и установок, понижать образовательные пороги пользователей, усиливая интеллектуальную мощь создаваемой продукции.



Рис.1

Для широкого распространения нашей группой создан СЗМ Солвер- NEXТ (рис.1) сочетающий в себе большие возможности универсального сканирующего зондового микроскопа, наноиндентора с простотой инсталляций и управления, которая обеспечивается полной автоматизацией прибора. Программное обеспечение и контроллер позволяет работать как в среде Microsoft, так и Macintosh. Прибор оснащен сканерами с низкошумящими емкостными датчиками, что обеспечивает его метрологические возможности при работе в режимах высокого и среднего разрешения.

Получат свое новое развитие и приборы для биологических приложений, а также нанолэбы ИНТЕГРА СПЕКТРА, которые наряду с автоматизацией и оптимизацией геометрии каналов ввода излучения, получают и новые возможности, в частности, интеграции с низкодрейфовой термо-головкой. Разрабатываются зонды нового типа, обеспечивающие устойчи-

вую работу в режиме TERS в течении длительного времени.

Разрабатывается и в течении 2008 года выйдет на рынок высокоразрешающий сверхвысоковакуумный модуль СЗМ с возможностью нагрева и термостабилизации образцов.

Приборы оснащаются новым мощным контроллером, с возможностью расширения функций пользователем (слотовый вариант, до 10 дополнительных слотов). В минимальной комплектации имеется возможность реализации требуемого числа обратных связей, что не ограничивает возможности расширения функций прибора.

Сетевые приборы потребовали перехода использования программной среды, устойчивой к вирусным атакам – Unix – подобной среды. Наш выбор - среда Mac Os 10.5. Получит свое развитие и Windows версия программного обеспечения, имеющая большую устойчивость и возможности интеграции с внешними устройствами.

Интенсивно развивается кластерное оборудование линии НАНОФАБ. Созданы и развиваются сканирующие модули системы с использованием фокусированных ионных пучков, в том числе с возможностью локальной ионной имплантации, СЗМ с возможностью оперативной смены и подготовки зондов, электронной микроскопии с возможности установки электронно-лучевых автоэмиссионных систем визуализации в модули ФИП и СЗМ (двухлучевые варианты).



Модули интегрируются в кластеры (рис.2), которые можно стыковать между собой. Сверхвысоковакуумный робот – распределитель обеспечивает оперативность, надежность и высокую точность реинсталляции образцов. Модули групповых обработок (лазерная абляция, МЛЭ, электронно-лучевое напыление, магнетронное напыление, модули плазменных процессов и обработок), интегрируемые в единую систему обеспечивают большие, практически, неограниченные технологические и аналитические возможности систем. .

Низкоразмерные наноструктуры и пленки фуллеренов на поверхности полупроводников

Р.З. Бахтизин¹, А.И. Орешкин², Ю.Т. Садовский³, Я. Фуджикава³,
Т. Сакурай³

¹Башкирский государственный университет, ул. Фрунзе 32, Уфа, Россия

²Московский государственный университет, Воробьевы Горы, Москва, Россия,

³Институт проблем материаловедения университета Тохоку, Сендай, Япония

e-mail: raouf@bsu.bashedu.ru

Органические материалы быстро завоевывают популярность и становятся важными компонентами современных электронных приборов, постепенно заменяя неорганические [1]. В связи с этим большой интерес вызывает задача управляемого роста молекулярных кластеров и разработка методов формирования структур на основе самоорганизации наночастиц, допускающих гибридизацию с полупроводниковыми системами на основе кремния. Среди таких материалов специального упоминания заслуживают фуллерены и их производные, которые являются перспективными материалами для изготовления фотовольтаических солнечных элементов и активных слоев тонкопленочных транзисторов. Отдельные молекулы фуллеренов, их экзо- и эндодральные соединения также рассматривают как возможных кандидатов для использования в качестве строительных блоков будущих наноконструкций. При этом ключевой проблемой остается получение высококачественных упорядоченных пленок фуллеренов на поверхности Si, поскольку дефекты оказывают наиболее значительное влияние на характеристики приборов, поэтому оптимизация условий роста органических структур на различных подложках, в первую очередь кремниевых, остается актуальной задачей.

В данной работе приводятся результаты исследования начальных стадий роста пленок C₆₀ и их атомной структуры на поверхности Bi(0001)/Si(111)-7×7, а также адсорбции молекул фторированных фуллеренов C₆₀F_x на поверхности Si(111)-7×7 методами *in-situ* сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и микроскопии медленных электронов (ММЭ) в условиях сверхвысокого вакуума.

Ранее нами было показано, что оптимальной подложкой для роста органических пленок могут служить упорядоченные химически инертные пленки полуметалла Bi на поверхности Si(111)-7×7 [2]. В этом случае молекулы фуллеренов, нанесенные на поверхность Bi, взаимодействуют с подложкой посредством слабых сил Ван дер Вальса и диффундируют по ней, образуя упорядоченные островки даже при субмонослойных покрытиях.

Все эксперименты проводили в условиях сверхвысокого (2×10⁻¹¹ Тор) вакуума. Фуллере-

ны наносили со скоростью 0,05 монослоя/мин из ячейки Кнудсена на подложку, температура которой поддерживалась при ~400 К. Монослой C₆₀, выращенный в таких условиях, характеризуется высокой степенью упорядочения в пределах сотен нм, под которым (рис. 1) хорошо вид-

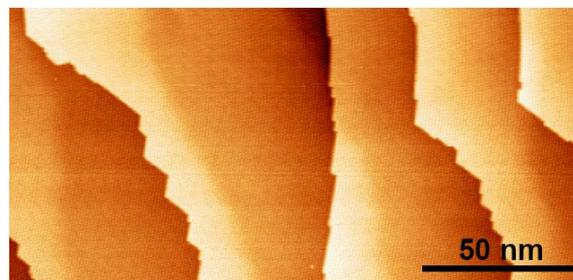


Рис.1. СТМ изображение большой площади монослоя C₆₀ (напряжение смещения V_s = +2.3 В, туннельный ток I_t = 20 пА).

ны ступеньки Bi двойной высоты. На изображении высокого разрешения этой же поверхности (рис. 2) наблюдается дополнительная модуляция

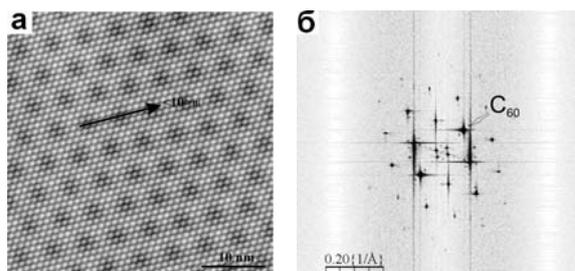


Рис. 2. а- СТМ изображение высокого разрешения монослоя C₆₀, каждый выступ соответствует одиночной молекуле C₆₀; б- его Фурье-образ.

(муаровая картина), которая возникает благодаря наложению решеток Bi(0001) и C₆₀, отражая эпитаксиальное соотношение 5:11 между слоем C₆₀ и Bi подложкой.

Процессы зарождения и эволюции островков C₆₀ в реальном масштабе времени гораздо удобнее было наблюдать с помощью ММЭ. Рис. 3 отчетливо демонстрирует, что плотность образующихся в этих же условиях островков C₆₀ превышает 10 мкм⁻² и они проявляют тенденцию к

образованию цепочек монослойной высоты, причем наиболее предпочтительными участками

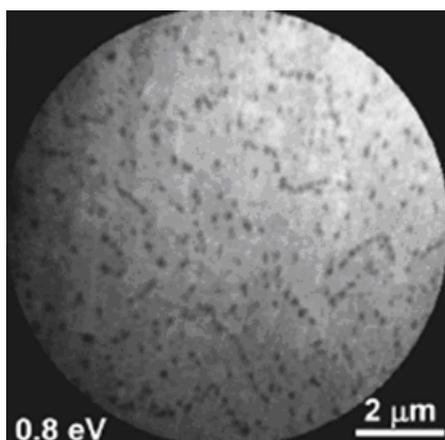


Рис. 3. Светлопольное изображение в микроскопе медленных электронов процесса образования островков C_{60} на поверхности Bi/Si.

для зарождения островков являются доменные границы. Наблюдения в СТМ (рис. 4) подтвердили, что именно двойные ступеньки и доменные границы на поверхности эпитаксиальной

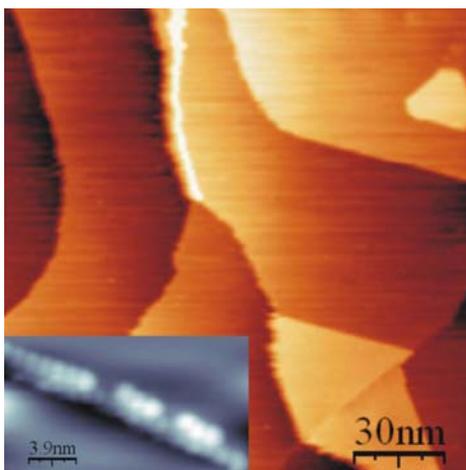


Рис. 4. Субмонослойная (0.02 ML) пленка C_{60} на поверхности Bi(0001)/Si(111)-7×7 ($V_s = +1.5$ В, $I_t = 20$ pA); на вставке приведено СТМ изображение высокого разрешения, показывающее отдельные молекулы C_{60} , адсорбированные на Vi ступеньке двойной высоты.

пленки Vi являются благоприятными участками для зарождения островков фуллеренов C_{60} .

Второй слой C_{60} начинал расти над цепочками C_{60} , локализованными вдоль ступенек, заполняя промежуточные участки между соседними молекулами, после чего становился возможным и рост пленки на плоских террасах. На изображениях толстых (4-5) слоев C_{60} (рис. 5) не наблюдалось проявления никакой модуляции: молекулы C_{60} полностью покрывали Vi-подложку, образуя пленку хорошего качества. Высота ступенек в этом случае была такой же, как и в случае эпитаксиальной пленки Vi (0,39 нм), что

непосредственно указывает на слабое взаимодействие между пленкой C_{60} и подложкой.

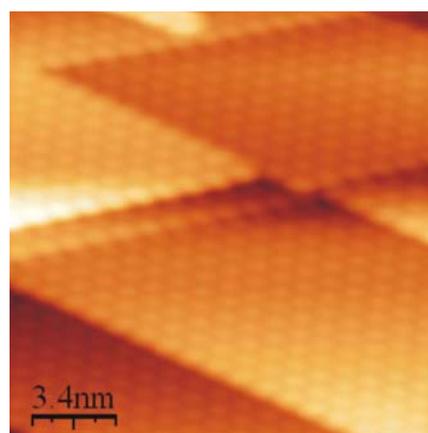


Рис. 5. Толстая (5.0 ML) пленка C_{60} на поверхности Bi(0001)/Si(111)-7×7 ($V_s = +2.3$ В, $I_t = 20$ pA).

Чтобы оценить возможный перенос заряда между слоем и подложкой, измерялись спектры СТС - сканирующей туннельной спектроскопии для слоев C_{60} различной толщины (рис. 6). В случае 5.0 ML покрытия основной пик заполненных состояний располагался на -2.3 эВ ниже уровня Ферми подложки и соответствует положению уровня НОМО C_{60} , что согласуется с

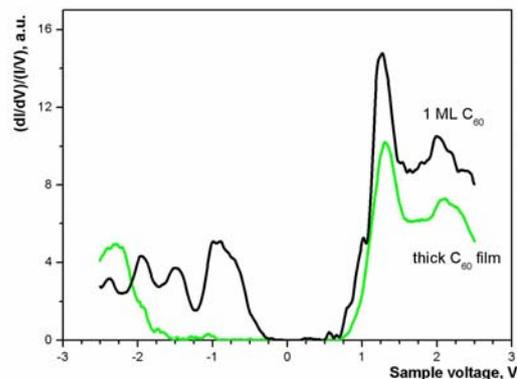


Рис. 6. Спектры СТС, снятые при комнатной температуре для монослойной и 5.0 ML пленок C_{60} , выращенных на поверхности Bi(0001) при комнатной температуре.

результатами фотоэлектронной спектроскопии [3]. Если такой перенос имеет место, то положение пика состояний LUMO должно отличаться для различных покрытий C_{60} . Как видно из рис. 6, туннельные спектры не подтверждают заметного переноса заряда в состояния LUMO, следовательно, Vi-подложка не оказывает существенного возмущения на рост пленок C_{60} .

Эксперименты по адсорбции молекул фторированных фуллеренов $C_{60}F_x$ (содержание фтора $x=42-48$) на поверхности Si(111)-7×7 проводили в комбинированной установке сверхвысоковакуумный СТМ на линии со спектрометром высокого разрешения характеристических по-

тер энергии электронов. Типичный спектр (рис. 7), демонстрирует не только растянутый пик C–F при 143 мэВ, но также протяженный пик Si–F при 109 мэВ. Пик Si–F заметно превышает по интенсивности пик C–F, что указывает на реакцию молекул фторфуллерепа с поверхностью

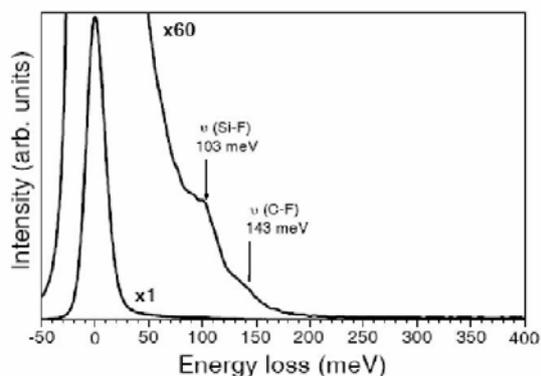


Рис. 7. Спектр характеристических потерь энергии электронов при отражении от поверхности Si(111)-7×7, покрытой 0.05 ML молекул C₆₀F_x.

кремния и образование связи Si–F при нанесении адсорбата уже при комнатной температуре. На рис. 8 приведены соответствующие STM изображения, на которых хорошо видны темные участки вокруг адсорбированных молекул фторфуллерепа. Согласно [4], низкоэнергетические молекулы F₂ не могут образовывать кластеры, состоящие из более чем 4^x адатомов, следовательно они берут свое происхождение от этих молекул, а не молекул чистого фтора, которые могли бы образоваться в процессе возможного разложения фторфуллерепа. Отметим еще одну важную особенность на изображениях неза-

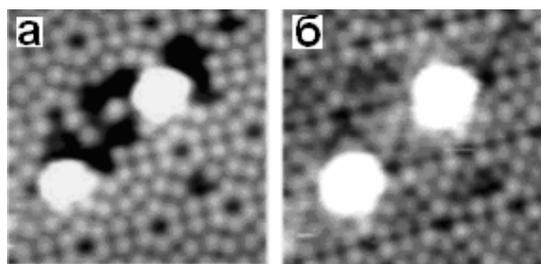


Рис. 8. STM изображения поверхности Si(111)-7×7, покрытой 0.05 ML C₆₀F_x. (площадь сканирования 6,6×6,6 нм², I_T=20 пА): **а**- V_s = -2.0 В, **б**- V_s = +2.0 В.

полненных состояний (рис. 9), где наряду с темными областями вокруг молекул хорошо видны волокнообразные структуры (A_T), появление которых объясняется реакцией молекул фтора с Si, что исключает возможность миграции атомов фтора при комнатной температуре. Учитывая однородное распределение атомов фтора по молекуле C₆₀F_x, присутствие таких структур мож-

но объяснить тем, что молекулы фторфуллерепа, перекачываясь по поверхности, непрерывно “печатают” атомы фтора. Это качество возникает в результате толчка, который молекула испытывает при образовании химической связи в ходе реакции атома F с Si. В дополнение к волокнообразным структурам на STM изображениях также наблюдались кластеры из адсорбированных атомов F (A_C), что может быть связано с колебательным характером движения захваченной молекулы. Заметим, что кластеры A_C наблюдаются только в режиме незаполненных состояний, что качественно отличает их от дефектов. Способность молекул фторфуллерепа C₆₀F_x осущес-

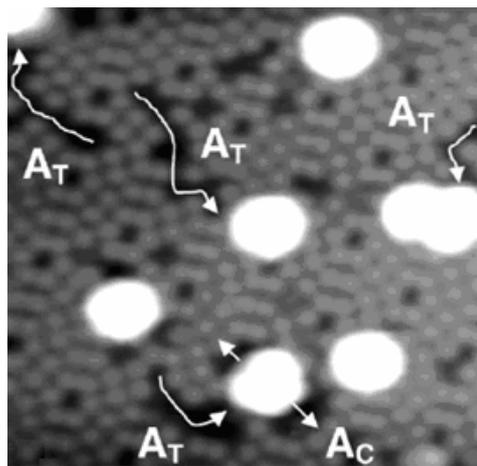


Рис. 9. Взаимодействие молекул C₆₀F_x с поверхностью Si(111)-7×7 (V_s=+2.0 В, I_T=20 пА).

твлять локальную (в нанометровом масштабе) адсорбцию фтора и в этом же масштабе модификацию поверхности путем ее локального травления, позволяет говорить о появлении нового нанотехнологического инструмента, который мы назвали “нанобутылка с фтором”.

Для выяснения деталей реакции молекул C₆₀F_x с поверхностью Si(111)-7×7 была проведена серия экспериментов по отжигу субмонослойных пленок фторфуллерепа. После отжига при 300 °C в течении 10 мин. площади темных участков увеличивались благодаря непрерывному поступлению атомов фтора из молекул C₆₀F_x, однако большие области поверхности со структурой 7×7 оставались непокрытыми. Дальнейший отжиг при 400 °C приводил к образованию близкого к однородному распределению адсорбционных участков, что однозначно указывало на начало диффузии F по поверхности. Ранее было показано [5], что диффузионный барьер для адсорбированных атомов фтора на поверхности Si(100)-2×1 равен 1.6 эВ, поэтому атомы F могут начать мигрировать при 400 °C. Однако в нашем случае энергетический барьер для диффузии между двумя половинками элементарной ячейки структуры 7×7 значительно выше, так как у атомов F в этом промежутке нет свободных связей, чтобы компенсировать энергию связи Si–F (~6.0

эВ); этому способствует и большое расстояние между ближайшими оборванными связями в различных подъячейках структуры 7×7 (0.67 нм), а также отсутствие промежуточного слоя. Поэтому прямая диффузия атомов фтора и их перераспределение по поверхности маловероятны. Однако диффузия кремния по поверхности Si(111)- 7×7 начинается при 400°C и нами предлагается другой механизм: атомы или магические кластеры Si, диффундирующие по поверхности, могут переносить на себе атомы F, что и обеспечивает их диффузию, а в качестве рабочего механизма диффузии нами предлагается реакция обмена F между адатомами Si на террасе и диффундирующим кремнием.

Дальнейший отжиг при 450°C приводил к уменьшению числа и размеров изолированных адсорбционных участков и образованию ямок травления, но процесс сильно зависел от начального покрытия молекулами C_{60}F_x (рис. 10). На рис. 10а видно, что в результате отжига форма ступеней стала более грубой. Учитывая, что при 450°C отдельные атомы F все еще остаются на поверхности, это можно приписать залечиванию ямок травления, образовавшихся на участках с высокой концентрацией фтора. На рис. 10б вид-

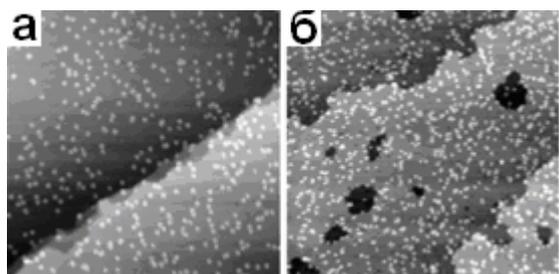


Рис. 10. СТМ изображения поверхности Si(111)- 7×7 , покрытой молекулами C_{60}F_x (а- 0.04 ML, б- 0.12 ML) и подвергнутой 60 мин отжигу при 450°C ($V_s=+2.0\text{ В}$, $I_t=20\text{ пА}$).

но, что с увеличением покрытия происходит не только огрубление ступеней, но и образование на террасах больших ямок травления. Это указывает на то, что нанесенные молекулы фторфуллерена могут препятствовать (и даже подавлять!) миграции атомов кремния, которая залечивает ямки травления. Детали этого процесса хорошо видны на рис. 11.

Отжиг при 500°C приводил к исчезновению отдельных участков с адатомами фтора, что подтверждается и исчезновением пика $\nu(\text{Si}-\text{F})$ в спектре характеристических потерь электронов. Поскольку энергия связи Si-F достаточна, чтобы выдержать отжиг при 500°C , то десорбция адатомов фтора должна сопровождаться также удалением части атомов кремния. Это хорошо согласуется с известными данными о десорбции фторидов SiF_2 с поверхности Si(100)- 2×1 при температурах $480\text{-}580^\circ\text{C}$ [6]. Таким образом,

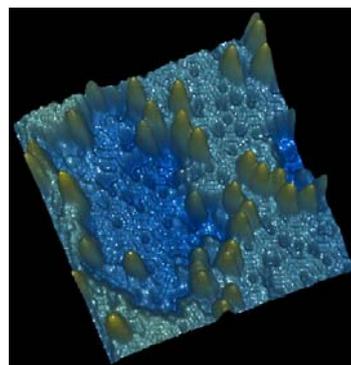


Рис. 11. Трехмерное изображение ямки травления на поверхности Si(111)- 7×7 , покрытой 0.12 ML C_{60}F_x и подвергнутой 60 мин отжигу при 450°C ($V_s=+2.0\text{ В}$, $I_t=20\text{ пА}$).

диффузия атомов фтора при 400°C принципиально важна, так как без этого из изолированных соединений SiF не образуются соединения SiF_2 .

Работа выполнялась при частичной поддержке грантов РФФИ.

- [1]. Haddon R.C., Perel A.S., Morris R.C., et al. Appl. Phys. Lett. **67**, 121 (1995).
- [2]. Sadowski J.T., Nagao T., Yaginuma S., et al. Appl. Phys. Lett. **86**, 073109 (2005).
- [3]. Ohno T.R., Chen Y., Harvey S.E., et al. Phys. Rev. B, **44**, 13747 (1991).
- [4]. Jensen J.A., Yan C., Kummel A.C. Science **267**, 493 (1995).
- [5]. Ezaki T., Ohno T. Surf. Sci. **444**, 79 (2000).
- [6]. Engstrom J.R., Nelson M.M., Engel T. Surf. Sci. **215**, 437 (1989).

Атомно- и магнитно-силовая микроскопия наночастиц металлов с электрокаталитическими свойствами

С.А. Зиганшина¹, Л.И. Шамсетдинова^{1,2}, Д.А. Бизяев¹, А.П. Чукланов¹,
П.А.Бородин¹, А.А. Бухараев^{1,2}

¹Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН, ул. Сибирский тракт 10/7, Казань, Россия.

² Казанский государственный университет, ул. Кремлевская 18, Казань, Россия
a_bukharaev@kfti.knc.ru

В последнее время все большее внимание уделяется созданию селективных катализаторов, обладающих высокой активностью в различных реакциях [[1]]. Разработка катализаторов для экологически чистых топливных элементов является приоритетным направлением химии, физики и экологии [[2]]. Поэтому ведутся поиски электродных материалов, способных уменьшить стоимость и увеличить срок службы топливных элементов. Известно, что кластеры металлов платиновой группы проявляют высокую каталитическую активность и избирательную способность по отношению ко многим реакциям [[3]]. Однако вследствие дороговизны таких металлов активно ведется поиск новых катализаторов, способных заменить металлы платиновой группы. Наиболее перспективными являются 3d металлы, в частности кобальт, никель и их сплавы. Наиболее простым и эффективным методом формирования катализаторов на проводящей подложке является электрохимическое осаждение [[4]]. С помощью этого метода при варьировании различных условий (например, состава раствора, времени и потенциала осаждения) возможно получение частиц катализатора различной формы и размера [[5]].

Изучение поверхности катализаторов проводят с помощью различных физических методов (сканирующая и просвечивающая электронная микроскопия [[6]], конфокальная микроскопия [[7]]) и химических методов (кулометрия, потенциометрическое и амперометрическое титрование, вольтамперометрия [[8]]). В последнее десятилетие методы сканирующей зондовой микроскопии хорошо зарекомендовали себя при изучении разного рода поверхностей [[9], [10]]. В частности атомно-силовая микроскопия (АСМ) обладает высокой (атомарной) разрешающей способностью, не разрушает объект исследования, не требует сложных подготовительных операций. Магнитно-силовая микроскопия (МСМ) позволяет изучать распределение намагниченности на поверхности образца. Для изучения электрокаталитических свойств модифицированных поверхностей хорошо подходит циклическая и линейная вольтамперометрия, позволяющая получать

качественные и количественные параметры электрохимической системы [[11], [12]].

Целью настоящей работы явилась разработка методики электрохимического получения наночастиц кобальта, изучение их топографии и магнитных свойств, определение размеров образующихся частиц и сопоставление этих данных с их каталитической активностью в реакции окисления этанола.

Электрохимические свойства ВОПГ с электроосажденными частицами кобальта изучались в фоновом электролите (0.4 М раствор NaCl) с рН 7 и в кислом растворе с рН=5 содержащим 0.4 М NaCl и 0.1 М HCl. рН растворов контролировали с помощью рН-метра типа рН-150. Для изучения электрокаталитических свойств осажденных наночастиц кобальта использовался 0.025 М раствор этилового спирта в 0.4 М растворе NaCl и в 0.4 М NaCl + 0.1 М HCl. Получение модифицированных электродов и изучение их электрохимических и каталитических свойств проводили при помощи полярографа ЭКОТЕСТ-ВА (Россия). Скорость наложения потенциала во всех электрохимических измерениях составляла 20 мВ/сек.

Изучение морфологии поверхности модифицированного электрода проводили при помощи атомно-силового микроскопа марки Solver P47 фирмы НТ-МДТ. Изображения были получены полуконтактным методом при использовании зонда марки NSG11. Магнитные свойства частиц кобальта изучались на магнитно-силовом микроскопе SMENA фирмы НТ-МДТ, совмещенного с электромагнитом при использовании зондов марки NSC19 Co/Cr.

Электроосаждение наночастиц кобальта проводили потенциостатически на поверхность высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ), обладающего ровной и легко воспроизводимой поверхностью. Поверхности полученных модифицированных электродов были исследованы с помощью АСМ в полуконтактном режиме. Для получения наночастиц, характеризующихся наибольшим каталитическим эффектом, нами варьировались следующие параметры: потенциал и время электролиза, а также концентрация хлорида кобальта в растворе электроосаждения

(концентрация CoCl_2 изменялась от 0.05 М до 0.005 М). Изначально электроосаждение частиц кобальта на поверхности ВОПГ осуществлялось в растворе 0.05 М CoCl_2 и 0.4 М NaCl , pH = 7 в течение 10 секунд при различных потенциалах электроосаждения. Были сопоставлены АСМ изображения поверхности ВОПГ с частицами кобальта, электроосажденными при потенциале -1 В и -0.9 В. В обоих случаях на АСМ изображениях наблюдаются плотно лежащие частицы кобальта, равномерно распределенные по поверхности ВОПГ.

По полученным АСМ изображениям с помощью разработанной нами компьютерной программы [[14]] были построены гистограммы распределения частиц по размерам. Из анализа гистограмм установлено, что размеры частиц, полученных электроосаждением кобальта при потенциале -1 В, изменяются от 50 до 400 нм, наиболее часто встречаются частицы с диаметром 147 нм. Наряду с мелкими частицами на поверхности присутствуют конгломераты размерами до 1 мкм. На 1 мкм² поверхности электрода в среднем приходится 134 частицы. При увеличении потенциала осаждения кобальта до -0.9 В при том же времени электролиза размеры образующихся частиц уменьшаются (практически в 2 раза) и изменяются от 25 до 200 нм, наиболее часто встречаются частицы с диаметром 88 нм (рис.1). Плотность составляет 158 частиц 1 мкм² поверхности электрода. Несмотря на меньшие размеры частиц, электроосажденных при потенциале -0.9 В, на поверхности ВОПГ в процессе электроосаждения также образуются конгломераты размерами до 1 мкм. Таким образом, при увеличении потенциала электроосаждения кобальта с -1 В до -0,9 В плотность частиц увеличивается, а размеры частиц уменьшаются. Следует отметить, что формирование частиц кобальта равномерно по всей рабочей поверхности ВОПГ в обоих случаях.

С помощью циклической вольтамперометрии были изучены электрохимические свойства частиц кобальта, электроосажденных на поверхность ВОПГ. На вольтамперограмме, полученной в фоновом электролите (pH = 7), наблюдаются две волны окисления. Согласно [[15]] при потенциале ~ -0.2 В происходит окисление $\text{Co}(0)$ до $\text{Co}(\text{II})$, при потенциале ~ 0.8 В $\text{Co}(\text{II})$ окисляется до более высоких степеней окисления. Были изучены электрохимические свойства ВОПГ с электроосажденными частицами кобальта в слабо кислой среде (pH ~5). В этом случае на вольтамперограмме наблюдаются также 2 волны при потенциалах -0.2 В и 0.9 В, которые соответствуют тем же электронным переходам, что и в нейтральной среде.

Этиловый спирт, как и многие органические соединения на графитовых электродах в доступной области потенциалов (от

-1 до 1.5 В) не окисляется [[13]]. При добавлении этанола в фоновый электролит на вольтамперограмме, полученной на ВОПГ с электроосажденными частицами кобальта, наблюдается увеличение волны, соответствующей окислению металла по сравнению вольтамперограммой, полученной на ВОПГ с частицами кобальта в отсутствие спирта. Увеличение тока окисления металла свидетельствует о том, что частицы кобальта, электроосажденные на поверхность ВОПГ, выступают в роли катализатора в реакции окисления этанола.

На основании полученных вольтамперограмм был рассчитан каталитический эффект по следующей формуле:

$$\text{каталитический эффект} = \frac{I_{kt} - I_M}{I_{kt}},$$

где I_{kt} – предельный ток окисления этанола на ВОПГ с частицами кобальта, I_M - предельный ток окисления кобальта в фоновом электролите. Максимальный каталитический эффект, полученный на ВОПГ с частицами кобальта при электроокислении этанола, составил ~0.39 для частиц, электроосажденных при потенциале -1 В (диаметр частиц 147 нм) и ~0.15 для частиц, электроосажденных при потенциале -0.9 В (диаметр частиц 88 нм). Уменьшение каталитической активности частиц кобальта при уменьшении размера от 147 нм до 88 нм, вероятно, связано с уменьшением площади поверхности наночастиц. Поскольку при увеличении потенциала электроосаждения кобальта с -1 В до -0.9 В наблюдается уменьшение каталитического эффекта окисления этанола, последующие исследования проводили для частиц кобальта, электроосажденных при потенциале -1 В.

На следующем этапе была получена серия электродов на основе ВОПГ с частицами кобальта, электроосажденными из более разбавленных растворов CoCl_2 (0.01 и 0.005 М CoCl_2) в течение 10 секунд при потенциале -1 В. По полученным АСМ изображениям было установлено, что в результате электроосаждения кобальта из раствора, содержащего 0.01 М CoCl_2 , на поверхности ВОПГ формируется сетчатая пленка металла, на которой наблюдаются скопления частиц. При уменьшении концентрации исходного электролита в 2 раза, при том же времени электроосаждения пленка металла на поверхности не успевает образоваться, наблюдаются только изолированные частицы кобальта, равномерно расположенные по всей поверхности ВОПГ. При анализе гистограммы распределения частиц по размеру, полученных электроосаждением кобальта при потенциале -1 В в течение 10 секунд из 0.005 М раствора CoCl_2 установлено, что диаметр всех частиц менее 100 нм, наиболее часто встречаются частицы с диаметром 50 нм. Получена зависимость каталитического эффекта

от концентрации исходного раствора электроосаждения. Установлено, что при уменьшении концентрации CoCl_2 в исходном растворе электроосаждения от 0.05 М через 0.01 М до 0.005 М приводит к увеличению каталитического эффекта от 0.38 через 0.42 до 0.7. То есть наибольший каталитический эффект при электроокислении этанола был получен при наличии на поверхности ВОПГ частиц кобальта размером менее 100 нм. Такие частицы получаются при потенциостатическом осаждении из 0.005 М раствора CoCl_2 при потенциале -1 В в течение 10 секунд. Таким образом, с помощью разработанной нами методики электрохимического осаждения на данном этапе можно получать частицы кобальта нанометрового диапазона, которые проявляют каталитическую активность при электроокислении этанола.

Известно, что частицы кобальта обладают магнитными свойствами. Магнитно-силовая микроскопия (МСМ) позволяет выявлять на поверхности образца ферромагнитные наночастицы и различать однодоменные и многодоменные наночастицы. Для подтверждения формирования на поверхности ВОПГ ферромагнитных металлических частиц кобальта были получены МСМ изображения электродов, как в нулевом, так и во внешнем магнитном поле. Анализ МСМ изображений, полученных в нулевом магнитном поле, позволяет утверждать, что при потенциостатическом электрохимическом осаждении на поверхности ВОПГ формируются как однодоменные, так и многодоменные ферромагнитные частицы кобальта (рис.2). При изменении внешнего магнитного поля от -500 Э до 500 Э наблюдалось характерное изменение магнитного контраста, обусловленное перемагничиванием наночастиц.

Были начаты исследования по определению возможности восстановления активности катализатора. На данном этапе проводился подбор параметров ионного травления частиц кобальта, электроосажденных на поверхность ВОПГ. Ионное воздействие на образцы осуществляли в высоковакуумной установке на базе сканирующего зондового микроскопа Solver-HV с помощью ионной пушки HeatWave Labs Inc. Model 1401 Ion Gun. В качестве рабочего газа для ионной обработки поверхности использовался аргон (99,999%). Ионное травление поверхности образцов проводили при остаточном давлении в камере 5×10^{-6} мБар в следующем режиме: энергия ионов 3.5 кэВ, угол падения ионного пучка 0 градусов (относительно нормали к поверхности), время травления 20 и 40 минут, ток 10 мА. Было проведено ионное травление частиц кобальта минимального размера, то есть полученных осаждением на поверхность ВОПГ в течение 10 с при потенциале -1 В из 0.005 М раствора CoCl_2 . При сравнении гистограмм распределения, построенным по АСМ изображениям до и после ионного травления, установлено, что после ионного травления гистограмма распределения частиц по размерам становится шире, то есть увеличивается разброс диаметров частиц. Однако, максимум гистограммы, полученной после травления, смещен на 10 нм влево по сравнению с максимумом гистограммы, полученной до травления, то есть количество мелких частиц становится больше.

С помощью сверхвысоковакуумного сканирующего зондового микроскопа фирмы Omicron было проведено исследование топографии наночастиц кобальта, электроосажденных на поверхность ВОПГ. Изучение топографии проводилось в двух режимах: туннельном и бесконтактном атомно-

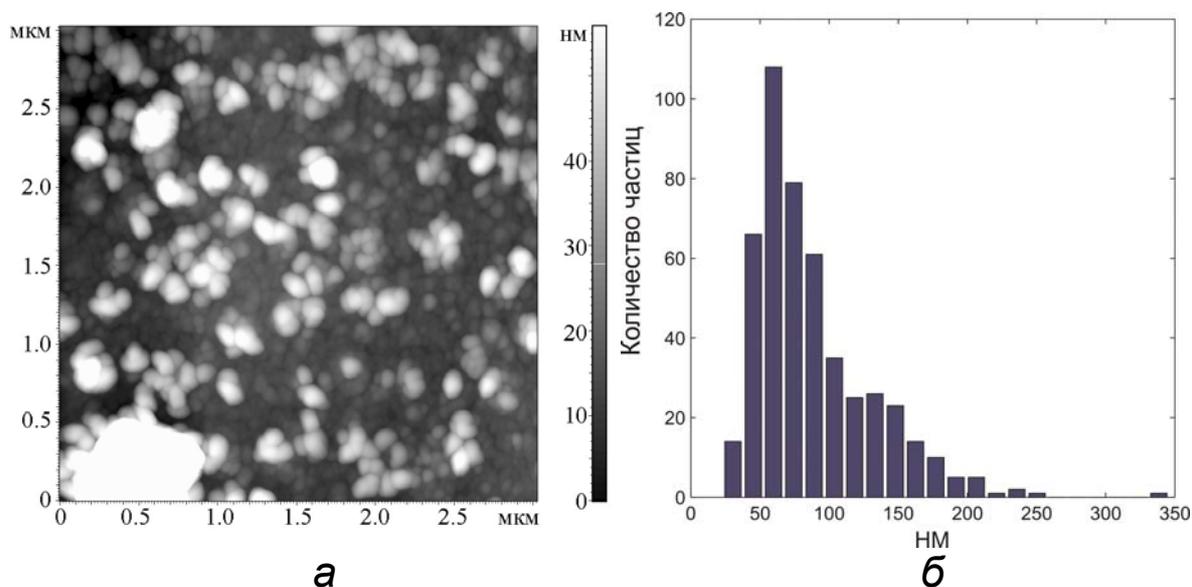


Рис. 1 АСМ изображения поверхности ВОПГ с частицами кобальта, электроосажденными из раствора, содержащего 0.05 М CoCl_2 , в течение 10 с при потенциале -0.9В (а), и соответствующие АСМ изображению гистограмма распределения (б).

силовом. На АСМ изображениях наблюдались ансамбли частиц с характерным размером частиц порядка 50 нм. После ионного травления наблюдалось значительное уменьшение размера наночастиц, а также изменение рельефа графитовой подложки.

Таким образом, нами разработана электрохимическая методика получения наночастиц кобальта, позволяющая формировать частицы металла различного размера. Получены АСМ изображения поверхности ВОПГ с электроосажденными частицами кобальта. Оценена плотность распределения, нормированная на единицу площади, и размеры частиц кобальта. Подобраны условия электрохимического осаждения (концентрация исходного электролита, время и потенциал электролиза) кобальта на поверхность ВОПГ, позволяющие получать частицы нанометрового размера. Изучены электрохимические и электрокаталитические свойства полученных электродов в нейтральной среде. Установлено, что частицы кобальта, электроосажденные на ВОПГ, проявляют электрокаталитическую активность при окислении этанола. Большой каталитический эффект был зафиксирован при окислении этанола в нейтральной среде на ВОПГ с частицами кобальта диаметром менее 100 нм.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантов РФФИ (№07-03-0860), совместной программы CRDF и Минобрнауки РФ (REC 007), ФЦКП «Физико-химические исследования веществ и материалов».

- [1] Крылов, О.В. Гетерогенный катализ. М.: ИКЦ "Академкнига", 679 (2004).
- [2] Markovic, N.M., Ross, P.N. Jr. Surface Science Reports, **45**, 117-227 (2002).
- [3] Баготский, В.С. Основы электрохимии. М.: Химия, 400 (1998).
- [4] Musiani, M., Electrochimica Acta, **45**, 3397 (2000).
- [5] Schultze, J.W., Bressel, A., Electrochimica Acta, **47**, 3 (2001).
- [6] Wei, D., Dave, R., Pfeffer, R., Journal of Nanoparticle Research, **4**, 21 (2002).
- [7] Webb, R.H., Rep. Prog. Phys, **59**, 427 (1996).
- [8] Bard, A.J., Faulkner, L.R.. Electrochemical methods: fundamentals and applications. 2nd ed. John Wiley & Sons, Inc. 833 (2000).
- [9] Binnig, G., Quate, C.F., Gerber, Ch., Phys. Rev. Lett., **56**, 930 (1986).
- [10] Миронов, В.Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии. М.: Техносфера, 114 (2004).
- [11] Brett, C.M.A., Brett, A.M.O. Electrochemistry. Principles, methods, and applications. Oxford university press, 427 (1993).
- [12] Дамаскин, Б.Б., Петрий, О.А., Цирлина, Г.А. Электрохимия. 2-е изд., испр. и перераб. М.: Химия, КолосС. 672 (2006).
- [13] Органическая электрохимия / Под ред. М.Бейзера, Х.Лунда: Кн. 2. М.: Химия, 496, (1988).
- [14] Chuklanov, A.P., Bukharaev, A.A., Ziganshina, S.A., Surf. Interface Anal., **38**, 679 (2006).
- [15] Domenech-Carbor, A., Torres, F.J., Alarcor, J. J. Solid State Electrochem. **8**, 127 (2004).

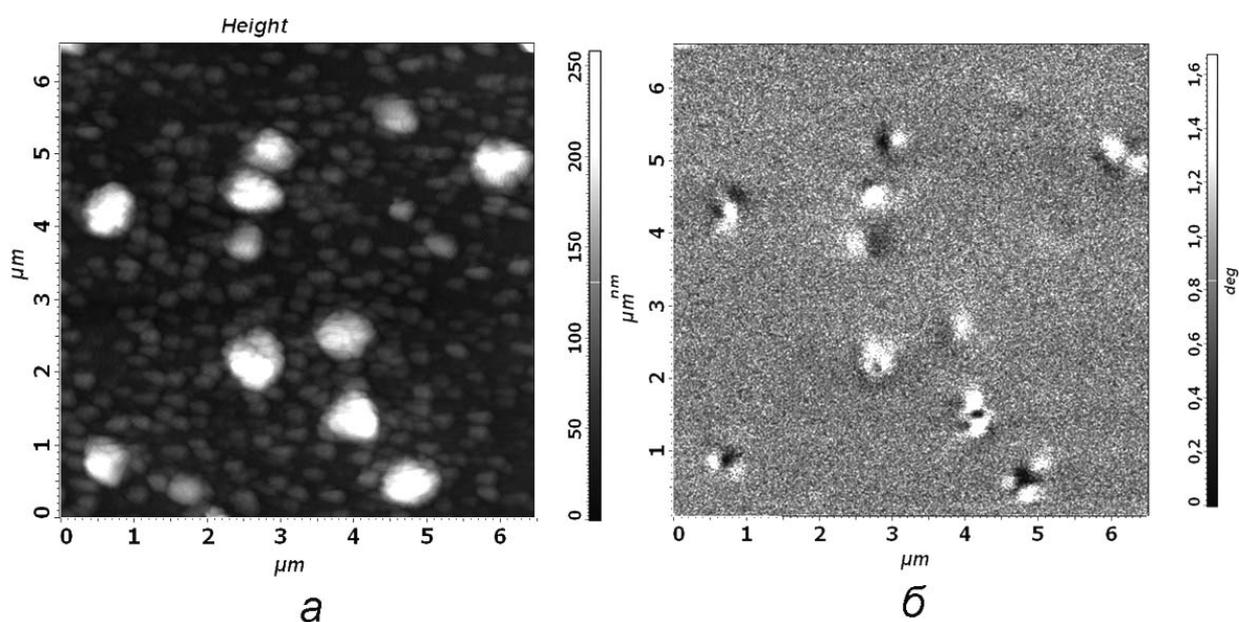


Рис. 2 АСМ изображение поверхности ВОПГ с частицами кобальта, сформированными электрохимическим методом (а), и МСМ изображение этого же участка поверхности, на котором видны одно- и многодоменные наночастицы кобальта (б).

Временные осцилляции туннельной проводимости несовершенных наноконтактов

М.В.Гришин, Ф.И.Далидчик, С.А.Ковалевский, С.И.Кубарев,
О.А.Пономарёв

Институт химической физики им.Н.Н.Семенова РАН, ул.Косыгина д.4, Москва, Россия

Одно из наиболее активно развивающихся направлений нанoeлектроники связано с разработкой предельно малых функциональных элементов (ФЭ) электронных схем – транзисторов, выпрямителей, генераторов переменного тока (ГПТ) и др. В настоящем сообщении приводятся результаты экспериментов, в которых установлено существование необходимых для создания ФЭ бистабильных осциллирующих состояний у гидратных поверхностных комплексов (ГК), образующихся при диссоциативной адсорбции (ДА) воды на несовершенных (содержащих кислородные вакансии) оксидах металлов.

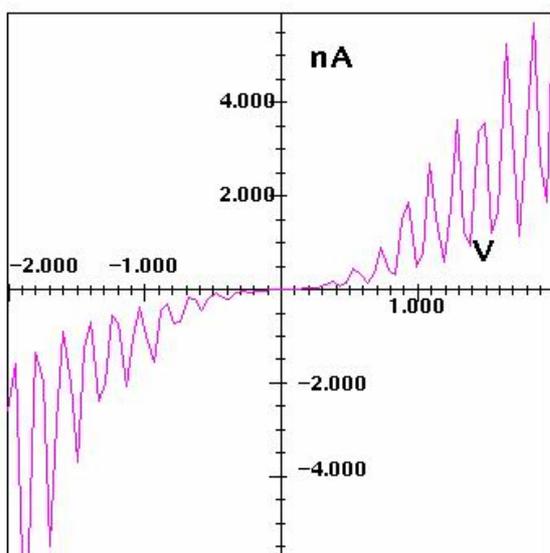


Рис.1 Спонтанные осцилляции туннельного тока

Эксперименты были выполнены при комнатной температуре в условиях сверхвысокого вакуума ($P < 10^{-9}$ торр) с применением ВВ СТМ "Omicron". Использовались две взаимодополняющие схемы спектроскопических измерений – стандартная (когда исследуемые оксиды формируются на проводящей подложке) и «обращённая» (когда спектроскопические измерения проводятся для наноконтакта, образованного металлическим острием, содержащим тонкую оксидную плёнку, и эталонной поверхностью графита). Для наноконтактов, не содержавших гидратные комплексы, $J-V(t)$ кривые в обоих случаях были либо гладкими (когда оксиды были совершенными), либо (при скоростях развёртки

напряжений, $dV/dt \sim 1-100$ В/мсек) содержали мелкомасштабные скачки, возникавшие в моменты перезарядки кислородных вакансий, находившихся в трубке тока. Адсорбция воды (выдержки менее 1 Ленгмюр) в обоих случаях приводила к качественным изменениям результатов спектроскопических измерений. Масштабы скачков, обусловленных актами перезарядки ГК, увеличивались в десятки (и более) раз. В отдельных случаях, т.е. в отдельных точках на поверхности (если использовалась «стандартная» схема спектроскопических измерений) или для некоторых острий (если использовалась «обращённая» схема) на $J-V(t)$ зависимостях наблюдались серии острых регулярно расположенных максимумов. При уменьшении скорости сканирования проводимости максимумы сглаживались, расстояния между ними уменьшались, полуширины становились меньше теплового уширения. Отсюда можно сделать вывод, что вольт-амперные характеристики являются не электронно-колебательными спектрами, но СТМ «осциллограммами», записывающими регулярные во времени изменения проводимости наноконтактов СТМ, содержащих гидратные комплексы. Последние, как хорошо известно, образуются парами в актах диссоциативной адсорбции молекул воды на поверхностных F-центрах оксидов.

Осцилляции наблюдались на оксидах различных металлов. Было обнаружено два типа вольт-амперных зависимостей наноконтакта, содержащих осцилляций. Первый тип соответствует случаю, когда амплитуда спонтанно возникших осцилляций возрастает с увеличением туннельного тока через наноконтакт. На Рис. 1 приведен спектр осцилляций первого типа, наблюдавшихся в широком диапазоне напряжений на оксиде алюминия. На втором типе зависимости осцилляции возникают после скачка туннельного тока, связанного с перезарядкой электронной ловушки (Рис.2). В этом случае осцилляции проводимости стимулируются актом перезарядки. Для оксидов алюминия, которые исследовались нами в «стандартном» варианте спектроскопических измерений, частоты колебаний тока в различных точках поверхности были различными, но не зависели от напряжения. В экспериментах были зарегистрированы три характерных частоты.

Распределение по периодам для точек поверхности оксида алюминия, в которых обнаружены осцилляции проводимости, приведены на Рис. 3. Было обнаружено, что частоты колебаний токов для оксидов металлов Fe, Ti, W и Al лежат в диапазоне от 100 до 5000 Гц и являются характеристиками каждого из оксидов. Замена OH-групп на OD-группы приводила к увеличению характерных частот. В случае «обращённой» схемы измерений частоты существенно зависели от интервала изменений напряжения (Рис. 4). Что можно объяснить сильной неоднородностью поля на острие в «обращенной» схеме измерений.

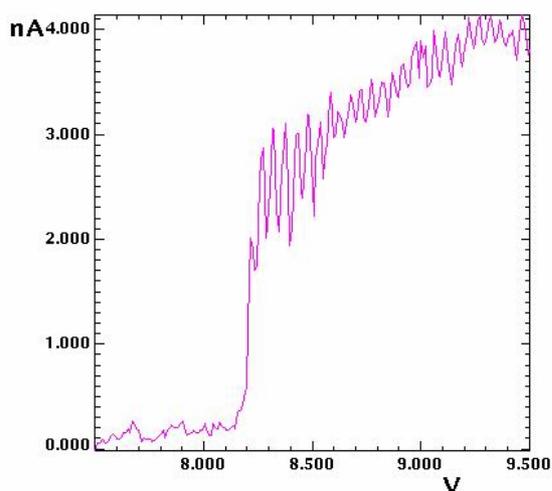


Рис.2 Стимулированные осцилляции туннельного тока

Полученные результаты могут быть интерпретированы в рамках модели, предполагающей смену режима туннелирования электронов при отрыве одного из электронов единичного гидратного комплекса (при этом открывается канал резонансного туннелирования, резко просветляющий туннельный наноконтакт) и поляронного обменного взаимодействия в системе двух гидратных комплексов. Теория обменного взаимодействия F-центров, учитывающая связь электрона с оптическими фононами оксидов, предсказывает сильное (пропорциональное $\exp(-\lambda)$, где λ – параметр электронно-колебательной связи, который для ионных кристаллов может быть много больше единицы) замедление зарядового обмена. Этим и объясняются anomalously низкие значения частот колебаний туннельного тока, которых нет ни в электронных, ни в фононных спектрах. Появление спонтанных осцилляций связывается с обменом между F-центрами «тяжелым» электроном, в то время как стимулированные осцилляции

представляют собой случай обмена между F-центрами дыркой.

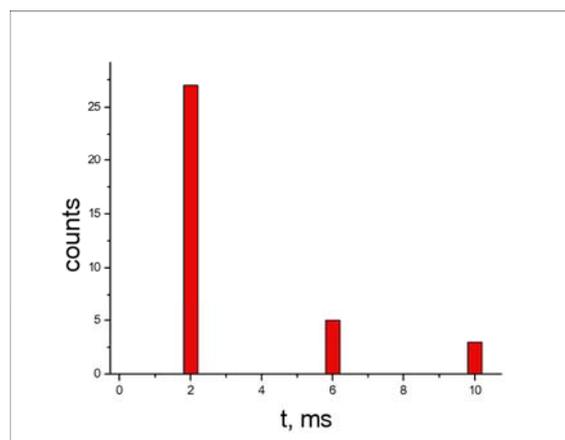


Рис.3 Распределение осцилляций туннельного тока по периодам

Биения во времени физических (измеряемых) величин – фундаментальный квантовый эффект, который хорошо известен для самых различных систем, от K-мезонов и нейтрино до метастабильных атомов и радикальных пар. Все эти случаи, однако, относятся только к ансамблям частиц и систем. Поляронный механизм обменного взаимодействия гидратных комплексов интерпретирует обнаруженный нами эффект временных осцилляции туннельного тока как первый пример наблюдения квантовых биений в единичной наносистеме.

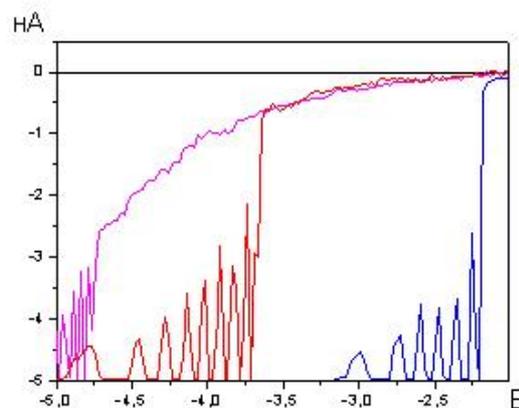


Рис.4 Стимулированные осцилляции туннельного тока, зарегистрированные по «обращенной» схеме спектроскопических измерений.

Работа поддержана грантами РФФИ 08-03-00225 и 08-03-00408.

Широкозонные гетероструктуры для оптоэлектроники видимого и УФ диапазонов

С.В. Иванов¹, В.Н. Жмерик¹, И.В. Седова¹, С.В. Сорокин¹,
Т.В. Шубина¹, П.С. Копьев¹, М.М. Зверев², Г.П. Яблонский³, А. Waag⁴

¹Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия

²МИРЭА, пр. Вернадского 78, Москва, Россия

³Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Пр. Независимости 68, Минск, Беларусь

⁴Institute of Semiconductor Techn., TU Braunschweig, D-38106 Braunschweig, Germany

e-mail: ivan@beam.ioffe.ru

Введение

Развитие современных эпитаксиальных технологий, таких как МОГФЭ и МПЭ, включая МПЭ с плазменной активацией азота и кислорода, позволило создать высокосоввершенные оптоэлектронные гетероструктуры на основе широкозонных полупроводниковых материалов ZnCdSe/MgZnSSe, AlGaInN, MgZnO, позволяющие перекрыть эффективными инжекционными излучателями широкий спектральный диапазон от зеленого до глубокого УФ 550-210 нм, а также разработать УФ фотодетекторы, нечувствительные к излучению видимого спектра. Следует отметить, что создание эффективных полупроводниковых источников лазерного излучения в *зеленой области спектра* (500-550 нм), равно как и инжекционных источников излучения в области *глубокого УФ* (250-350 нм) представляют в настоящий момент основной фундаментальный интерес.

Лазеры зеленого спектрального диапазона

Исторически первыми в 1991 году, в результате открытия способа р-легирования ZnSe с помощью плазменно-активированного азота, были созданы лазерные диоды (ЛД) и светодиоды (СД) на основе ZnSe ($E_g=2.73$ эВ при 300К), наиболее естественно перекрывающие сине-зеленый спектральный диапазон [1]. К этому времени исследования по созданию зеленых ЛД на основе фосфидов III-ей группы были уже остановлены вследствие обнаруженных фундаментальных ограничений, связанных со спецификой зонной структуры твердых растворов $(Al_xGa_{1-x})_{0.52}In_{0.48}P$, изопериодичных с GaAs, в которых при увеличении содержания алюминия $x>0.50$ наблюдается переход от прямозонного к непрямозонному полупроводнику. Минимальная достигнутая длина волны AlGaInP ЛД составила 607 нм при 300К [2].

К концу 90-х годов прошлого века время жизни зеленых лазеров на основе ZnSe в непрерывном режиме при 300К достигло 400 часов [3]. Уровень разработанной технологии МПЭ позволил получить на подложках GaAs(001) сложные наногетероструктуры лазерных диодов с волноводом в виде короткопериодной переменнотензионной сверхрешетки (СР) ZnSSe/ZnCdSe и активной областью на основе квантовых точек (КТ) CdSe/ZnSe, продемонстрировавших низкий порог генерации [4]. Однако в силу фундамен-

тальных причин, связанных с нестабильностью азотного акцептора в ZnSe, приводящей к "медленной деградации" ЛД A^2B^6 [5], а также быстрого прогресса МОГФЭ технологии в создании ЛД и СД видимого и ближнего УФ диапазонов в системе AlGaInN на подложках с-сапфира, разработки зеленых ЛД A^2B^6 были практически свернуты. И хотя в настоящий момент пути преодоления этих деградационных проблем в целом ясны см. обзор [6], они представляют существенные технологические трудности, и исследования ограничены сейчас 3-4 лабораториями в мире [7].

Несмотря на проводящиеся в течение последнего десятилетия интенсивные исследования в области технологии оптоэлектронных приборов на основе нитридов III-группы и чрезвычайно быстрое промышленное освоение их результатов в плане создания высокоэффективных, экономичных и надежных источников синевioletового излучения - СД [8] и ЛД [9], до сих пор спектральный диапазон работы промышленно-выпускаемых излучателей на основе A^3N лежит в относительно узкой спектральной области. Для СД он находится в пределах 370-525 нм, а для ЛД - 380-440 нм, тогда как потенциально возможная область излучения для прямозонных материалов от AlN через GaN до InN составляет 210-1800 нм. Что касается лабораторных разработок ЛД в диапазоне длин волн свыше 440 нм, то максимально достигнутая методом МОГФЭ длина волны лазерной генерации составила 485 нм [10].

Это обусловлено резким снижением квантовой эффективности при попытках расширения границ рабочего диапазона этих приборов, получаемых МОГФЭ. Основной проблемой при повышении рабочих длин волн A^3N ЛД свыше 470 нм является до сих пор недостаточно изученный характер процессов фазового распада термодинамически нестабильных твердых растворов InGaIn с содержанием In свыше 20%, вследствие огромного рассогласования периодов решетки двух составляющих бинарных соединений ($\Delta a/a > 10\%$), на которые накладывается генерация и последующая релаксация упругих напряжений. Большая разница в энергиях связи InN и GaN стимулирует проявление также различных сегрегационных эффектов - объемных (выделение и рост микро- и нанокластеров In-обогащенной фазы) и поверхностных (вытесне-

ние In на поверхность роста, приводящее к размытию и измельчению потенциального профиля InGaN КЯ). Существующая концепция, развитая для твердых растворов InGaN с малым содержанием In (менее 20%) рассматривает эффекты кластерирования когерентных островков In-обогащенной фазы как основную причину чрезвычайно высокой эффективности люминесценции приборов на основе структур InGaN/GaN в ближней ультрафиолетовой, сине-фиолетовой областях спектра. Эти нанокластеры служат эффективными центрами локализации инжектированных носителей и снижают вероятность их диффузии к центрам безызлучательной рекомбинации [11]. Подобные нанокластеры часто рассматриваются как аналог самоформирующихся КТ. Именно этот материал служит в качестве активной области излучающих приборов и определяет их высокий внутренний квантовый выход.

Увеличение среднего содержания In в InGaN, необходимое для смещения рабочей длины волны гетероструктуры в длинноволновую сине-зеленую область, приводит к снижению эффективности кластеров, как центров излучательной рекомбинации. Это связано со снижением общей плотности кластеров и увеличением их размеров с последующей генерацией дислокаций несоответствия между кластером и матрицей при превышении критического размера кластера, т.е. процессами активирующимися при использовании высокотемпературной технологии МОГФЭ. Необходимость высокотемпературного формирования р-эмиттера в AlGaInGaN ЛД с последующим отжигом-активацией при 800°C Mg-акцепторов еще более усугубляет ситуацию в InGaN активной области, приводя к дальнейшему смещению рабочей длины волны в синюю область спектра.

Однако интерес в мире к разработкам малогабаритных полупроводниковых лазеров в зеленой области спектра по-прежнему высок и связан с широкими перспективами их использования в качестве активных элементов информационно-телекоммуникационного, навигационного, диагностического медицинского и другого оптического оборудования, на которые накладывается наличие окон прозрачности в атмосфере и морской воде, а также максимальная чувствительность человеческого глаза в этой области спектра.

В докладе будут предложены несколько способов решения данной проблемы, разрабатываемой коллективом авторов. Прежде всего – это использование и развитие имеющейся МПЭ-технологии ZnSe для создания наноструктур полупроводниковых лазеров с CdSe КТ с оптической или электронной накачкой (ПЛЭН). В этом случае отсутствие необходимости создания р-п перехода и омических контактов позволяет уйти от проблем, ограничивающих время жизни лазеров.

Идея создания ПЛЭН впервые была реализована в России при электронной накачке объем-

ного кристалла ZnSe в 1967 году [12]. С тех пор высокий уровень пороговой плотности электронного тока накачки активного элемента при комнатной температуре (>10 А/см²) и высокие ускоряющие напряжения (>50 кВ) ограничивали области практического использования ПЛЭН на основе полупроводников А2В6. Однако установленный ранее порог катастрофической оптической деградации ZnSe составляет 10 МВт/см², что позволяет надеяться на получение большой импульсной мощности и снижения габаритов ПЛЭН при условии снижения порогового тока пучка и ускоряющего напряжения, а также правильной организации вывода излучения. Кроме того, существенным преимуществом ПЛЭН по сравнению с любым другим типом лазеров является безынерционность и точность управления длительностью, частотой и формой импульса лазерного излучения с помощью импульса электронного тока накачки. Использование полупроводниковых наногетероструктур с CdSe КТ и СР волноводом позволило нам недавно получить ПЛЭН зеленого спектрального диапазона (500-540 нм) с радикально низкими пороговой плотностью тока пучка электронов (<0.5 А/см² при 300К) и ускоряющего напряжения - < 5 кВ при выходной импульсной оптической мощности ~ 1 Вт, являющимися на сегодняшний день рекордными значениями в мире [13]. В докладе будут также продемонстрированы новые результаты по созданию импульсных ПЛЭН с выходной импульсной мощностью свыше 12 Вт со 100 мкм полоска при 300К.

В плане практического применения А2В6 лазеров с оптической накачкой нам представляется чрезвычайно перспективным создание лазерных конвертеров, преобразующих возбуждающее сине-фиолетовое излучение ЛД или мощных импульсных СД на основе А³-нитридов в зеленое излучение лазерных гетероструктур А²В⁶ с CdSe КТ. Используя низкопороговые лазерные гетероструктуры А2В6 с пороговой плотностью возбуждения 2.5 Вт/см² при 300К, квантовой эффективностью 42% и выходной оптической мощностью свыше 20 Вт, нам удалось создать А3N-А2В6 лазерный конвертер с оптической накачкой с коэффициентом конверсии 14% и выходной импульсной мощностью в зеленом спектральном диапазоне до 3 Вт [14]. Будут также представлены недавние результаты по созданию впервые в мире лазерного конвертера с использованием А3N ЛД.

С другой стороны, ситуация с А3-нитридами представляется далеко не исчерпанной в плане достижения лазерной генерации в зеленом спектральном диапазоне. В докладе будут представлены оригинальные результаты авторов по использованию для роста гетероструктур с КЯ AlGaInGaN технологии МПЭ ПА, в которой активация азота не зависит от температуры подложки, как в случае ГФЭМОС. Возможность использовать относительно низкие температуры роста (на $\sim 200^\circ\text{C}$ ниже, чем в МОГФЭ) позволяет существенно замедлять кинетику процессов фазовой сепарации и подавить сегрегаци-

онные эффекты, что приводит к получению когерентных In-обогащенных InGaN кластеров с высоким содержанием In с размерами менее критического размера образования дислокаций [15]. Было установлено, что максимальная интенсивность фотолюминесценции (ФЛ) при 300К в слоях InGaN достигается при температурах в диапазоне 620-650°C и N-обогащенных условиях роста, приводящих к 3D механизму роста, который дополнительно стимулирует формирование мелких когерентных InGaN кластеров (типа КТ) с повышенным содержанием In, а также позволяет сбросить упругие напряжения за счет трансформации морфологии поверхности. Вместе с тем, формирование GaN барьера высокого оптического качества при таких температурах требует использования механизма роста через сегрегационный слой In, т.е. в условиях обогащения поверхности атомами элементов III группы. Предложен оригинальный подход к выращиванию InGaN/GaN структур с КЯ, при котором состав и стехиометрия растущего слоя (N-обогащенная 3D КЯ и III-обогащенный 2D барьер) варьируются только путем изменения потока активного азота при неизменных всех прочих параметрах технологического процесса. С использованием такого подхода получены структуры с КЯ, излучающие в диапазоне 490-630 нм при 300К, причем интегральная интенсивность фотолюминесценции МПЭ ПА КЯ структур в диапазоне 490-520 нм соответствует интенсивности эталонных МКЯ структур, полученной state-of-the-art технологией МОГФЭ. Исследования структур с КЯ InGaN/GaN методами ФЛ, возбуждения ФЛ и ПЭМ позволили сделать вывод о формировании в InGaN КЯ с $x > 0.3$ напряженных кластеров с размерами, не превышающими 10 нм, которые обладают сильным локализирующим потенциалом, плотностью состояний наподобие КТ и ответственны за высокую интенсивность ФЛ при 300К [16]. Получение эффективного р-легирования GaN и AlGaN (с содержанием Al до 10%) при МПЭ ПА до уровня $p = 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при низких температурах технологического процесса, не приводящих к деградации InGaN наноструктур с высоким содержанием In и органично вписывающихся в разработанный технологический процесс, является еще одним уникальным свойством технологии МПЭ ПА [17], необходимым для создания зеленых ЛД на основе Al-нитридов.

Светодиоды глубокого УФ диапазона и УФ лазеры

Поскольку полупроводниковые УФ СД являются компактными и дешевыми источниками УФ-излучения, то они смогут найти широкое применение в системах люминесцентного анализа вещества, а также в устройствах синтеза или модификации веществ под воздействием УФ-излучения. По сравнению с традиционными га-

зоразрядными источниками (ртутными лампами) они имеют существенные (на несколько порядков) преимущества в отношении потребляемой мощности, габаритов прибора, веса прибора, сроков службы. Принципиальным достоинством является их практически мгновенная готовность к использованию и возможность прямой ВЧ-модуляции выходного излучения, что недостижимо для традиционных газоразрядных источников.

Лидирующее положение в области промышленного производства СД УФ диапазона занимают японские фирмы Nichia Co. и Nitride Semiconductors Co. (последняя фирма специализируется на УФ полупроводниковой электронике) и американские фирмы Opto Technology, Fox Group, LED Light Inc., Kingbright Inc. и др., которые предлагают СД или их сборки с длиной волны 350-395 нм при непрерывной оптической мощности до 200 мВт [18]. Однако при снижении рабочей длины диодных структур наблюдается резкое снижение эффективности излучательной рекомбинации и в настоящее время для рекордных лабораторных гетероструктур УФ СД (280 нм) выходная оптическая мощность не превышает 1 мВт при внешней квантовой эффективности $< 1\%$, прямое напряжение на диоде составляет ~ 10 В, а время жизни этих приборов ограничено на уровне нескольких сотен часов [19]. Тем не менее, интенсивные исследования в этой области позволили в 2004-06 гг. американской фирме Sensor Electronic Technology, Inc. приступить к опытному производству СД УФ с длиной волны излучения 267-280 нм. Ключевым моментом начала данного производства послужила разработка в университете South Carolina Univ., начиная с 2000 г., оригинальной технологии эпитаксиального роста AlGaIn-гетероструктур с использованием нового подхода к реализации газофазной эпитаксии, названного авторами МОГФЭ с повышенной подвижностью (migration-enhanced MOCVD) [20]. Возможность создания УФ СД на основе чистого AlN с длиной волны излучения 210 нм была также недавно продемонстрирована лабораторией NTT [21].

Однако реализация многочисленных преимуществ таких СД над традиционными газоразрядными источниками требует существенного повышения эффективности излучения СД за счет повышения структурного качества $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($x > 0.3$), оптимизации конструкции и методов получения квантоворазмерных гетероструктур, а также получения высокого р- и п-легирования этих широкозонных соединений. Кроме того, использование стандартной технологии МОГФЭ для получения AlGaIn с высоким содержанием Al практически невозможно вследствие паразитных газофазных реакций между три-метилалюминием и аммиаком.

В докладе будут представлены результаты авторов о получении методом МПЭ ПА эпитаксиальных слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($0.3 < x < 1.0$) и гетероструктур с КЯ на подложках с-сапфира и исследо-

вании их структурных, фото- и электролюминесцентных свойств. Рост проводился при сравнительно низких температурах 680-720°C и в Ga-обогащенных условиях, характерных для МПЭ ПА. Для контроля стехиометрии ростовой поверхности, скорости роста и состава растущего слоя AlGa_N использовалась разработанная ранее методика на основе *in-situ* измерений лазерной рефлектометрии (660нм) и дифракции отраженных быстрых электронов [22]. Введение напряженных CP AlGa_N/AlN в буферные слои AlGa_N:Si толщиной 1-1.5 мкм, согласно данным ПЭМ, приводило к снижению плотности структурных дефектов более чем на порядок и планизации поверхности роста. В структурах с КЯ содержание Al в КЯ и барьерах отличалось на 10% (в барьере $x_{\max}=0.55$), причем материал КЯ формировался в виде субмонослойной CP AlGa_N/Ga_N при неизменных потоках Ga и Al, определяющих состав барьера. В спектрах фотолюминесценции доминировала линия излучения КЯ с максимумом при 300-310 нм и длинноволновым плечом (до 320 нм), наиболее заметном при высоких температурах и малых плотностях возбуждения и связанным, по-видимому, с локализованными состояниями в КЯ. При инъекционной накачке КЯ в р-і-п диоде, сформированном буфером n-AlGa_N:Si и верхним контактным слоем р-GaN:Mg ($p=2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) толщиной 200 нм, в спектрах электролюминесценции доминировали как раз локализованные состояния с максимумом излучения при 320 нм (300К). Это первое сообщение об УФ СД на основе гетероструктур с КЯ в данном спектральном диапазоне, полученных методом МПЭ ПА [17].

В заключении доклада мы представим результаты по получению методом МПЭ ПА с плазменной активацией кислорода эпитаксиальных слоев ZnMgO и двойных гетероструктур с одиночной КЯ ZnMgO/ZnO на с-сапфире, демонстрирующих стимулированное излучение на длине волны 386 нм с пороговой плотностью возбуждения 600кВт/см² при 300К [23]. Для гетероструктур на основе ZnO, обладающих шириной запрещенной зоны, периодом кристаллической решетки практически идентичными с GaN, характерна аномально большая энергия связи экситона (60 мэВ). Это позволяет рассчитывать на возможность использования поляритонных эффектов для получения практически беспороговых когерентных излучателей УФ спектрального диапазона при 300 К.

Авторы выражают благодарность коллективам сотрудников взаимодействующих лабораторий. Работа осуществляется при поддержке РФФИ, ФАНИ, программы Президиума РАН и DFG.

-
- [5] Gundel et al., Phys. Rev. B 60, R16271 (1999).
 - [6] Ivanov et al., Phys. Stat. Sol. (a) 192, 157 (2002)
 - [7] Sophia Univ., Tokyo; Bremen Technical Univ.
 - [8] <http://www.nichia.com>, <http://www.lumiled.com>, <http://www.toshiba.com>
 - [9] <http://www.nichia.com>
 - [10] Nam et al., Abs. IWN2006, Kyoto, 2006, Mo1-5.
 - [11] Chichibu et al., Nature materials 5, 810 (2006)
 - [12] Bogdankevich et al., Phys. Stat. Sol. 19, K5 (1967).
 - [13] Зверев и др., Письма в ЖТФ 33(24), 1 (2007)
 - [14] Sorokin et al., Electron. Lett. 43 (3), 162 (2007)
 - [15] Ivanov et al., 1st Int. Symp. on Growth of Nitrides, June 2006, Linkoping, invited paper.
 - [16] Ivanov et al., J. Cryst. Growth, 301-302, 465-468 (2007)
 - [17] Жмерик и др., 5 Всерос. Конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы», Москва (2007), с. 30
 - [18] <http://www.nichia.com/product/led-lamp-uv.html>; <http://www.nitride.co.jp/english>; www.optotech.com; <http://www.s-et.com>; <http://www.thefoxgroupinc.com>; <http://www.s-et.com>;
 - [19] Shatalov et al., Appl. Phys. Lett. 86, 201109 (2005); S. Nikishin et al., Jpn. J. Appl. Phys., Part 1 44, 7221 (2005).
 - [20] Zhang et al., Appl. Phys. Lett. 83, 3456 (2003).
 - [21] Taniyasu et al., Nature 441, 325 (2006)
 - [22] Жмерик и др., ПЖТФ 33 (8), 36 (2007)
 - [23] Shubina et al., Appl. Phys. Lett. 91, 201104 (2007)

-
- [1] Haase et al., Appl. Phys. Lett. 59, 1272 (1991).
 - [2] Kaneko et al., J. Appl. Phys. 74, 819 (1993).
 - [3] Kato et al., Electron. Lett. 34, 282 (1998)
 - [4] Ivanov et al., Appl. Phys. Lett. 74, 498 (1999).

Electroluminescence and injection of spin-polarised holes in InAs/GaAs quantum dot heterostructures

N. V. Baidus^{1,2}, M. I. Vasilevskiy¹, B. N. Zvonkov², M. V. Dorokhin²,
P. B. Demina², J. M. Calleja³ and L. L. Viña³

¹Centro de Física, Universidade do Minho, Braga, Portugal

²Physical - Technical Research Institute, N. I. Lobachevskiy State University, Nizhniy Novgorod, Russia

³Departamento de Física de Materiales, Universidad Autónoma, Madrid, Spain

e-mail: baidus@fisica.uminho.pt

There is a common belief that low minor carrier injection efficiency is inherent to Schottky barriers (SBs). In this work we show that the Schottky diode (SD) based on an InAs/GaAs quantum-size heterostructure (HS) can serve as a good light source. The injection of minority carriers can be achieved by applying a sufficiently high direct bias to the SB and the efficiency can be increased by placing a thin (~ 1 nm) oxide layer between the metal and the semiconductor. Using a ferromagnetic metal (FM) for the SB and applying a sufficiently strong magnetic field, it is possible to obtain a significant degree of circular polarisation of the emitted light.

During the last years, reverse biased SBs were used as a tool for studies of the spin injection from the ferromagnetic metal to the semiconductor [1, 2]. In such structures the injection occurs via tunneling through the barrier that can be made rather thin by using a high doping level of the semiconductor. Another type of SB structure is a forward biased diode where tunneling through the intermediate oxide layer can prevent spin coherence losses due to the conductivity mismatch problem [3].

The theory of the minor carriers' injection in silicon based MOS structures was developed in the 70s [4] and optimum conditions for achieving a high injection efficiency have been established. Such conditions for SBs based on III-V semiconductors may differ because of (i) a higher density of surface states owing to the lower interface quality, and (ii) smaller lifetime and diffusion length of the minority carriers. Nevertheless, a rather intense electro-luminescence (EL) from quantum dot (QD) and quantum well (QW) InAs/GaAs HSs with gold contacts has been demonstrated in our previous publications [5, 6]. It means that the limitations (i) and (ii) have been bypassed by using, respectively, the anode oxide layer and thin capping layers (i.e. placing the light-emitting region closer to the interface).

Owing to the high confinement potential, self-assembled QDs can emit, in principle, at room temperature. However, several studies revealed a temperature quenching effect in the QD photoluminescence (PL), taking place due to the carriers' escape from the quantum levels to the barriers where they can recombine non-radiatively.

A simple way to solve this problem is to eliminate the non-radiative recombination centers (i.e. defects) in the GaAs barriers. PL intensity of the QD HSs described in this work does not show any thermal quenching thanks to some technological treatments used during the growth, decreasing the defect concentration in the QD and capping layers [7].

In this communication, we describe the results of our study of the EL properties of near surface InAs/GaAs QDs incorporated into a SD. We compare the experimental data to the results of our modelling of the electron and hole transport across the SB that determines the minority carriers' population in the QDs out of equilibrium and their radiative recombination as described in Ref. [8]. Based on this, we believe that the hole injection from the metal to the (*n*-type doped) semiconductor heterostructure occurs from the states in the vicinity of the Fermi level in the metal into the valence band states in the GaAs capping layer through the thin oxide barrier as shown in Fig. 1. We also demonstrate the possibility of injection of spin polarized holes from the FM contact into the QDs by measuring the degree of circular polarization of the light emitted by a Ni-InAs/GaAs SD placed into magnetic field of several Tesla in magnitude. Although the degree of circular polarization measured for the QD emission is lower than we have previously obtained for QW HSs [9], we hope that it can be improved in the future.

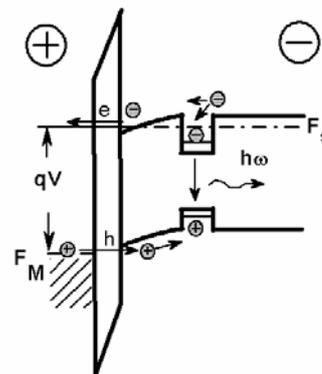


Fig.1 Schematic energy band diagram for the studied HS under applied bias of the order of 1.5 V.

Samples and measurements

We studied MOVPE grown InAs/GaAs HSs with self-assembled QDs covered with an InGaAs layer (10-30 nm in thickness) that plays the role of a QW. Thanks to the CCl₄ treatment during the growth of the QD layer, the PL of these HSs does not show temperature quenching up to room temperature. Usual SDs were made by vacuum deposition of Au contacts. The temperature dependence of the EL was measured using the standard lock-in technique in a close cycle helium cryostat. Ni and combined Au-Ni-Au layers were used as ferromagnetic contacts. Circular polarised EL was measured at 4K in a helium bath cryostat in Faraday geometry with magnetic field up to 10 T. A quarter-wave plate in combination with a linear polarizer was used to select the EL with left and right circular polarizations. The signal was dispersed with a monochromator and detected with a liquid nitrogen-cooled InGaAs based photodiode array. The degree of circular polarization was calculated according to $\delta = (I_- - I_+) / (I_- + I_+)$ where I_- and I_+ are the intensities of the left and right-hand polarised emission, respectively.

Experimental results

HSs show good luminescence properties, with the emission bands located at 1.0 -1.1 μm for the QW and at 1.3 -1.5 μm for the QDs. The current-voltage characteristics of similar diodes were described before [6] and allowed for the determination of the SB height (0.7 - 0.9 eV). The presence of the intermediate oxide provides the ideality factor $n \approx 1.3 - 1.5$. The EL spectra (not presented here, see Ref. [5]) show several peaks corresponding to the electron-hole transitions to the ground and excited states in QDs. The first EL peak (corresponding to the ground state transition) is seen even at very low pump current values. The ratio between the second and first peaks' intensities changes very slowly with temperature. This implies that the second peak

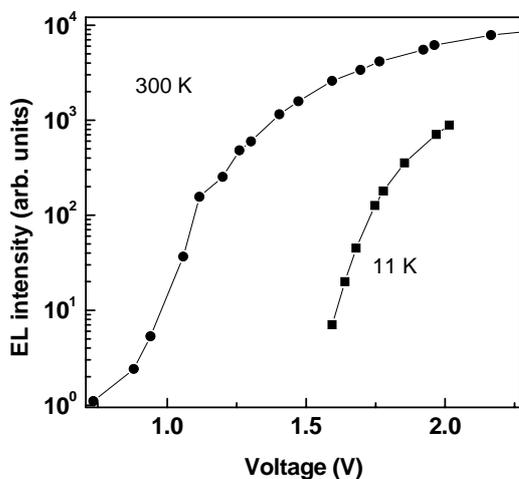


Fig. 2 Integrated intensity of the first EL peak versus applied voltage measured at 300 K and 11 K.

does not appear because of the saturation of the ground state in the dots, rather it can be manifest of the phonon bottleneck.

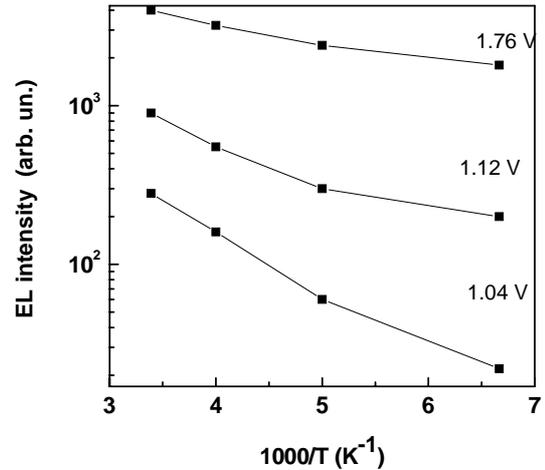


Fig. 3 Temperature dependence of the intensity of the first EL intensity measured for different bias values.

Fig. 2 shows the dependence of the integrated intensity of the first EL peak on applied bias for two temperatures. One can distinguish three different regions in the room temperature curve, with an exponential growth of the intensity with the bias in the middle (between 0.9 and 1.4 V) and a slower (power law) increase for smaller and larger values of the voltage. At the low temperature, the pre-exponential region is not observed. The temperature dependence of the EL intensity measured at a fixed bias also changes (Fig. 3) from an Arrhenius-type law, characteristic of a bias of the order of 1 V, to a more moderate increase with temperature at high bias. These trends will be interpreted below in terms of our modelling results. SDs with FM contacts, of which Au-Ni-Au produces the best light emission properties, show a similar behavior. The exponential dependence of the EL intensity on the applied voltage (measured at 4K) changes to an approximately quadratic one above ≈ 1.5 V. It should be noted that decreasing the capping layer thickness, d_c , below 20 nm leads to a considerable decrease of the EL intensity, most likely due to the surface recombination. The shape of the EL spectra is also changing: the peaks corresponding to the optical transitions involving excited states become stronger.

Let us turn to the measurements performed in magnetic field. Sample with Au contact (considered as a reference diode) shows a slight domination of the left handed polarization in high magnetic fields ($\delta \approx -3\%$ at 10 T, see Fig. 4). This behavior most likely is a consequence of the Zeeman splitting of the hole levels in the QDs. For the diodes with FM contacts, the strong magnetic field leads to the opposite, right-handed circular polarisation (positive value of δ in Fig. 4). We interpret this as

the result of the injection of spin-polarised holes from the Schottky contact. This is confirmed by the fact that δ is higher for the second emission peak. Relaxation from the excited states to the ground states involves an extra process and, consequently, an additional loss of spin coherence. However, we have to note that the degree of circular polarisation of the EL of SDs with FM contacts in magnetic field shows a complex behavior that depends on several parameters, mainly on the capping layer thickness and applied voltage.

Calculation of the electron and hole currents

In order to calculate the electron and hole currents in the SD we applied the standard theory [10] to the system shown schematically in Fig. 1. This leads to the following expressions for the current densities:

$$j_e = -\frac{4\pi q m_e}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^\infty [n_F(\varepsilon + q\varphi_b) - n_F(\varepsilon + q\varphi_b + qV)] F(\varepsilon) d\varepsilon \quad (1)$$

$$j_h = \frac{4\pi q m_h}{(2\pi\hbar)^3} \int_0^\infty [\tilde{n}_F(\varepsilon - q\varphi_b - qV) - \tilde{n}_F(\varepsilon - q\varphi_b + \Delta F_h)] F(\varepsilon) d\varepsilon \quad (2)$$

where m_e and m_h denote the electron and hole effective masses in the semiconductor, φ_b is the Schottky barrier height, V the applied bias, $n_F(\varepsilon)$ the Fermi function,

$$\tilde{n}_F(\varepsilon) = \left[1 + \exp\left(\frac{\varepsilon + E_g + E_F}{kT}\right) \right]^{-1},$$

E_F is the Fermi level in the semiconductor (determined by the doping level), E_g the band gap energy, $\Delta F_h = F_h - E_F$, F_h is the quasi-Fermi level for holes,

$$F(\varepsilon) = \int_0^\varepsilon D(E_z) dE_z$$

and $D(E_z)$ is the transparency of the trapezium-shape barrier formed by the oxide layer.

The applied bias is distributed between the oxide layer and the semiconductor. The distribution between the oxide and the semiconductor is obtained by solving the Poisson equation for the latter and matching the potential and its derivative at the interface. The sum of the potential drop on the semiconductor (V_1) and the external potential drop on the oxide (V_2) is equal to the applied voltage, $V_1 + (V_2 - V_2^{(0)}) = V$. This condition determines self-consistently φ_b and, through Eq. (1), the (majority) electron current. In principle, the quasi-

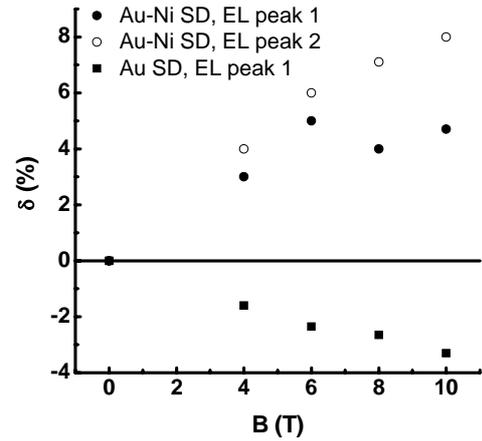


Fig. 4 Degree of circular polarization measured at 4K and bias of 1.58 V, versus magnetic field, for two SDs with different contacts. For the FM SD, data for the first and the second EL peaks (corresponding to the ground and excited states electron-hole states in the QDs) are presented.

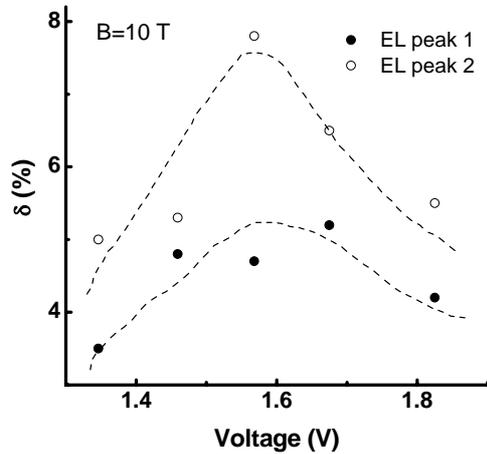


Fig. 5 Dependence of the degree of circular polarisation on bias at 10 T for two EL peaks of the same Au/Ni SD as in Fig. 4.

Fermi level should be calculated self-consistently by considering the diffusion and recombination of the injected holes in the semiconductor. However, in the first approximation, the second term in the integral in Eq. (2) can be neglected, at least for large V . Then the hole current is completely determined by the tunneling through the barrier.

Figure 6 shows the calculated current densities for the electron and the holes in the structure with the oxide thickness of 2 nm. Note that the dependence of the hole current on the bias is qualitatively different from that of $j_e(V)$ (which is, in fact, the current-voltage characteristics of the structure). It can be seen that the exponential increase of the injection begins when the SB for the electrons disappears and the voltage drops mostly on the oxide layer (region II). At a bias of ≈ 1.5 V, the dependence $j_h(V)$ changes, that corresponds to the matching between the Fermi level in the metal and the top of the valence band in the semiconductor. Further increase of the injection rate occurs mostly

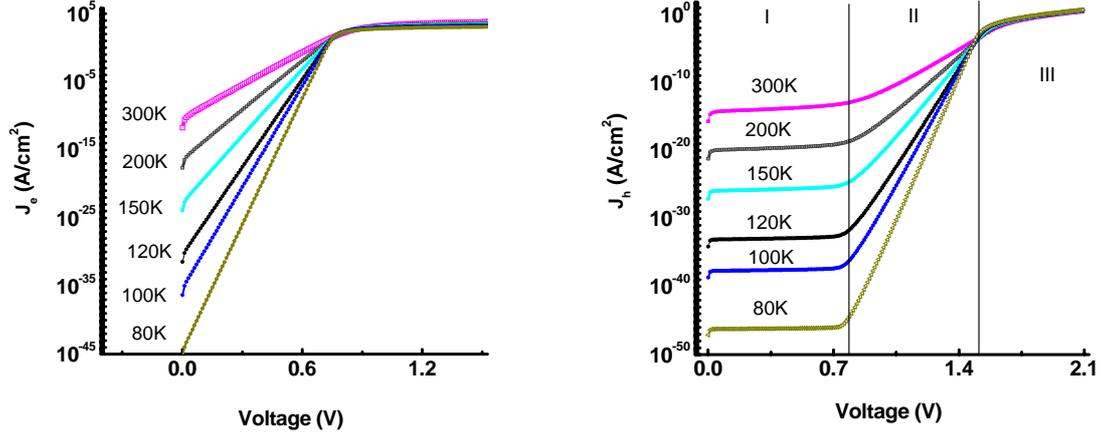


Fig. 6 Calculated electron (left) and hole (right) current densities versus voltage for different temperatures.

because of the increase of the number of states in the semiconductor, available for the tunneling. Analysis of the dependences calculated for different temperatures (Fig. 6) shows that the hole current grows exponentially with temperature in the bias region II, while it is almost temperature independent in the region III. Since the population of the QDs with holes (p_{QD}) under steady-state injection conditions must be proportional to j_h , we can say that the same trends should be characteristic of the QD emission intensity, $I_{EL} \propto p_{QD}/\tau_r$ where τ_r is the radiative recombination time that depends on E_F (we should note that not only τ_r but also the diffusion length affecting p_{QD} are temperature dependent and these effects, also in relation with the hole's spin, will be considered in the future work).

Discussion

Our understanding of the EL emission from self-assembled QDs is the following. The majority carriers, the electrons in this case, are supplied from the current flowing via the GaAs conduction band states into the metal by tunneling through the oxide. Since the tunneling current and the radiative recombination current (leading to the emission) are small, the population of the QD states with electrons is close to equilibrium and determined by the Fermi level. The minority carriers start appearing in the QDs only when the Fermi level in the metal is approaching the top of the valence band in the semiconductor (E_V), so that tunneling through the oxide for some of the holes in the metal becomes possible. The probability of this process depends on the temperature. At some threshold value of V , that is of the order of E_g , the Fermi level crosses over E_V and many holes can be injected into the capping layer. They move towards the QD layer thanks to the diffusion and drift acting in the same direction, and some of the holes are captured into the localized QD states where they eventually recombine radiatively with the electrons. Further increase of the bias leads to a steady increase of the EL intensity

corresponding to the growth of the injection rate as depicted in Fig. 6.

Injection of spin-polarised holes from the FM contact in magnetic field occurs in the same way and manifests itself by the change of the sign of the degree of circular polarization of the light emitted by the QDs when the golden contact is replaced by the Au/Ni one (Fig. 4). However, the degree of circular polarisation depends on the bias in a non-monotonic way (Fig. 5), which is not completely understood by us yet. One possibility to explain this result is that the loss of the hole spin coherence during their thermalisation in the semiconductor increases when they are injected with a higher kinetic energy (higher V). The capping layer thickness also plays a critical role for the observation of the spin injection. In fact, the right-hand polarisation was observed only for HSs $d_c \leq 16$ nm. This makes it necessary to attain a compromise between the EL intensity (lowering for small d_c) and the hole spin coherence.

This work was supported by the FCT, Portugal (project POCI/FIS/58524/2004), the RFBR, Russia (projects 08-02-00548 and 07-02-01153) and the Spanish-Portuguese cooperation project E-86/06.

- [1] G. Itskos, E. Harbord, S. K. Clowes *et al*, Appl. Phys. Lett. **88**, 022113 (2006)
- [2] L. Lombez, P. Renucci, P. F. Braun *et al*, Appl. Phys. Lett. **90**, 081111 (2007)
- [3] E. I. Rashba, Phys. Rev. B **62**, 16267 (2000)
- [4] H. C. Card and E. H. Rhoderick, Solid State Electron. **16**, 365 (1973)
- [5] N. V. Baidus, B. N. Zvonkov, P. B. Mokeeva *et al.*, Semicond. Sci. Technol. **19**, S469 (2004)
- [6] N. V. Baidus, P. B. Demina, M. V. Dorokhin *et al*, Semiconductors **39**, 17 (2005)
- [7] N. V. Baidus, A. Chahboun, M. I. Vasilevskiy *et al*, Appl. Phys. Lett. **87**, 53109 (2005)
- [8] L. V. Asryan and R. A. Suris, Semicond. Sci. Technol. **11**, 554 (1996)
- [9] N. V. Baidus, M. I. Vasilevskiy, M. J. M. Gomes *et al*, Appl. Phys. Lett. **89**, 181118 (2006)
- [10] W. A. Harrison, Phys. Rev. **123**, 85 (1961)

Волноводное распространение электромагнитных пучков в одномерных фотонных кристаллах, содержащих левосторонний метаматериал.

А.А.Жаров¹, Н.А.Жарова²

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950 Россия

²Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950 Россия

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

Особый интерес к электродинамике левосторонних метаматериалов (ЛМ), возникший в последние годы, обусловлен рядом предсказанных теоретически необычных электромагнитных свойств ЛМ, недостижимых в природных средах, и отчасти уже нашедших свое экспериментальное подтверждение (см., например, [1-3]). При описании в терминах макроскопической электродинамики, ЛМ характеризуются (в известных приближениях [4]) одновременно отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей, в результате чего электромагнитные волны в таких средах являются обратными с противоположно направленными вектором плотности потока энергии и волновым вектором. Вероятно одним из главных эффектов, связанных с возбуждением обратных волн, является эффект отрицательной рефракции [5,6], имеющий место на границе раздела обыкновенной правосторонней среды (ПС) и ЛМ. В условиях отрицательной рефракции падающий и преломленный лучи лежат по одну сторону от нормали, проведенной к границе раздела. Эффекты возбуждения обратных волн и отрицательной рефракции приводят к ряду необычных электромагнитных явлений в ЛМ. В частности, было показано, что плоско-параллельный слой ЛМ фокусирует излучение точечного источника [7], или даже, при определенных условиях, может формировать так называемое совершенное изображение источника с субволновым разрешением [8]. Последнее свойство слоя ЛМ связано, с одной стороны, с обращением фазового фронта распространяющихся пространственных гармоник [9] на ПС/ЛМ и ЛМ/ПС границах раздела и, с другой стороны, с усилением нераспространяющихся (ближних) полей внутри слоя, которые, собственно, и ответственны за субволновое разрешение. При падении широких электромагнитных пучков с достаточно узким пространственным спектром на границу раздела между ЛМ и ПС вкладом ближних полей можно пренебречь и только эффект обращения волнового фронта должен приниматься во внимание. Таким образом, можно ожидать, что после прохождения пучком через слой ЛМ поперечная структура пучка на освещенной поверхности слоя может быть идеально восстановлена (с точностью до квадратичных фазовых коррекций) в некоторой плоскости

позади слоя. Этот эффект был подтвержден в работе [10] при исследовании взаимодействия импульсов излучения с импедансно согласованным слоем ЛМ. В самом деле, наиболее важным условием, которое должно быть выполнено для идеального обращения фазового фронта, является отсутствие отражения. Для двумерных пучков это условие навязывает определенный угол падения, а именно угол Брюстера. Следовательно одномерная периодическая слоистая структура, содержащая слои ЛМ, с надлежащим образом выбранными периодом и толщинами слоев ЛМ, может обеспечивать волноводный или квази-волноводный типы распространения широких двумерных волновых пучков благодаря последовательному (на каждом периоде структуры) обращению фазового фронта. Заметим также, что при другом условии безотражательного прохождения пучков через слои ЛМ, когда толщина слоя кратна целому числу четвертей длин волн, периодическая структура не в состоянии обеспечить восстановление поперечной структуры пучка из-за многократных отражений внутри слоя, что приводит к формированию множественной пучковой структуры поля прошедшего через слой излучения. Как хорошо известно, периодические фотонные структуры (фотонные кристаллы), содержащие ЛМ, существенно расширяют (по сравнению с периодическими диэлектрическими средами или с уединенными слоями ЛМ) круг возможных электромагнитных явлений, которые потенциально могли бы быть использованы в приложениях. И в данной работе мы обсуждаем еще одно важное явление, присущее периодическим фотонным структурам с ЛМ – волноводное распространение электромагнитных волн без дифракционного расплывания[†]. В этой связи необходимо обратить внимание на работу [11], в которой изучался похожий тип волноводного распространения. Авторы [11] рассмотрели нормальное падение широкого цилиндрического пучка (вдоль оси симметрии структуры) на одномерный фотонный кристалл с ЛМ. Однако, полученное решение фактически пригодно только для очень специального случая, когда относительные

[†] Полная версия данной работы опубликована в J. Appl. Phys. **103**, 013109 (2008)

диэлектрическая и магнитная проницаемости близки друг к другу, чтобы избежать отражений. Тем не менее, даже в этом случае любое малое отклонение оси пучка от оси симметрии структуры приводит к распаду пучка на волны ортогональных поляризаций. Другими словами, для произвольных отрицательных диэлектрической и магнитной проницаемостей ЛМ, полученное решение неустойчиво в геометрическом смысле. В общем случае, поперечные структуры каналируемых пучков (волноводных мод) являются собственными локализованными функциями трансфер-матрицы с нулевыми недиагональными компонентами или, по другому, специальной разновидностью блоховских функций, представляющую собой ТЕ- или ТМ - поляризованные двумерные электромагнитные пучки. В некотором смысле одномерный фотонный кристалл с ЛМ напоминает хорошо известную «линзовую среду», являющуюся периодической последовательностью квадратичных фазовых корректоров, поддерживающих волноводную электромагнитную моду.

Рассмотрим распространение двумерного широкого электромагнитного пучка в одномерной периодической структуре, состоящей из обыкновенного диэлектрика и слоев ЛМ. Далее, без потери общности, положим проницаемости диэлектрика (и диэлектрическую и магнитную) равными единице, что эквивалентно введению относительных проницаемостей слоев ЛМ. Пусть все плоско-параллельные слои лежат в плоскости (x, y) . Обозначим толщины слоев ЛМ и слоев ПС a и b соответственно. Периодическая последовательность таких слоев образует одномерный фотонный кристалл с пространственным периодом $d = a + b$ в z направлении. Отрицательная диэлектрическая проницаемость ε_{met} и магнитная проницаемость μ_{met} слоев ЛМ полагаются чисто действительными. Для удобства введем их абсолютные значения $\varepsilon = |\varepsilon_{met}|$, $\mu = |\mu_{met}|$. Рассмотрим наклонное прохождение (в общем случае в плоскости (x, z)) ТМ поляризованного двумерного электромагнитного пучка через такую структуру. Соответствующие результаты для пучка ТЕ поляризации могут, затем, быть получены с использованием простого переобозначения $\varepsilon \rightarrow \mu$, $\mu \rightarrow \varepsilon$ в силу двойственности уравнений Максвелла. В случае ТМ поляризации угол Брюстера определяется следующим поперечным волновым числом (мы полагаем, что электромагнитное поле описывается фактором $\sim F(z) \exp(i\omega t - ik_{\perp} x)$):

$$k_{\perp 0}^2 = k_0^2 \varepsilon(\mu - \varepsilon)/(1 - \varepsilon^2), \quad (1)$$

где $k_0 = \omega/c$ - волновое число свободного пространства; ω - угловая частота, c - скорость света. Поперечное волновое число, отвечающее углу Брюстера должно удовлетворять условиям $k_{\perp 0} < k_0$ и $k_{\perp 0} < k_0 \sqrt{\varepsilon\mu}$, поскольку рассматриваемые пространственные гармоники должны распространяться в обеих средах, что, в свою очередь, приводит к условиям для диэлектрической и магнитной проницаемостей: $\varepsilon\mu < 1$, $\varepsilon < \mu$ или $\varepsilon\mu > 1$, $\varepsilon > \mu$. Характерная спектральная ширина линии прохождения в окрестности угла Брюстера равна

$$\Delta k_{\perp} \approx k_0 \frac{\varepsilon^2 |1 - \varepsilon\mu|}{\sqrt{\varepsilon(\mu - \varepsilon)(1 - \varepsilon^2)(1 + \frac{6}{5}\varepsilon^2 + \varepsilon^4)}}. \quad (2)$$

Таким образом, только достаточно широкие пучки со спектральной шириной меньше чем Δk_{\perp} в (2) будут испытывать волноводное и квазиволноводное распространение из-за отсутствия отражений от границ раздела.

В отсутствие отражений, коэффициент прохождения через период структуры записывается следующим образом:

$$T(k_{\perp}) = \exp(i\sqrt{k_0^2 \varepsilon\mu - k_{\perp}^2} a - i\sqrt{k_0^2 - k_{\perp}^2} b) \equiv \exp(-i\Phi(k_{\perp})). \quad (3)$$

Знак $\Phi(k_{\perp})$ в экспоненте выбран таким образом, чтобы обеспечить положительный фазовый набег в слоях ПС. Принимая во внимание достаточно малую спектральную ширину пучка и представляя k_{\perp} как

$$k_{\perp} = k_{\perp 0} + (\delta k_{\perp}), \quad |\delta k_{\perp}| \ll k_{\perp 0}$$

мы разложим фазу $\Phi(k_{\perp})$ в степенной ряд по δk_{\perp} в окрестности $k_{\perp 0}$:

$$\Phi(k_{\perp}) = \Phi_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \Phi_n (\delta k_{\perp})^n. \quad (4)$$

Здесь Φ_0 - набег фазы на периоде структуры; Φ_1 - пространственный латеральный сдвиг центра тяжести пучка на периоде; Φ_2 - квадратичная фазовая коррекция, определяющая дифракционное расширение пучка; Φ_n , $n > 2$ - описывают абберации. Ниже мы ограничимся

безабберационным приближением, пренебрегая членами разложения (4) с $n > 2$. Коэффициенты разложения $\Phi_{0,1,2}$ с учетом выражения (1) имеют следующий явный вид:

$$\Phi_0 = k_0(b - \varepsilon a) \sqrt{\frac{1 - \varepsilon\mu}{1 - \varepsilon^2}}, \quad (5)$$

$$\Phi_1 = \left(b - \frac{a}{\varepsilon}\right) \sqrt{\frac{\varepsilon(\mu - \varepsilon)}{1 - \varepsilon\mu}}, \quad (6)$$

$$\Phi_2 = \frac{1}{k_0} \left(b - \frac{a\mu}{\varepsilon^2}\right) \left(\frac{1 - \varepsilon^2}{1 - \varepsilon\mu}\right)^{3/2}, \quad (7)$$

Коэффициент Φ_2 определяет пространственное расширение пучка на периоде структуры. Волноводное распространение без дифракционного расплывания имеет место при $\Phi_2 = 0$ или, как это следует из выражения (7) при

$$\mu a = b \varepsilon^2, \quad (8)$$

Напомним, что данное выражение верно для волн ТМ поляризации. Для ТЕ поляризации необходимо поменять местами ε и μ в выражении (8). Вырожденный случай реализуется, когда $\varepsilon = 1, \mu = 1, a = b$. Очевидно, что в этой ситуации все коэффициенты Φ_n для обеих поляризаций равны нулю. Фактически, рассматриваемый фотонный кристалл в этом случае представляет собой последовательность «совершенных линз», предложенных в [8], которые в состоянии каналировать произвольные пучки любой ширины без дифракционного расплывания и искажений поперечной структуры. Это означает, что любой угол падения (включая мнимые) в этом случае является углом Брюстера. Важно отметить, что утверждение об отсутствии дифракционного расплывания пучка имеет смысл только на масштабах периода фотонного кристалла.

Траектория центра тяжести пучка (опорный луч) пространственно осциллирует внутри периода структуры благодаря отрицательной рефракции на границах раздела слоев, а также может сильно изменять свое положение. Латеральный сдвиг опорного луча на периоде (6) определяет усредненное по периоду направление оси эффективного волновода. Соответствующий угол наклона оси волновода к оси z определяется, с учетом условия (8), следующим выражением:

$$\tan \alpha_w = \left(\frac{\mu - \varepsilon}{\mu + \varepsilon^2}\right) \sqrt{\frac{\varepsilon(\mu - \varepsilon)}{1 - \varepsilon\mu}}. \quad (9)$$

Можно видеть, что α_w может быть как положительным, так и отрицательным относительно x направления, в котором происходит движение фазы. Это означает, что волноводная мода является прямой при $\mu > \varepsilon$ и обратной при $\mu < \varepsilon$. Нетрудно показать, что те же самые типы волноводных мод появляются и для ТЕ поляризованных полей. Тип возбуждаемой моды также определяется знаком Φ_0 . При $\Phi_0 > 0$ мода прямая, тогда как при $\Phi_0 < 0$ - обратная. Очевидно, что оба эти пути определения типа волноводной моды полностью эквивалентны.

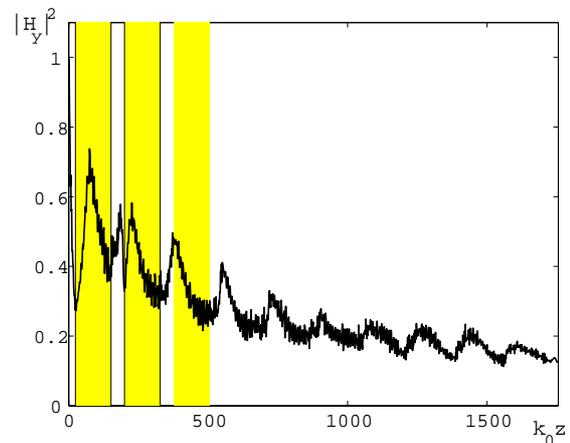


Рис.1

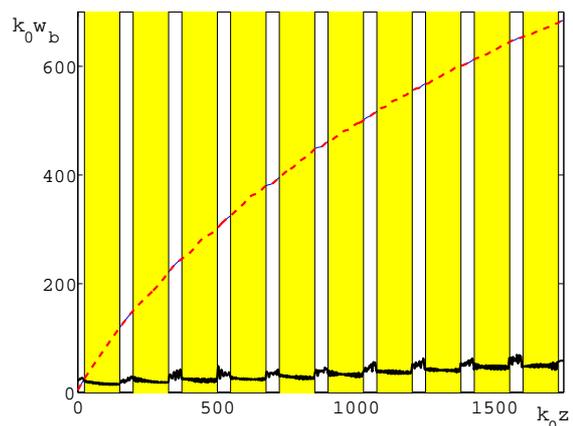


Рис.2

Рисунки 1,2 демонстрируют зависимости интенсивности поля на опорном луче (рис.1) и эффективной ширины пучка (рис.2) от координаты z в направлении распространения. Сильные пространственные осцилляции интенсивности и ширины происходят из-за периодической фокусировки и дефокусировки поля в рассматриваемой фотонной структуре. В численном моделировании учитывалась малая

диссипация в ЛМ, которая привела слабому дифракционному расплыванию пучка и затуханию интенсивности по мере распространения. Все же ширина пучка остается значительно меньшей чем ширина пучка с той же самой исходной (при $z = 0$) поперечной структурой, распространяющегося в вакууме (штриховая линия на рис.2).

Закон дисперсии эффективного волновода может быть рассчитан с помощью метода трансфер-матрицы [12]:

$$2 \cos\{K(a+b)\} = Tr(\vec{T}), \quad (10)$$

где K - блоховское волновое число, а символ $Tr(\vec{T})$ обозначает след трансфер-матрицы \vec{T} . Вычисление правой части уравнения (10) с учетом условий согласования волн на границах между слоями приводит к следующему дисперсионному уравнению:

$$\cos\{K(a+b)\} = \cos\left\{k_0(b - \varepsilon a) \sqrt{\frac{1 - \varepsilon\mu}{1 - \varepsilon^2}}\right\},$$

фундаментальное решение которого (учетом $\Phi_2 = 0$) дает эффективный показатель преломления

$$n_{eff} = \frac{\mu - \varepsilon^3}{\mu + \varepsilon^2} \sqrt{\frac{1 - \varepsilon\mu}{1 - \varepsilon^2}}. \quad (11)$$

Выражение (11) в очередной раз показывает, что волноводная мода может быть обоих типов, прямой при $n_{eff} > 0$ и обратной при $n_{eff} < 0$.

В случае, когда дифракционное расплывание на периоде структуры достаточно мало, распространение таких квази-волноводных пучков может быть описано в рамках эффективного параболического уравнения

$$-2ik_0 n_{eff} \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\Phi_1}{a+b} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) + \frac{\Phi_2}{(a+b)^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = 0 \quad (12)$$

где ψ - огибающая либо H_y для ТМ поляризации, либо E_y для ТЕ поляризации пучков. Важно заметить, что решение уравнения (12) правильно описывает волновое поле, только в дискретных точках вдоль оси z через период фотонного кристалла; $z_n = z + n(a+b)$, $n = \pm 1, \pm 2, \dots$. Иначе квазипараксиальное приближение может быть нарушено. Однако интересно, что пучок сам по себе может быть и непараксиальным, при условии выполнения

неравенства $\Delta k_B < \Delta k_{\perp}$, где Δk_B - ширина пространственного спектра пучка; Δk_{\perp} дается выражением (2).

Итак, в работе получено условие волноводного распространения двумерных электромагнитных пучков в одномерных фотонных кристаллах, содержащих ЛМ. Показано, что волноводные моды могут быть как прямыми, так и обратными. Найдено дисперсионное уравнение для таких собственных мод. Продемонстрирована возможность описания квази-волноводных мод с помощью эффективного параболического уравнения.

- [1] Smith, D.R. et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 4184 (2000)
- [2] Bayindir, M. et al., Appl. Phys. Lett. **81**, 120 (2002)
- [3] Parazzoli, C.G. et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 107401 (2003)
- [4] Агранович, В.М., Гарштейн, Ю.Н., УФН **176**, 1051 (2006)
- [5] Мандельштам, Л.И., ЖЭТФ **15**, 475 (1945)
- [6] Веселаго, В.Г., УФН **10**, 509 (1968)
- [7] Silin, R.A., Opt. Spectrosc. **44**, 189 (1978)
- [8] Pendry, J.B., Phys. Rev. Lett. **85**, 3966 (2000)
- [9] Maslovski, S. and Tretyakov, J., J. Appl. Phys. **94**, 4241 (2003)
- [10] Ziolkowski, R. W., Opt. Express **11**, 662 (2003)
- [11] Панфилова, Н.О., Сапарина, Д.О., Сухоруков, А.П., Изв. РАН, сер. Физическая, **70**, 1722 (2006)
- [12] Yeh, P., Optical Waves in Layered Media (Wiley, Hoboken, NJ, 2005).

Эффективный оптический отклик наноструктурированных металло-диэлектрических метаматериалов

С. Г. Тиходеев

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, г. Москва

e-mail: tikh@gpi.ru

В последнее время большой интерес проявляется к оптическому отклику коротко-периодических (наноструктурированных) металло-диэлектрических фотонных кристаллов — метаматериалов. Ожидается, что они могут вести себя как среды с управляемым — в том числе отрицательным — показателем преломления, и в результате будут созданы необычные оптические устройства типа плоской линзы Веселаго [1] или плаща-невидимки Пендри [2].

В докладе при помощи метода матрицы рассеяния [3–5] проанализированы оптические свойства слоев метаматериалов. Обсуждаются свойства эффективных ε и μ , восстанавливаемых из коэффициентов пропускания и отражения при помощи обращенных формул Френеля. Показано, что оптический отклик наноструктурированных металло-диэлектрических метаматериалов является сильно нелокальным и диссипативным. Это ставит под вопрос возможность использования таких метаматериалов для вышеуказанных приложений.

Проблема нахождения эффективного отклика метаматериалов является весьма нетривиальной [6]. С одной стороны, хорошо известно, что длина волны света должна существенно превосходить период структуры для того, чтобы стало возможным ее описание при помощи локальных ε и μ , см., например, в недавних работах [7–10].

С другой стороны, ниже порога дифракции любой фотонно-кристаллический слой подобен однородному слою: свет лишь преломляется и отражается, дифракция отсутствует, и кажется естественным предположить, что можно определить эффективные ε и μ из оптических коэффициентов пропускания и отражения, просто обращая формулы Френеля [11–13].

Однако это оказывается не совсем так. В качестве иллюстрации рассмотрим структуру типа *двойная рыболовная сеть* из работы [14]. Она представляет собой два разделенных 60-нм слоем диэлектрика Al_2O_3 перфорированных золотых слоев толщиной по 30 нм, см. вставку на левой панели Рис. 1. Перфорация образована квадратной решеткой (период 838 нм) отверстий диаметром 360 нм, заполненных тем же диэлектриком. Сверху и снизу золотые слои покрыты 30-нм слоями Al_2O_3 . Структура находится на полубесконечной кварцевой подложке. Оптические коэффици-

циенты такой структуры, рассчитанные методом матрицы рассеяния [3–5] также показаны на левой панели Рис. 1. Для сравнения, на правой панели Рис. 1 приведены рассчитанные спектры четырехслойной структуры, показанной схематически на правой вставке.

Структура типа двойной рыболовной сети привлекла внимание исследователей [14], поскольку восстановленные из ее экспериментально измеренных комплексных коэффициентов пропускания и отражения ε и μ , казалось бы, демонстрируют отрицательность коэффициента преломления в области вблизи плазмонного резонанса в центре правой панели на Рис. 1, то есть в ближнем ИК диапазоне (частота примерно 600 мэВ, длина волны ~ 2 мкм). Действительно, как показано на правой панели Рис. 2, рассчитанные через обращенные формулы Френеля методом [11–13] эффективный показатель преломления и импеданс

$$n = \sqrt{\varepsilon_x \mu_y}, z = \sqrt{\frac{\varepsilon_x}{\mu_y}},$$

казалось бы, это подтверждают. В частности, можно увидеть, что в этой области $\text{Re } n < 0$ к $\text{Im } n > 0$, что необходимо для противонаправленности групповой и фазовой скоростей в случае поглощающей оптически пассивной среды, то есть, для наблюдения эффектов отрицательного преломления. Центральная панель *uf* Рис. 2 показывает величину $F = -\text{Re } n / \text{Im } n$; в области отрицательной рефракции должно быть $F > 0$ (причем желательно, чтобы было $F \gg 1$, для ослабления влияния эффектов поглощения).

Однако аналогичные расчеты, проведенные для структуры с четырьмя перфорированными слоями, показывают, что найденные таким образом эффективные ε и μ не обладают основными свойствами диэлектрической и магнитной проницаемости, например, независимостью от толщины слоя метаматериала. Рассчитанные оптические спектры структуры с четырьмя перфорированными золотыми слоями и ее геометрия показаны на правой панели Рис. 1. Видно, что вместо одного плазмонного резонанса в этом случае возникают два расщепленных резонанса (что совершенно естественно, так как слои расположены в непосредственной близости друг от друга и взаимодействуют как диполи [15]). Одновременно оказывается, что восстановленные эффективные n , z , ε и μ ,

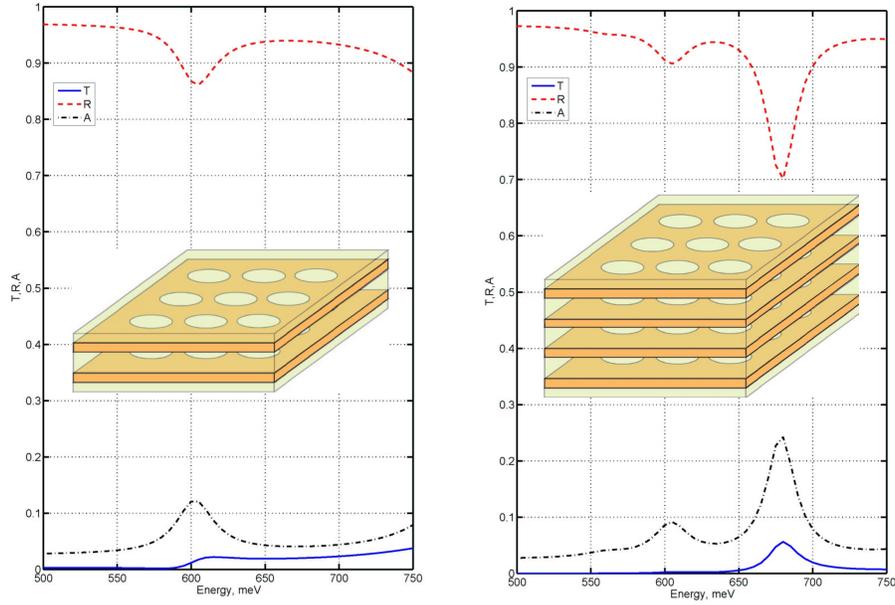


Рис. 1: Рассчитанные методом матрицы рассеяния спектры пропускания T , отражения R и поглощения A двуслойной перфорированной структуры типа двойная рыболовная сеть из работы [14] (левая панель) и аналогичной четырехслойной структуры (правая панель). Схематическое устройство структур показано на вставках.

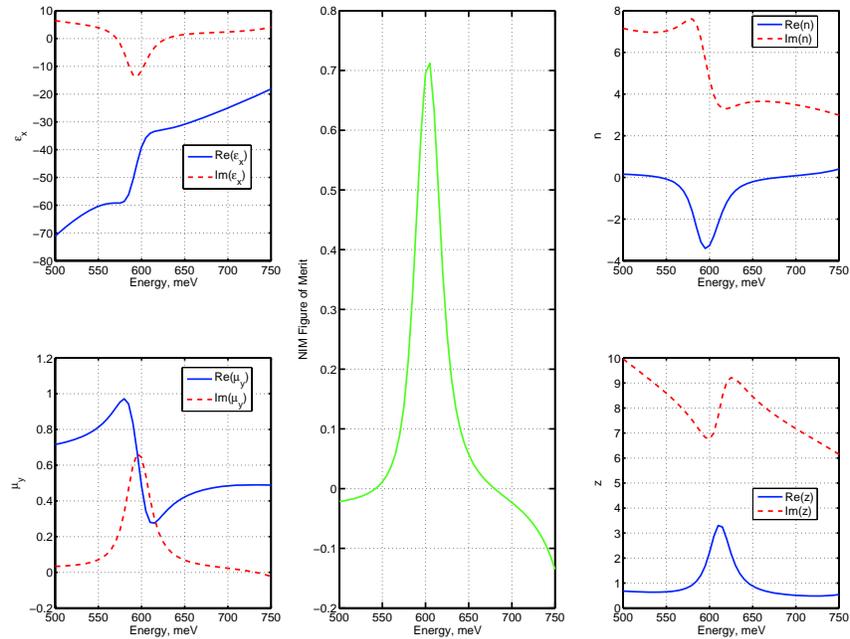


Рис. 2: Спектры эффективных ϵ и μ (левые панели); n и z (правые панели) для структуры типа двойной рыболовной сети (см. левую панель на Рис. 1), восстановленные обращением формул Френеля из оптических коэффициентов, рассчитанных методом матрицы рассеяния. На центральной панели показано отношение $-\text{Re}n$ к $\text{Im}n$, которое должно становиться большим и положительным в области отрицательного преломления.

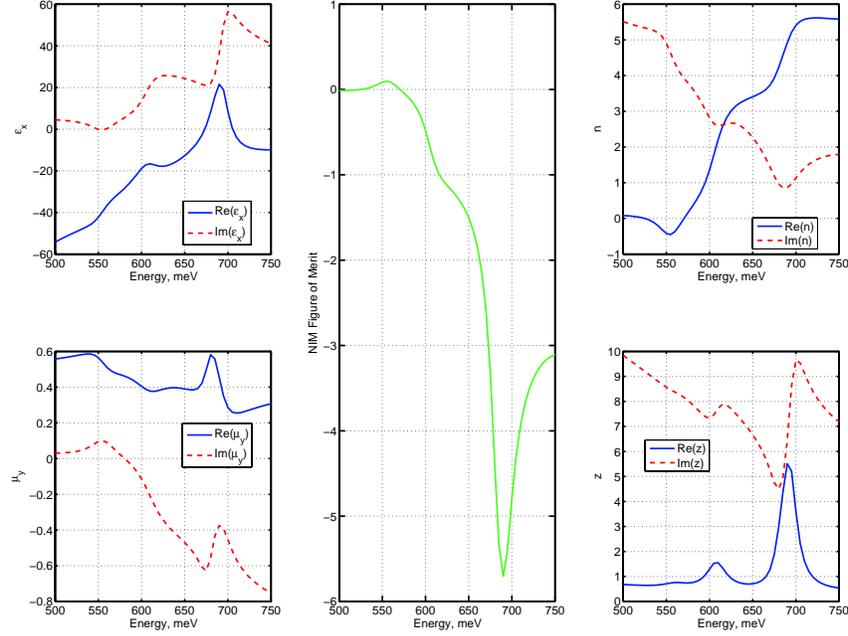


Рис. 3: То же что на Рис. 2, но рассчитанное для четырехслойной структуры на правой панели Рис. 1.

показанные на Рис. 3, сильно отличаются от таковых для двухслойной структуры на предыдущем рисунке.

Зависимость найденных методом обращения формул Френеля эффективных ϵ и μ от числа слоев структуры является проявлением сильной нелокальности настоящего электромагнитного отклика таких метаматериалов. Это не единственное проявление нелокальности отклика. Кроме того, восстановленные эффективные ϵ и μ оказываются различными для разных направлений падения света на структуру на подложке: со стороны вакуума или подложки. Или, при достаточно большом числе слоев в структуре возникают Фабри-Перо резонансы, которые проявляются и на частотных зависимостях ϵ и μ , чего не должно быть, если отклик локален.

Автор благодарен Н. А. Гишпиусу, Т. Ishihara и Н. Giessen за плодотворные дискуссии. Работа частично поддержана грантами РФФИ, Министерства науки РФ и РАН.

-
- [1] В. Г. Веселаго, УФН **92**, 517 (1968).
 [2] J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith, Science **312**, 1780 (2006).
 [3] S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov, N. A. Gippius, and T. Ishihara, Phys. Rev. B **66**, 045102

(2002).

- [4] A. Christ, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, J. Kuhl, and H. Giessen, Phys. Rev. Lett. **91**, 183901 (2003).
 [5] N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, and T. Ishihara, Phys. Rev. B **72**, 045138 (2005).
 [6] В. М. Агранович, Ю. Н. Гарштейн, УФН **176**, 1051 (2006).
 [7] D. Felbacq and G. Bouchitte, Phys. Rev. Lett. **94**, 183902 (pages 4) (2005).
 [8] A. I. Căbuz *et al*, Phys. Rev. Lett. **98**, 037403(2007).
 [9] X. Hu *et al*, Phys. Rev. Lett. **96**, 223901 (2006).
 [10] C. R. Simovski and S. A. Tretyakov, Phys. Rev. B **75**, 195111 (2007).
 [11] D. R. Smith, S. Schultz, P. Markoš, and C. M. Soukoulis, Phys. Rev. B **65** (2002).
 [12] D. R. Smith, D. C. Vier, T. Koschny, and C. M. Soukoulis, Phys. Rev. E **71**, 036617 (2005).
 [13] D. R. Smith, D. Schurig, and J. J. Mock, Phys. Rev. E **74**, 036604 (2006).
 [14] S. Zhang, W. Fan, N. C. Panoiu, K. J. Malloy, R. M. Osgood, and S. R. J. Brueck, Phys. Rev. Lett. **95**, 137404 (2005).
 [15] A. Christ, Y. Ekinici, H. H. Solak, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, and O. J. F. Martin, Phys. Rev. B **76**, 201405(R) (2007).

Фотонные кристаллы с перестраиваемой запрещенной фотонной зоной на основе наноструктурированного кремния

О.А. Акципетров, Т.В. Мурзина, А.И. Майдыковский, И.А. Колмычек, Ф.Ю. Сычев

Физический факультет МГУ, Москва, 119992 Россия

e-mail: aktsip@shg.ru

1. Получение сегнетоэлектрических фотонных кристаллов на основе наноструктурированного нитрата натрия [1].

Фотонные кристаллы (ФК) на основе нитрата натрия (NaNO_2) были изготовлены по следующей методике. На первом этапе методом электрохимического травления кремния р- и п-типа изготавливались нанопористые слоистые ФК. Использовался кристаллический кремний ориентации (001), что приводило к образованию пор в направлении, перпендикулярном поверхности пластины. Средний диаметр пор составлял около 10 нм в случае кремния р-типа и около 100 нм в случае кремния п-типа. Затем, образец отжигался при температуре 900°C . На втором этапе в полученные ФК внедрялся раствор нитрата натрия, это обеспечивало частичное заполнение пор фотонного кристалла или микрорезонатора сегнетоэлектрическим материалом. После этого образец подвергался процедуре высушивания, что приводило к образованию наноструктурированного NaNO_2 в фотоннокристаллической матрице пористого кремния.

2. Исследование линейных и нелинейных оптических свойств сегнетоэлектрических ФК на основе наноструктурированного нитрата натрия

Были исследованы спектры линейного отражения полученных образцов, а также спектры интенсивности отраженной второй оптической гармоники. При проведении нелинейно-оптических экспериментов в качестве зондирующего было использовано излучение оптического параметрического генератора света в диапазоне длин волн 700-1200 нм с длительностью импульса 10 нс и пиковой мощностью около $1\text{ МВт}/\text{см}^2$.

Для нелинейных сегнетоэлектрических ФК на основе нитрата натрия наблюдается смещение запрещенной фотонной зоны и микрорезонаторной моды при изменении температуры ФК в диапазоне от 20°C до 200°C , обусловленное температурными изменениями показателя преломления наноструктурированного нитрата натрия, внедренного в пористую матрицу кремния. На вставке на рис. 1 изображены спектры линейного коэффициента отражения образцов ФК на основе кремния р-типа с внедренным

нитратом натрия, полученные при двух значениях температуры. Величина спектрального сдвига запрещенной фотонной зоны и микрорезонаторной моды составляет около 20 нм.

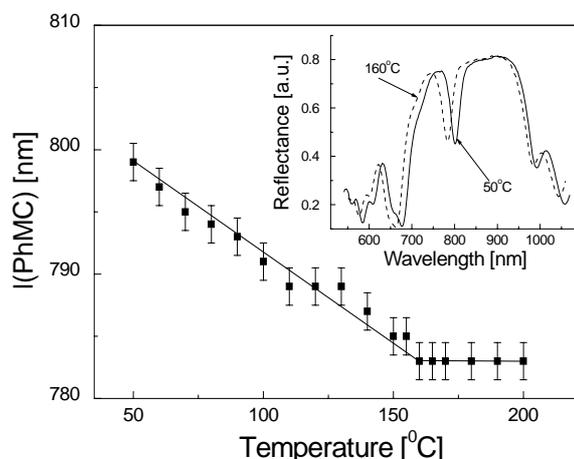


Рис. 1. Температурная зависимость спектрального сдвига края запрещенной фотонной зоны сегнетоэлектрического фотонного кристалла и микрорезонатора на основе нитрата натрия (главная панель). Вставка: спектры отражения образца сегнетоэлектрического фотонного кристалла и микрорезонатора на основе нитрата натрия для двух значений температуры - 50°C и 160°C

На рис. 1 приведена температурная зависимость спектрального сдвига края запрещенной фотонной зоны сегнетоэлектрического ФК. В области от 50°C до 155°C зависимость имеет линейный участок, который определяется температурными изменениями показателя преломления нитрата натрия в сегнетоэлектрической фазе. При 155°C наблюдается особенность, которую можно связать с наличием сегнетоэлектрического фазового перехода при этой температуре.

Были исследованы температурные зависимости интенсивности отраженной второй оптической гармоники для образцов сегнетоэлектрического ФК на основе нитрата натрия. Температурная зависимость интенсивности ВГ имеет типичный вид для нелинейного отклика сегнетоэлектриков в

области фазового перехода. В параэлектрической неполярной centrosymmetric фазе при высоких температурах нелинейный отклик второго порядка мал. Он существенно возрастает при переходе вещества в нецентросимметричную сегнетоэлектрическую фазу. В области температуры Кюри наблюдается гистерезис температурной зависимости интенсивности ВГ, что говорит о первом роде соответствующего сегнетоэлектрического фазового перехода.

[1] T.V. Murzina, F.Yu. Sychev, I.A. Kolmychek, and O.A. Aktsipetrov. Tunable ferroelectric photonic crystals based on nanostructured silicon templates infiltrated by sodium nitrite. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 161120 (2007).

Природа обменного сдвига в системе ферромагнетик-антиферромагнетик

А.И. Морозов, Д.О. Рынков

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), пр. Вернадского, 78, 119454 Москва, Россия, e-mail: mor-alexandr@yandex.ru

Явление обменного смещения (exchange bias), или однонаправленной анизотропии стало известно после открытия Meiklejohn and Bean [1] в 1956 году эффекта смещения петли гистерезиса из симметричного по полю положения в ферромагнитной пленке Co с антиферромагнитными частицами CoO , внедренными в поверхность пленки. Помимо смещения петли гистерезиса, также наблюдалось увеличение коэрцитивной силы системы по сравнению с коэрцитивной силой свободного ферромагнетика. С тех пор было проведено большое количество исследований, направленных на изучение этого явления (см. обзоры [2-4]). Интерес к этому явлению возобновился в результате его применения в магнитоэлектронике, а именно, в устройствах магниторезистивной памяти и магниторезистивных сенсорах.

Однако адекватная теория данного явления в реальных структурах отсутствует до сих пор, что связано, по нашему мнению, с двумя причинами. Во-первых, в целом ряде экспериментальных исследований отсутствует полная информация о структуре границы раздела ферромагнитного и антиферромагнитного слоев, а именно обменное взаимодействие граничных спинов, принадлежащих к различным слоям, обуславливает обменный сдвиг. Во-вторых, многие теории исходят из предположения об атомно-гладкой границе раздела или вводят характеристики, усредненные по площади границы раздела, такие, как плотность нескомпенсированных спинов.

Нам представляется, что описание явления обменного сдвига кардинально различается в случае, когда спины атомной плоскости антиферромагнетика, параллельной границе раздела, скомпенсированы, и в случае, когда такая плоскость является нескомпенсированной. Поэтому их рассмотрение будет проводиться раздельно.

1. Нескомпенсированная поверхность Антиферромагнетика

Первая модель обменного сдвига для нескомпенсированной поверхности антиферромагнетика была предложена в работе [1]. В ней рассматривалась двухслойная система, в которой ферро- и антиферромагнитные слои находятся в монокристаллическом состоянии с близкими параметрами b элементарной ячейки, граница раздела слоев атомно-гладкая, легкие оси ферро- и антиферромагнитного слоя параллель-

ны друг другу и границе раздела. При развороте намагниченности ферромагнетика вращение спинов происходит когерентно, а спины антиферромагнетика остаются неподвижными. Поле обменного сдвига B_e находится из условия равенства выигрыша в зеэмановской энергии W_Z и проигрыша в энергии $W_{f,af}$ гейзенберговского обменного взаимодействия между слоями:

$$W_Z = -\int dV(\vec{M}_f, \vec{B}_0), \quad (1)$$

интегрирование происходит по объему ферромагнитного слоя, \vec{M}_f - его намагниченность, а \vec{B}_0 - индукция внешнего магнитного поля;

$$W_{f,af} = -NJ_{f,af}S_fS_{af}, \quad (2)$$

где $J_{f,af}$ - обменный интеграл между ближайшими друг к другу спинами ферро- и антиферромагнетика, S_f и S_{af} - их средние значения, N - число граничных спинов;

$$B_e = \frac{J_{f,af}S_fS_{af}}{M_f b^2 a}, \quad (3)$$

a - толщина ферромагнетика.

Эта оценка справедлива только в случае очень слабого обменного взаимодействия между слоями, когда разрыв связей на границе является энергетически более выгодным, чем образование доменной стенки, параллельной границе раздела. В противном случае формула (3) дает завышенные значения обменного сдвига. Для объяснения расхождения с экспериментальными данными Maugé et. al [5] предложили теорию, которая предполагает, что при развороте намагниченности ферромагнетика вблизи границы раздела в антиферромагнетике образуется 180° доменная стенка с поверхностной энергией ε_{af} .

Тогда

$$B_e^{af} = \frac{\varepsilon_{af}}{2M_f a} \sim \frac{\sqrt{J_{af}K_{af}S_{af}^2}}{b^2M_f a}, \quad (4)$$

где J_{af} - обменный интеграл, описывающий гейзенберговское взаимодействие между спинами соседних атомов антиферромагнетика, а K_{af} - константа одноосной анизотропии антиферромагнетика (энергия анизотропии для од-

ного спина имеет вид $E_{an} = -K_{af} (S_{af}^{(x)})^2$, где x - легкая ось). Вообще говоря, эту доменную стенку правильнее было бы называть обменной спиралью (exchange spring). Ведь она разделяет не два домена, а два слоя с разными параметрами порядка. Более того, часть этой спирали, как правило, находится в одном слое, а часть – в другом. Структура каждой части совпадает со структурой блоховской доменной стенки в соответствующем материале. Таким образом, обменная спираль представляет собой гибрид доменных стенок в ферро- и антиферромагнетике. Большая ее часть находится в слое с меньшей поверхностной энергией доменной стенки. В дальнейшем мы будем употреблять термин «обменная спираль» наряду с термином «доменная стенка на границе раздела», как синоним.

Обменный сдвиг будет наблюдаться, если толщина антиферромагнитного слоя превосходит толщину доменной стенки в нем.

Однако, как показано в нашей работе [6], доменная стенка может возникать и в ферромагнитном слое, если ее поверхностная энергия в поле B_e ниже, чем у доменной стенки в антиферромагнетике, с дальнейшим ростом поля, в полях, больших второго характерного поля B^* , она переходит в антиферромагнетик. Как показало численное моделирование [7] в области полей $B_e < B_0 < B^*$ существует связанное состояние обменной спирали на границе раздела слоев, что обуславливает наличие обменного сдвига. В области полей $B_0 > B^*$, когда обменная спираль переходит в антиферромагнетик, а также в области толщин, для которых доменная стенка возникает сразу в антиферромагнитной подложке, связанное состояние обменной спирали на границе раздела отсутствует. При этом доменной стенке энергетически выгодно пройти слой антиферромагнетика насквозь, а обменный сдвиг обусловлен ее закреплением (пиннингом) на дефектах кристаллической решетки антиферромагнетика.

В случае нескомпенсированной поверхности антиферромагнетика наличие на границе раздела атомных ступеней, изменяющих толщину слоя на одну атомную плоскость, является принципиально важным, поскольку приводит к фрустрации обменного взаимодействия между слоями.

В обменном приближении такая фрустрированная система была рассмотрена нами в работах [8,9], была найдена ее фазовая диаграмма, и было показано, что в случае достаточно больших значениях характерной ширины ступеней R фрустрации ведут к разбиению пленки на 180° домены доменными стенками нового типа. В полидоменной фазе, когда области (домены) двух типов представлены с одинаковой вероятностью, обменный сдвиг петли гистерезиса от-

сутствует. Фазовый переход к монодоменному состоянию пленки имеет место при $R \sim a$.

В монодоменной фазе вблизи границы с подложкой возникают статические спиновые вихри, края которых на границе раздела совпадают с краями ступеней, а размер в направлении, перпендикулярном границе, такой же, как минимальный размер вихря в плоскости раздела слоев. Большая часть вихря расположена в слое с меньшей обменной жесткостью. Для уменьшения энергии вихрей ферромагнитный параметр порядка вдали от границы раздела ориентируется перпендикулярно антиферромагнитному параметру порядка в подложке [9,10]. Нахождение величины обменного сдвига в этом состоянии требует дополнительных исследований.

Энергией анизотропии можно пренебречь, когда ширина ступеней и толщина ферромагнитной пленки много меньше, чем толщины традиционных доменных стенок в ферро- и антиферромагнетике ($R, a \ll \Delta_f, \Delta_{af}$). В противном случае необходимо задаться конкретной ориентацией легких осей в слоях и учесть вклад энергии анизотропии в общую энергию системы.

Если в плоскости каждого слоя лежит только одна легкая ось, и легкие оси слоев параллельны друг другу, то при $R \ll \min(\Delta_f, \Delta_{af}) \ll a$ вблизи границы раздела в слоях наряду с вихрями возникает почти 90° -ная блоховская обменная спираль, так, чтобы вблизи границы раздела ферро- и антиферромагнитные параметры порядка были взаимно перпендикулярны, а вдали от нее были практически параллельны «легкой» оси. При изменении знака магнитного поля направление вращения намагниченности в этой обменной спирали изменяется на противоположное. При этом энергия границы раздела не изменяется, следовательно, обменный сдвиг в данном состоянии отсутствует.

Если (как в случае кубической кристаллической решетки) в плоскости пленки в каждом слое существуют две взаимно перпендикулярные «легкие» оси, то обменная спираль вблизи границы раздела слоев не возникает. На границе раздела существуют 90° спиновые вихри, а вдали от границы раздела ферро- и антиферромагнитные параметры порядка ориентированы взаимно перпендикулярно и направлены каждый параллельно своему легкому направлению. При изменении знака магнитного поля в результате разворота намагниченности ферромагнитной пленки вблизи границы раздела может возникнуть 180° -ная обменная спираль. Это состояние является метастабильным. В основном состоянии обменная спираль отсутствует, а направления вращения намагниченности в вихрях обоих типов изменяются на противоположные. Нахождение величины обменного сдвига в случае

взаимно-перпендикулярных параметров порядка в пленке и подложке требует дополнительных исследований.

2. Скомпенсированная поверхность Антиферромагнетика

В случае скомпенсированной поверхности антиферромагнетика обменное взаимодействие на границе ферро- и антиферромагнитного слоев фрустрировано даже в случае атомно-гладкой границы раздела. Действительно, нельзя предложить ориентацию намагниченностей ферромагнетика и двух подрешеток антиферромагнетика, которая удовлетворяла бы минимуму энергии взаимодействия в слоях и на границе, их разделяющей. Поэтому наличие атомных ступеней на границе раздела не играет такой определяющей роли, как в случае нескомпенсированной поверхности.

Если антиферромагнетик находится в коллинеарной фазе, то энергия взаимодействия ферромагнитного и антиферромагнитного параметров порядка на атомно-гладкой границе раздела равна нулю и не зависит от их взаимной ориентации.

Первый механизм возникновения обменного сдвига в случае, когда спины атомной плоскости антиферромагнетика, параллельной границе раздела, скомпенсированы, рассмотрен в работе [11]. В модели, предложенной Малоземовым, предполагается, что шероховатость границы раздела за счет обменного взаимодействия нескомпенсированных спинов антиферромагнетика со спинами ферромагнетика приводит к появлению локальных случайных полей, сопряженных антиферромагнитному параметру порядка, причем случайное поле $\pm h_0$ ($h_0 \approx J_{f,af}$) возникает в каждой элементарной ячейке на границе раздела. Характерная флуктуация поверхностной обменной энергии, усредненная по площади L^2 равна $h \approx \pm h_0 / \sqrt{N}$, где N число элементарных ячеек на указанной площади.

В этом случайном обменном поле при условии, что ферромагнетик находится в монодоменном состоянии, поверхностный слой антиферромагнетика будет разбиваться на пузырьобразные доменоподобные области с характерным размером порядка ширины традиционной доменной стенки, чтобы уменьшить суммарную энергию системы. Возникающее обменный сдвиг по порядку величины дается формулой (4).

В работе [12] было показано, что предположение о возникновении случайного поля в каждой элементарной ячейке необоснованно. Действительно, пусть атомные ступени на границе раздела идут в двух взаимно перпендикулярных направлениях x и y . Тогда вся граница раздела разбивается ими на многоугольники с прямыми углами. Продолжая одну из сторон (например, параллельную оси x) каждого внут-

реннего угла, равного $3\pi/2$, можно разбить многоугольник на прямоугольники. Если длины обеих сторон такого прямоугольника l_x и l_y составляют нечетное число постоянных решетки, то есть число элементарных ячеек в нем нечетно, то в таком прямоугольнике не происходит компенсации полей, создаваемых спинами приповерхностного атомного слоя пленки. Таким образом, случайное поле возникает не в каждой ячейке, а только на характерной площади $S_0 = R^2$.

Характерная флуктуация поля в области с линейным размером L составит в расчете на элементарную ячейку величину порядка

$$\langle h \rangle \sim h_0 b^2 \left(\frac{L}{R} \right) / L^2 \sim \frac{h_0 b^2}{RL}, \quad (5)$$

которая в R/b раз меньше, чем введенная в работе [11].

Суммарная энергия системы при $J_{af} \approx J_{f,af}$ оказывается выше, чем в случае однородного распределения ферромагнитного и антиферромагнитного параметров порядка. То есть возникновение антиферромагнитных доменов энергетически не выгодно.

Таким образом, в случае скомпенсированной поверхности антиферромагнетика механизм возникновения обменного сдвига, предложенный в [11], неэффективен.

В модели, предложенной в работе Кооп [13] степень шероховатости границы раздела не играет существенной роли, а обменный сдвиг возникает вследствие явления, аналогичного спин-флоп переходу в антиферромагнетике, но происходящего в обменном поле, сосредоточенном на границе раздела. Основываясь на микромагнитных вычислениях, Кооп предсказал в обменном приближении взаимно перпендикулярную ориентацию ферромагнитного и антиферромагнитного параметров порядка (далее спин-флоп ориентация) на границе раздела. Перемагничивание ферромагнетика приводило, как и в случае нескомпенсированной поверхности, к образованию в антиферромагнетике 180° доменной стенки и, следовательно, к обменному сдвигу.

В более поздней работе Schulthess and Butler [14] пришли к противоположному, чем Кооп результату. Они рассматривали ту же модель, но математическое моделирование проводили, используя уравнения движения магнитных моментов Ландау – Лифшица. Они обнаружили наличие спин-флоп ориентации, но не обнаружили обменного смещения. Их вычисления показывают, что присутствие антиферромагнитного слоя приводит только к увеличению коэрцитивной силы. Авторы объяснили это различие тем, что они добавили дополнительную степень свободы, то есть возможность спинам антиферромагнетика выходить из плоскости, параллельной границе раздела. Это приводит к

снижению энергетического барьера, который необходимо преодолеть спином антиферромагнетика, чтобы перейти из метастабильного состояния с доменной стенкой к основному состоянию.

Это объяснение представляется нам сомнительным. Дело в том, что потенциальный барьер между метастабильным и основным состоянием существует и при наличии двух степеней свободы спинов. Для его преодоления при моделировании процесса перемагничивания в квазистатически изменяющемся магнитном поле в уравнения движения должны быть введены слагаемые, описывающие тепловое возбуждение, например, ланжевенковский шум. Однако о таких слагаемых в работе упоминаний нет. Без этих слагаемых преодоление барьера системой не представляется возможным. Отсутствие же обменного смещения можно объяснить прохождением доменной стенки через весь слой антиферромагнетика, о чем говорилось выше.

Исследуем влияние одноосной анизотропии на равновесную конфигурацию, полученную Коном в обменном приближении. При наличии взаимно-перпендикулярных легких осей ферро- и антиферромагнитного слоев спин-флоп ориентация не препятствует достижению минимума энергии анизотропии в случае, когда кристаллические решетки слоев продолжают друг друга. Для появления обменного сдвига в этом состоянии, как и в случае гладкой нескомпенсированной границы раздела, либо должно существовать связанное состояние доменной стенки на границе раздела, либо иметь место пиннинг доменной стенки дефектами кристаллической решетки.

В случае наличия в каждом слое только одной оси легкого намагничивания, лежащей в плоскости слоя, параллельных ориентация легких осей слоев и спин-флоп ориентация параметров порядка на границе раздела ведут к фрустрации: невозможно реализовать такую ориентацию и одновременно достичь минимума энергии анизотропии.

В результате конкуренции обменной энергии и энергии анизотропии возникает спиновая спираль: вблизи границы раздела слоев вектор намагниченности перпендикулярен вектору антиферромагнетизма, они отклоняются от оси легкого намагничивания, разворачиваясь по мере удаления от границы раздела так, чтобы в глубине слоев быть параллельными легкой оси. Характерная длина, на которой происходит разворот это толщина доменной стенки в соответствующем слое [15].

В отсутствие магнитного поля спираль, в основном, находится в том слое, в котором энергия доменной стенки ниже, с ростом поля она выдавливается в антиферромагнитный слой.

При изменении знака магнитного поля направление закручивания обменной спирали изменяется на противоположное. При этом энергия границы раздела не изменяется, следовательно, обменный сдвиг в данном состоянии отсутствует.

В заключение сформулируем алгоритм, которого рекомендуем придерживаться, если Вы хотите объяснить природу обменного сдвига в конкретном образце:

- определите вид среза поверхности антиферромагнетика (скомпенсированный или нескомпенсированный);
- сравните толщины слоев с толщинами традиционных доменных стенок в них;
- определите направления «легких» осей слоев;
- получите максимально полную информацию о кристаллической и магнитной структуре границы раздела ферромагнетик – антиферромагнетик;
- с этими данными обратитесь к существующей теории (или теоретикам).

Без вышеуказанных данных остается слишком много степеней свободы для теоретических спекуляций.

- [1] W.H. Meiklejohn and C.P. Bean. *Phys. Rev. B*, **102**, 1413 (1956).
- [2] J. Nogués and Ivan K. Schuller. *J. Magn. Magn. Mater.*, **192**, 203 (1999).
- [3] A.E. Berkowitz and Kentaro Takano. *J. Magn. Magn. Mater.*, **200**, 552 (1999).
- [4] J. Nogués, J. Sort, V. Langlois, V. Skumryev, S. Surinach, J.S. Munoz, M.D. Baro. *Phys. Reports*, **422**, 65 (2005).
- [5] D. Mauri, H C. Siegmann, P.S. Bagus, and E. Kay. *J. Appl. Phys.*, **62** 3047 (1987).
- [6] А.И. Морозов, А.С. Сигов. *ФТТ*, **44**, 2004 (2002).
- [7] А.И. Морозов, Д.О. Рынков. *Научный вестник МИРЭА*, **1(2)**, 50 (2007).
- [8] В.Д.Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов, Ю.С. Сигов. *ЖЭТФ*, **114**, 1817 (1998).
- [9] В.Д.Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов. *Письма в ЖЭТФ*, **71**, 544 (2000).
- [10] А.И. Морозов, А.С. Сигов. *ФТТ*, **46**, 385 (2004).
- [11] A.P. Malozemoff. *Phys. Rev. B*, **35**, 3679 (1987).
- [12] В.Д.Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов. *ФТТ*, **44**, 128 (2002).
- [13] N.C. Koon. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4865 (1997).
- [14] T. C. Schulthess and W. H. Butler. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 4516 (1998).
- [15] А.И. Морозов, Д.О. Рынков. *ФТТ*, **49**, 1849 (2007).

Гигантское магнитосопротивление в ферромагнитных наноконтактах с квантованной проводимостью

Р.Г.Гатиятов¹, С.А.Зиганшина¹, А.А.Бухараев^{1,2}

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН, ул. Сибирский тракт 10/7, Казань, Россия

² Казанский государственный университет, ул. Кремлевская 18, Казань, Россия
e-mail: Gatiyatov.Ruslan@mail.ru

Несколько лет тому назад экспериментально было установлено, что в ферромагнитных наноконтактах, реализуется эффект гигантского магнитосопротивления (ГМС), причем величина магнитосопротивления при комнатной температуре может достигать сотен процентов [1, 2]. Практически сразу появилась серия теоретических работ, давшая объяснение столь аномально больших значений магнитосопротивления [3, 4]. Теоретически было показано, что магнитосопротивление в сотни процентов может быть связано с отражением поляризованных электронов от доменной стенки, локализованной в области наноконтакта [3, 4]. Необходимым условием предлагаемых моделей является баллистический транспорт электронов через нанокontakt (с сохранением ориентации спина электрона). Для реализации баллистического транспорта необходимо, чтобы размеры контакта были меньше длины спиновой диффузии электрона для данного типа металла, которая обычно не превышает 1-2 нм при комнатной температуре и накладывает ограничения на размеры контакта. Как было теоретически продемонстрировано и недавно подтверждено экспериментально [5], именно в контактах, состоящих всего из одного или нескольких атомов, величина магнитосопротивления должна достигать своего максимального значения и немонотонно спадать при дальнейшем увеличении числа атомов. Экспериментально визуализировать контакт таких размеров довольно сложно. Однако имеется экспериментальный критерий, доказывающий, что контакт состоит из небольшого числа атомов. Этим критерием является квантование проводимости, т.е. ступенчатое изменение проводимости на величину пропорциональную кванту проводимости при добавлении нового атома. На сегодняшний день существует три основные модели эффекта гигантского магнитосопротивления в наноконтактах: модель баллистического магнитосопротивления (БМС) [3, 4] (в магнитных полях сопоставимых коэрцитивной силе образца), модель баллистического анизотропного магнитосопротивления (БАМС) [6] (в высоких магнитных полях, соответствующих насыщению намагниченности образца) и разрыв контакта или

изменение количества атомов, формирующих его, под действием магнитного поля или тока. Первые две модели основываются на влиянии магнитного поля на число зон проводимости, пересекающих уровень Ферми, для электронов с данной ориентацией спина, что отражается на проводимости и магнитосопротивлении контакта. Однако механизмы магнитосопротивления в этих моделях принципиально различаются. Сравнительно недавно в наноконтактах кобальта, сформированных электрохимическим осаждением с использованием различных методик, была подтверждена реализация как механизма БМС [5], так и БАМС [7]. В обеих работах было установлено, что в процессе роста наноконтактов их проводимость квантуется, а, следовательно, реализуется баллистический транспорт электронов. Но не все исследователи согласны с таким объяснением экспериментальных результатов. Основываясь на квантово-механических расчетах, было показано [8, 9], что величина магнитосопротивления для наноконтактов, состоящих всего из одного атома, даже в предположении существования очень узкой доменной стенки, не может превышать 20-50%. Полученные экспериментальные результаты [5, 7] связываются не с квантовыми свойствами контакта, а с изменением числа атомов, составляющих его (атомная перестройка).

К сожалению наноконтакты, полученные электрохимическим путем, малоперспективны для прикладного использования, т.к. характеризуются короткими временами «жизни». Более перспективным представляется формирование и исследование наноконтактов, изготовленных в вакууме с использованием ионного травления. Формируемые наноконтакты будут в большей степени защищены от окисления, что позволит проводить детальные исследования их физических свойств. Однако на сегодняшний день даже применение сфокусированных ионных пучков не позволяет изготавливать наноконтакты с латеральными размерами меньшими, чем 5 нм [10]. Величина магнитосопротивления для таких контактов не превышает нескольких процентов, т.к. из-за довольно больших размеров в них возможен лишь диффузный транспорт электронов, в связи

с чем механизм ГМС не реализуется. Дискуссия о механизме гигантского магнитосопротивления в контактах атомарных размеров продолжается и на сегодняшний день, поэтому необходимы новые экспериментальные данные, на основании которых можно будет сделать вывод о действительном механизме ГМС в ферромагнитных наноконтактах.

Настоящая работа посвящена исследованию магниторезистивных свойств ферромагнитных наноконтактов, сформированных электрохимическим методом между двумя металлическими пленками (медь или золото), разделенными непроводящим зазором – планарная технология. Нами ранее было показано, что в таких структурах вклад магнитомеханических эффектов (в первую очередь магнитострикции) в

магнитосопротивление наноконтактов минимален [11]. Формирование наноконтактов никеля осуществлялось электрохимическим способом по двум методикам, описанным в работах [12, 14].

В данной работе особое внимание нами было уделено качеству рабочего электролита, в котором формировались наноконтакты никеля. Раствор изготавливался из ОСЧ реактивов и содержал 10^{-2} М NaCl, 6.25×10^{-3} М NiSO₄, 8×10^{-3} М HCl (pH ≈ 3). Для удаления электрохимически активных примесей, содержащихся в растворе, рабочий электролит подвергался электролизу в течение нескольких часов. Непосредственно перед экспериментом проводилась вентиляция электролита аргоном с целью вытеснения растворенного в нем кислорода.

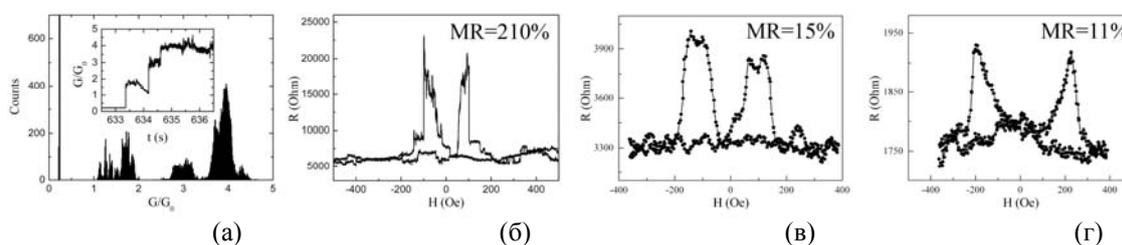


Рис.1 (а) – гистограмма проводимости в единицах $G_0 = e^2/h$, соответствующая экспериментальной кривой квантования проводимости (представленной на вставке), полученной при формировании электрохимическим методом Ni наноконтакта между двумя никелированными медными площадками, (б)-(г) – кривые магнитосопротивления для никелевых наноконтактов с различной проводимостью.

С использованием электрохимической методики [12] между двумя никелированными медными площадками были получены наноконтакты никеля с различной проводимостью. Проведенные нами исследования показали, что при формировании наноконтактов электрохимическим путем необходимо очень тщательно контролировать состав электролита, а также потенциал, при котором осуществляется осаждение металла на площадку [13]. На рис.1а представлена экспериментальная кривая квантования проводимости (на вставке), отражающая ступенчатое изменение проводимости наноконтакта в процессе осаждения Ni и соответствующая ей гистограмма проводимости. На рис.1б приведен полный цикл кривой магнитосопротивления для этого контакта. Величина ГМС для него составила 210% (в отсутствие магнитного поля проводимость равна $4e^2/h$). Из рис.1б видно, что максимумы сопротивления при прямом и обратном проходе развертки магнитного поля разнесены почти на 200 Э. На наш взгляд это связано с гистерезисом формирования доменной стенки в области наноконтакта, а не с магнитомеханическими эффектами, которые определяются величиной напряженности магнитного поля или его градиентом, но практически не зависят от того в какую сторону изменяется магнитное поле (из положительной области в отрицательную или

наоборот). Объяснение таких anomalously больших значений магнитосопротивления в никелевых наноконтактах может быть дано в рамках теории баллистического магнитосопротивления [4], главным условием которой является сохранение ориентации спина электрона при прохождении через нанокontakt (баллистический транспорт). Оцененный нами диаметр наноконтакта с проводимостью $4e^2/h$ составляет величину в 6 Å. Согласно [15] в таком наноконтакте локализуется очень узкая доменная стенка, ширина которой сопоставима с поперечными размерами самого сужения. Известно, что длина свободного пробега электрона для никеля составляет величину порядка 1 нм [16], что не превышает ширину доменной стенки, локализованной в области сформированного наноконтакта. Это позволяет нам предположить, что зарегистрированный эффект ГМС для наноконтактов, выращенных между двумя медными площадками с электроосажденной пленкой никеля, обусловлен баллистическим транспортом поляризованных электронов сквозь доменную стенку атомарных размеров, локализованную в области наноконтакта. С увеличением поперечного размера наноконтакта нами был зарегистрирован немонотонный спад величины магнитосопротивления. На рис.1в,г представлены кривые магнитосопротивления для наноконтактов с проводимостями $8e^2/h$ и

$15e^2/h$, соответственно. В наноконтактах с проводимостью более $30e^2/h$ величина магнитосопротивления не превышала 0.3%.

Также в настоящей работе были исследованы магниторезистивные свойства наноконтактов никеля, полученных электрохимическим путем по методике [14]. Детектирование амплитуды переменного напряжения в области контакта осуществлялось с использованием синхронного детектора Unipan-232В на частоте опорного сигнала 87 Гц. Также как и в работе [14] в качестве вспомогательного электрода нами использовалась никелевая микропроволока. В качестве исходных структур, в которых формировались наноконтакты, использовались две золотые площадки толщиной 50 нм и разделенные непроводящим зазором в 2 мкм. Электрохимическая ячейка размещалась между полюсами электромагнита. Одновременно с процессом электроосаждения на обмотку катушки электромагнита подавалось пилообразное напряжение для создания непрерывной развертки магнитного поля. При формировании контактов электрохимическим путем по методике [14] очень важно, чтобы параметры электролита, выбранный потенциал осаждения и площадь погружения электрода, с которого идет растворение металла и его дальнейшее осаждение на образец, оставались неизменными. В противном случае сопротивление электролита будет непостоянным во времени, и в результате станет невозможным достоверное определение сопротивления формируемого контакта. Воспользовавшись этой методикой, нам удалось воспроизвести результаты полученные в работе [14]. Однако на основании проведенных исследований было установлено, что регистрируемое магнитосопротивление не связано с механизмом анизотропного магнитосопротивления, как это полагается в работе [14], а связано с изменением тока, протекающего через нанокontakt, вследствие изменения площади погружения вспомогательного никелевого электрода за счет его притяжения к полюсам магнита. Жесткая фиксация вспомогательного электрода (никелевой микропроволоки) относительно электрохимической ячейки приводит к исчезновению зависимости сопротивления структуры от магнитного поля. На основании вышеизложенного мы считаем, что данные, полученные в работе [14], были интерпретированы некорректно, т.к. авторы могли не учесть некоторые экспериментальные особенности формирования наноконтактов в электролите. На данный момент эффекта гигантского магнитосопротивления в наноконтактах никеля, полученных электрохимическим путем по методике [14], зарегистрировано не было. Было обнаружено

лишь анизотропное магнитосопротивление, величина которого не превышала 0.3%.

Как показали наши многочисленные эксперименты, электрохимически сформированные наноконтакты с проводимостью, соответствующей нескольким электронным каналам проводимости, крайне нестабильны и разрушаются через довольно короткие промежутки времени (порядка нескольких минут и менее). Поэтому нами были предприняты попытки получения ферромагнитных наноконтактов с баллистическим типом проводимости путем ионного травления контактов никеля, сформированных электрохимическим путем в зазоре между двумя металлическими площадками по методике [14]. Для предотвращения разрушения наноконтактов или их окисления в процессе переноса в вакуумную камеру, контакты формировались с исходным сопротивлением в несколько десятков Ом и менее.

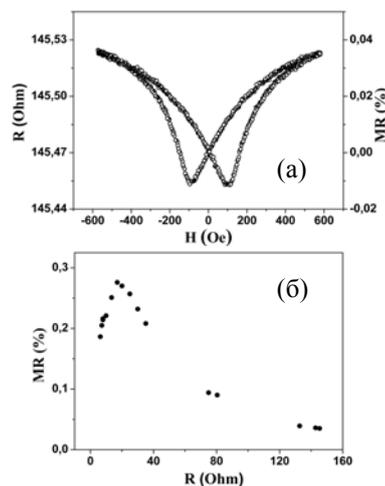


Рис.2 Кривая магнитосопротивления для никелевого наноконтакта, полученного путем ионного травления контакта никеля, предварительно сформированного электрохимическим методом (а) и зависимость величины магнитосопротивления от сопротивления контакта в процессе его ионного травления (б).

Ионное травление образцов осуществляли в высоковакуумной установке на базе сканирующего зондового микроскопа Solver-NV с помощью ионной пушки HeatWave Labs Inc. Model 1401 Ion Gun. В качестве рабочего газа для ионного распыления контактов использовался аргон (99,999%). Ионное травление поверхности образцов проводили при остаточном давлении в камере 5×10^{-6} мБар с энергией ионов 3.5 кэВ. Было установлено, что в процессе ионного воздействия величина магнитосопротивления сначала возрастает (приблизительно в 1.5 раза), но при дальнейшем росте сопротивления контакта она начинает немонотонно спадать, стремясь к нулю. Типичная кривая магнитосопротивления представлена на рис.2а.

Полученная зависимость величины магнитосопротивления от сопротивления контакта представлена на рис.2б. Детальное исследование угловой зависимости магнитосопротивления выявило, что магнитосопротивление в таких наноконтактах имеет анизотропную природу. Величина магнитосопротивления максимальна, когда внешнее магнитное поле направлено вдоль легкой оси намагничивания образца.

В недавней работе [17] было показано, что проводимость наноконтактов, сформированных между двумя ферромагнитными пленками нанометровой толщины, не может квантоваться. Основная причина заключается в том, что с уменьшением толщины образца происходит неизбежное увеличение вклада поверхности в его сопротивление (удельное сопротивление тонких пленок превосходит удельное сопротивление объемных проводников). В результате происходит уменьшение длины свободного пробега электронов вплоть до межатомных расстояний, а, следовательно, транспорт электронов становится диффузным. Как известно, проводимость точечных контактов квантуется только в случае баллистического транспорта электронов. Мы предполагаем, что обнаруженный максимум на зависимости магнитосопротивления наноконтакта (рис.2б) связан с конкуренцией двух механизмов. С одной стороны с уменьшением поперечного размера контакта, согласно теории [4], величина магнитосопротивления должна возрастать. С другой стороны, возрастает вклад поверхностных атомов в сопротивление структуры, который в некоторый момент начинает преобладать, тем самым уменьшая величину магнитосопротивления наноконтактов, что и было обнаружено экспериментально. Последнее обстоятельство также хорошо объясняет отсутствие квантования проводимости в наноконтактах, формируемых путем ионного распыления. Было установлено, что на последнем этапе ионного травления (перед тем как контакт будет разорван) сопротивление исследуемой структуры достигало нескольких МОм, что во много раз превосходит сопротивление одного электронного канала проводимости приблизительно равного 12.9 кОм. Т.е. сопротивление определяется диффузным транспортом электронов, как в тонких пленках. На наш взгляд данные о магнитосопротивлении, полученные в различных работах, для наноконтактов сформированных в планарной технологии с использованием сфокусированных ионных пучков могут быть объяснены на основании этих же предположений.

Таким образом, используя различные методики формирования контактов атомарных размеров были получены наноконтакты никеля различных размеров. В случае изготовления наноконтактов электрохимическим путем по

методике [12] в процессе их роста был зарегистрирован эффект квантования проводимости, который является прямым свидетельством баллистического транспорта электронов, необходимого для реализации механизма БМС. Величина магнитосопротивления достигала 210% при комнатной температуре и не монотонно спадала с увеличением проводимости контакта. Также нами было обнаружено, что данные измерения магнитосопротивления, полученные в работе [14], вероятнее всего были интерпретированы некорректно, т.к. авторы этой работы могли не учесть экспериментальные особенности формирования наноконтактов в электролите. Предприняты первые попытки получения наноконтактов с БМС путем ионного травления электрохимически изготовленных контактов никеля. Отсутствие БМС и квантования проводимости в полученных наноконтактах, по видимому, связано с уменьшением длины свободного пробега электронов в силу увеличения доли поверхностных атомов в процессе ионного распыления.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 05-02-16550), НШ-6213.2006.2., Президиума и ОФН РАН.

- [1] Chopra, H. D. and Hua, S. Z., Phys. Rev. B, **66**, 020403R (2002).
- [2] Garcia, N., Qiang, G. G. and Savelieva, I. G., Appl. Phys. Lett., **80**, №10, 1785 (2002).
- [3] Imamura, H., Kobayashi, N., Takahashi, S. et al, Phys. Rev. Lett., **84**, 1003 (2000).
- [4] Tagirov, L. R., Vodopyanov, B. P. and Efetov, K. B., Phys. Rev. B, **63**, 104468 (2001).
- [5] Chopra, H. D., Sullivan, M. R., Hua, S. Z. et al, Nature Materials, **4**, 832 (2005).
- [6] Velez, J., Sabirianov, R. F., Jaswal, S. S. et al, Phys. Rev. Lett., **94**, 127203 (2005).
- [7] Sokolov, A., Zhang, C., Tsymbal, E.Y. et al, Nature Nanotechnology, **2**, 171 (2007).
- [8] Bagrets, A., Papanikolaou, N. and Mertig, I., Phys. Rev. B, **70**, 064410 (2004).
- [9] Bagrets, A., Papanikolaou, N. and Mertig, I., Phys. Rev. B, **75**, 235448 (2007).
- [10] Wei, H.-X., Langford, R. M. Han, X.-F., et al, J. Appl. Phys., **99**, 08C501 (2006).
- [11] Гатиятов, Р. Г., Бородин, П. А., Бухараев, А. А. и др., Письма в ЖТФ, **32**, вып.19, 72 (2006).
- [12] Boussaad, S., Tao, N. J., Appl. Phys. Lett., **80**, №13, 2398 (2002).
- [13] Гатиятов, Р. Г., Зиганшина, С. А., Бухараев, А. А., Письма в ЖЭТФ, **86**, вып.6, 470 (2007).
- [14] Yang, C.-S., Zhang, C., Redepenning, J. et al, J. M. M. M., **286**, 186 (2005).
- [15] Bruno, P., Phys. Rev. Lett., **83**, 2425 (1999).
- [16] Altmann, K. N., Gilman, N., Hayoz, J., et al, Phys. Rev. Lett., **87**, 137201 (2001).
- [17] Garcia, N., Bai, M., Lu, Y., et al, J. Phys.: Condens. Matter, **19**, 016212 (2007).

Наномангнитные свойства квантового критического режима

С.В. Демишев

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, 119991 Москва, Россия
e-mail: demis@it.gpi.ru

1. Введение.

Взаимосвязь квантовых критических явлений и магнетизма на нанометровой шкале является актуальной проблемой в современной физике конденсированного состояния. С теоретической точки зрения, определение пространственного масштаба соответствующего квантовой критической области представляет в общем случае значительные трудности. Например, в случае квантового критического режима, обусловленного беспорядком, основным состоянием оказывается фаза Гриффитса, состоящая из спиновых кластеров, характеризующихся различными значениями обменного интеграла J [1,2]. Магнитная восприимчивость в фазе Гриффитса при низких температурах подчиняется закону $\chi \sim 1/T^\xi$ ($\xi < 1$), являющимся следствием степенной функции распределения обменных энергий, которая не содержит явной зависимости от пространственного масштаба. Еще более сложный случай представляет собой магнетик, образованный антиферромагнитными (АФ) квантовыми спиновыми цепочками со спином $S=1/2$, поскольку, в отличие от холдейновских цепочек, корреляционная длина в такой системе равна бесконечности.

Экспериментально квантовый критический режим, обусловленный беспорядком был обнаружен в спин-пайерлсовском магнетике CuGeO_3 , легированном магнитными примесями Fe, Co и Mn [3,6]. Исследование спектров ЭПР и намагниченности у $\text{Cu}_{1-x}\text{M}_x\text{GeO}_3$ ($M=\text{Fe, Co, Mn}$) показало, что при замещении меди в цепочках магнитная примесь «утрачивает индивидуальность» и ее влияние проявляется в изменении свойств спиновых цепочек. Установлено, что в диапазоне концентраций $x=0.01-0.02$ магнитные примеси полностью подавляют спин-пайерлсовский и неелевский переходы у части АФ $S=1/2$ спиновых цепочек Cu^{2+} , в то время как у оставшейся части цепочек сохраняется переход в спин-пайерлсовское состояние при той же или несколько меньшей температуре T_{SP} , что и в чистом образце. Цепочки с разрушенным дальним магнитным порядком при низких температурах находятся в фазе Гриффитса, объемная доля которой для примеси Co составляет $\sim 90\%$ при $x_{\text{Co}}=0.02$, а для примеси Mn оказывается около 40% при $x_{\text{Mn}}=0.009$ [5,6]. При этом в случае примеси железа концентрация $x_{\text{Fe}}=0.01$ оказывается достаточной для полного

разрушения спин-пайерлсовского и антиферромагнитного состояния, и при низких температурах весь объем образца $\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x\text{GeO}_3$ находится в фазе Гриффитса [3,4]. Кроме того, из анализа спектров ЭПР следует, что у CuGeO_3 для фазы Гриффитса характерны трехмерные АФ корреляции, усиливающиеся в пределе $T \rightarrow 0$ [7].

Таким образом, актуальной задачей оказывается разработка модели фазы Гриффитса, позволяющей вычислить магнитную восприимчивость квантовой критической системы с АФ взаимодействием не только в пределе $T \rightarrow 0$, но и при произвольной температуре, а также оценить характерный размер спиновых кластеров в фазе Гриффитса.

2. Модель.

Рассмотрим неупорядоченную магнитную систему, состоящую из одинаковых элементарных объемов, каждый из которых характеризуется температурой Нееля $T_N \sim J$ и парамагнитной температурой $\theta = a \cdot T_N$. Параметр a выражается через постоянные молекулярного поля: $a = (\alpha + \beta) / (\alpha - \beta)$ (здесь и далее мы используем обозначения, принятые в монографии [8]).

Температура Нееля T_N является ограниченной сверху случайной величиной $T_N < T_m$ с функцией распределения

$$w(T_N) = \frac{1 - \xi}{T_m} \left(\frac{T_m}{T_N} \right)^\xi. \quad (1)$$

Магнитная восприимчивость каждого элементарного объема при $T > T_N$ описывается законом Кюри-Вейсса

$$\chi = \frac{C}{T + aT_N}, \quad (2)$$

а при $T < T_N$ убывает по закону

$$\chi = \frac{C}{T_N(1+a)} \left(\frac{T}{T_N} \right)^\gamma. \quad (3)$$

Помимо стандартных значений $\gamma=0$ и $\gamma=1$ [8] может рассматриваться случай $\gamma > 1$, моделирующий открытие спиновой щели.

Предположим, что для всех элементарных объемов константа Кюри C и отношение α/β одинаковы. Тогда для магнитной восприимчивости находим

$$\chi(T) = \frac{C}{T} D_\xi(T/aT_m) \quad (T > T_m), \quad (4)$$

$$\chi(T) = \frac{C}{T_m} D_\xi(1/a) \left(\frac{T_m}{T} \right)^\xi F_\xi(a, \gamma, T/T_m) \quad (T < T_m), \quad (5)$$

где функции D_ξ и F_ξ даются формулами

$$D_\xi(y) = 1 - (1 - \xi) \int_0^1 \frac{t^{1-\xi}}{t+y} dt, \quad (6)$$

$$F_\xi(a, \gamma, y) = 1 + \frac{1 - \xi}{(1+a)D_\xi(1/a)(\gamma + \xi)} (1 - y^{\gamma+\xi}). \quad (7)$$

Выражения (4)-(7) позволяют найти магнитную восприимчивость при произвольной температуре.

Интересно, что при $T > T_m$ формулы (4),(6) дают зависимость $\chi(T)$ псевдо Кюри-Вейссовского вида с эффективными парамагнитной температурой $\theta_p = T_m [1 - D_\xi(1/a)] / D_\xi(1/a)$ и константой Кюри $C^* \sim C$ (см. рис. 1; здесь и далее на рисунках используется обозначение $\chi_0 = C/T_m$). В пределе $T \ll T_m$ имеет место степенная асимптотика магнитной восприимчивости $\chi \sim (C/T_m)(T_m/T)^\xi$ (формулы (5)-(7)).

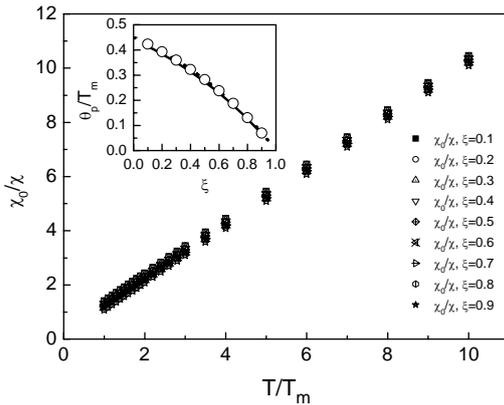


Рис. 1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости в области $T > T_m$ для различных значений параметра ξ при $a=1$. На вставке: точками обозначены значения парамагнитной температуры, полученные путем обработки зависимостей $\chi^{-1}=f(T)$ по методу наименьших квадратов; сплошная линия представляет аналитическую оценку θ_p (см. текст).

Таким образом, в рассматриваемой модели при понижении температуры в области $T < T_m$ осуществляется «сканирование» по параметрам элементарных объемов, магнитный вклад которых быстро «вымерзает» после перехода в магнитоупорядоченное состояние и, вместо псевдо Кюри-Вейссовского поведения, формируется степенная зависимость магнитной восприимчивости. При использовании данного подхода к описанию магнитных свойств фазы Гриффитса, образующие ее спиновые кластеры следует рассматривать как совокупности введенных нами элементарных объемов. При

этом кластеры в фазе Гриффитса с большей (по сравнению со средним значением) степенью корреляции, определяющие согласно [1,2] ее магнитные свойства, следует отождествить с кластерами, состоящими из элементарных объемов для которых $T_N > T$.

Нетривиальным является вопрос о возможности использования рассматриваемой модели для описания магнитных свойств таких низкоразмерных магнетиков, как CuGeO_3 . В качестве указания на допустимость такого подхода сошлемся на уже упоминавшиеся выше результаты работы [7], согласно которым для купрата германия содержащего магнитные примеси существенную роль играют трехмерные АФ корреляции. Однако, окончательный ответ на этот вопрос может быть получен только в результате сравнения теоретических зависимостей (4)-(7) с экспериментом.

3. Сравнение с экспериментом для CuGeO_3 .

При аппроксимации экспериментальных данных $\chi_{\text{exp}}(T)$ формулами (4)-(7) индекс ξ и параметр T_m легко находятся из низкотемпературной асимптотики $\chi_{\text{exp}}(T)$ и характерной температуры, при которой происходит отклонение температурной зависимости магнитной восприимчивости от закона Кюри-Вейсса. Показатель степени γ независимо оценивается из «размера» переходной области при $T < T_m$ и для исследованных систем удовлетворяет условию $\gamma \gg 1$. Так как из ЭПР экспериментов [3-7] непосредственно определяется значение эффективного магнитного момента μ на ионах Cu^{2+} , то константа Кюри известна $C = N_{\text{Cu}^{2+}} \mu^2 / k_B$ и единственным подгоночным параметром оказывается величина a , которая может быть найдена из условия $\chi_{\text{exp}}(T_m) T_m / C = D_\xi(1/a)$. Пример такого анализа для $\text{CuGeO}_3:\text{Fe}$ приведен на рис. 2; видно, что предложенная простая модель хорошо описывает экспериментальные данные. Аналогичные результаты были получены нами для $\text{CuGeO}_3:\text{Co}$ и $\text{CuGeO}_3:\text{Mn}$.

Интересно, что в квантовой критической системе, образованной разупорядоченными квантовыми спиновыми цепочками, величина T_m составляет $T_m \approx 120 \text{ K} \sim J_c$, где J_c - обменный интеграл вдоль цепочек ионов Cu^{2+} . Следовательно, беспорядок, вызванный легированием магнитной примесью, приводит к уменьшению обменных интегралов в цепочках, $J < J_c$ и вызывает разбиение системы на спиновые кластеры. В результате, квантовые критические явления начинают проявляться при достаточно высоких температурах, существенно превышающих все известные для CuGeO_3 характерные температуры переходов в магнитоупорядоченные фазы.

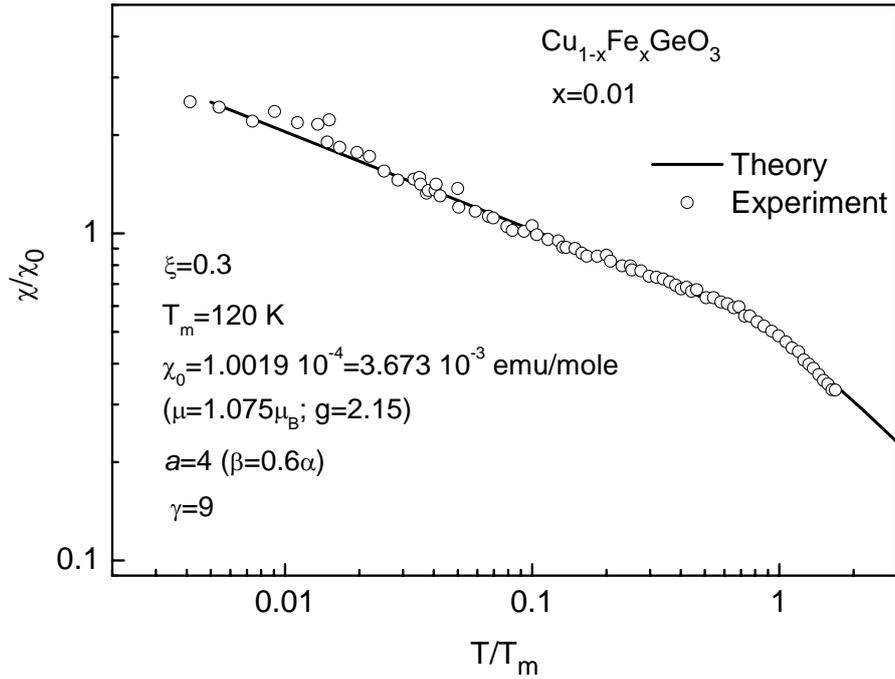


Рис. 2. Сравнение теории (сплошная линия) с экспериментом (точки) для CuGeO_3 , содержащего 1% процент легирующей примеси железа. На рисунке приведено экспериментальное значение параметра χ_0 , и значения параметров ξ , a , T_m и γ , найденных в результате подгонки с помощью формул (4)-(7).

Таким образом, в рамках нашей модели получается естественное определение температуры перехода в фазу Гриффитса $T_G = T_m$. При этом ранее в работах [3-6] характерная температура T_G оценивалась по «началу» низкотемпературной степенной асимптотики $\chi(T)$, что, очевидно, приводило к ее занижению до значений $T_G \sim 30-40$ К [3-6].

Следует также отметить, что полученные нами теоретические зависимости выполняются в весьма широком диапазоне температур, где этот параметр изменяется более чем на два порядка (рис. 2). Этот результат убедительно свидетельствует в пользу применимости предложенной модели для описания магнитных свойств легированного CuGeO_3 .

4. Оценка характерного размера кластеров.

Описанный в предыдущем разделе подход не зависит от размера спиновых кластеров. Если считать, что корреляция T_N в соседних элементарных объемах отсутствует, то оценка размера антиферромагнитных кластеров, может выполняться также как и в теории протекания для известной задачи узлов [10]. Если размер элементарного объема l_0 , то максимальный размер кластера будет

$$R_m(T) \sim \frac{l_0}{|v_{AF}(T) - v_c|^n}, \quad (8)$$

где $v_{AF} = V_{AF}/V$ - относительная доля объема образца занятая антиферромагнитной фазой, а v_c и η - зависящие от размерности пространства D порог протекания и критический индекс соответственно [10]. Поскольку в реальных системах величина l_0 будет порядка нескольких постоянных решеток $l_0 \sim 1-10$ нм, то фаза Гриффитса может рассматриваться как наноманитная фаза. Так как в перколяционной модели при $v_{AF} \rightarrow v_c$ максимальный размер кластера расходится (формула (8)) и появляется бесконечный кластер, то в такой системе возникнет новая характерная температура $T^* < T_m$, определяемая из условия $v_{AF}(T^*) = v_c$, при достижении которой будет изменяться топология спиновых кластеров. Ожидаемая температурная зависимости $R_m(T)$ в рамках рассмотренного перколяционного подхода приведена на рис. 3.

Однако в случае легированного CuGeO_3 реальная ситуация может оказаться более сложной. Из ЭПР экспериментов известно, что наиболее сильное изменение параметров спиновых цепочек происходит в окрестности примесных центров [7], поэтому может оказаться, что ионы магнитной примеси выступают в роли своеобразных «центров зародышеобразования и роста» антиферромагнитной фазы.

Проведем оценку характерного размера спинового кластера $R(T)$ для этого случая. В силу дисперсии J рост кластеров в окрестности примесных центров при понижении температуры

начнется не одновременно, и параметр R будет случайной величиной с некоторой функцией распределения $f(R, T)$. При этом будет выполняться условие $R < R_m$, где R_m - размер кластера, рост которого начался при $T = T_m$.

Зададим зависимость объема кластера от размера в виде $V(R) = a_d R^d$, где d - размерность роста, и, используя простейшую оценку $f(R, T) = 1/R_m(T)$, найдем долю объема, занятую антиферромагнитной фазой

$$v_{AF} = n_i \int_{l_0}^{R_m} V(R) f(R, T) dR = \frac{n_i v_0}{d+1} \left(r^d - \frac{1}{r} \right). \quad (9)$$

При записи формулы (9) мы использовали обозначения $r = R_m/l_0$ и $v_0 = a_d l_0^d$. С другой стороны, в рамках модели рассмотренной в п.2 v_{AF} описывается выражением

$$v_{AF} = 1 - \left(\frac{T}{T_m} \right)^{1-\xi}, \quad (10)$$

и, в результате, можно найти зависимость $r(T)$ в неявном виде

$$\frac{T}{T_m} = \left[1 - \frac{n_i v_0}{d+1} \left(r^d - \frac{1}{r} \right) \right]^{\frac{1}{1-\xi}}. \quad (11)$$

Для оценки $r(T)$ примем, что минимальный объем антиферромагнитного кластера v_0 равен объему элементарной ячейки CuGeO_3 , содержащей два иона Cu^{2+} . В этом случае $n_i v_0 \sim 2x$, $l_0 \sim 1$ нм и с помощью формулы (11) легко получить температурную зависимость максимального размера кластера r и среднего размера кластера $\langle r \rangle = (r - 1/r)/2$ для различных

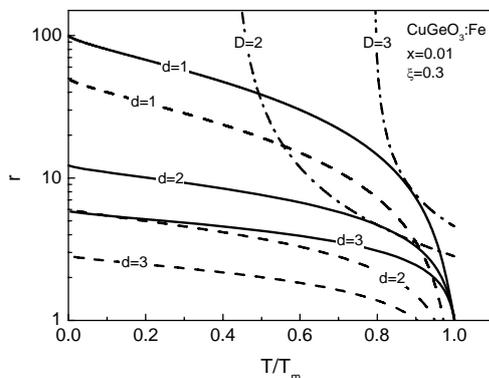


Рис. 3. Характерные размеры кластеров для CuGeO_3 , содержащего 1% примеси железа. Сплошными и пунктирными линиями для различных размерностей роста d показаны максимальный размер кластера r (формула (11)) и средний размер кластера $\langle r \rangle$ соответственно. Штрихпунктирными линиями обозначены максимальный размер кластера $r = R_m/l_0$ в перколяционной модели (формула (8)) для двумерного ($D=2$) и трехмерного ($D=3$) случаев. Для $D=2$ были использованы значения $\eta=1.3$ и $v_c=0.45$, а для $D=3$ - $\eta=1.3$ и $v_c=0.45$ [9].

размерностей роста d (рис. 3). Видно, что в рамках рассматриваемой модели, также как и в рамках перколяционного подхода, в окрестности ионов магнитной примеси образуются антиферромагнитные нанокластеры. Однако в отличие от модели, основанной на теории протекания, в случае роста кластера в окрестности примесного центра температурная зависимость $r(T)$ оказывается менее резкой (рис. 3).

5. Заключение.

Мы показали, что магнитные свойства неупорядоченной антиферромагнитной системы, основным состоянием которой является фаза Гриффитса, могут быть интерпретированы и количественно описаны при произвольной температуре в рамках простой модели образования антиферромагнитных кластеров. Несмотря на весьма «прямолинейный» характер, эта модель хорошо передает температурную зависимость магнитной восприимчивости АФ $S=1/2$ спиновых цепочек у $\text{Cu}_{1-x}\text{M}_x\text{GeO}_3$ ($M=\text{Fe}, \text{Co}, \text{Mn}$) в широком температурном диапазоне.

Выполненные нами оценки характерного размера спиновых кластеров, образующих фазу Гриффитса, свидетельствуют о том, что эта фаза является наноманитной, причем возможны различные сценарии, в которых размер кластера контролируется или перколяционными эффектами, или процессами роста в окрестности магнитной примеси. Этот результат показывает перспективность экспериментальных исследований магнитной структуры квантового критического состояния низкоразмерных магнетиков на нанометровой шкале.

Работа поддержана Программами РАН «Квантовая макрофизика» и «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах».

- [1] R.B.Griffiths. Phys. Rev. Lett., **23**, 17 (1969)
- [2] A.J.Bray, Phys. Rev. Lett., **59**, 586 (1987)
- [3] S.V.Demishev, et al. JETP Lett., **73**, 31 (2001)
- [4] S.V.Demishev, et al. J. Magn. Magn. Mat., **300**, e346 (2006)
- [5] S.V.Demishev, et al. Physics of the Solid State, **46**, 2238 (2004)
- [6] A.V.Semeno et al., Physica B: Condens. Matt., **378-380**, 612 (2006).
- [7] S.Demishev et al., Prog.Theor Phys. Suppl. No 159, 387 (2005)
- [8] С.В.Вонсовский. Магнетизм. Наука, М.: 1979, с. 714
- [9] А.Л. Эфрос. Физика и геометрия беспорядка. Наука, М.: 1982, с. 141

Исследование *in situ* ферромагнетизма при комнатной температуре в магнитных нанослоях

Н.Н. Косырев¹⁾, С.Г. Овчинников^{1),2)}, А.Е. Худяков¹⁾, Г.В. Бондаренко¹⁾

¹⁾Институт Физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

²⁾Сибирский Федеральный Университет, Красноярск, Россия

e-mail: sgo@iph.krasn.ru

Введение. Магнитные свойства сверхтонких пленок и слоев в наноструктурах важны и интересны для создания устройств спинтроники. Их исследование на воздухе часто затрудняется высокой способностью переходных и редкоземельных металлов к окислению. Поэтому возможность магнитных исследований *in situ* непосредственно в сверхвысоковакуумной ростовой камере с помощью измерения магнитооптического эффекта Керра вызывает большой интерес [1]. В настоящей работе сообщаются результаты исследования сверхтонких пленок Fe (0,5 нм) на различных подложках, пленок Ni и двухслойной структуры $Du_{(1-x)}Ni_x/Ni$ нанометровых толщин.

Образцы и методика эксперимента. Образцы получены термическим испарением в установке молекулярно-лучевой эпитаксии «Ангара», модернизированной для изготовления магнитных наноматериалов [2]. Использовались подложки из стекла и из монокристаллов Si при температуре 250°C. Предварительный вакуум составлял 10^{-6} Па, рабочий вакуум 10^{-5} Па. Скорости роста пленок и толщина определялись *in situ* с помощью лазерного эллипсометра и составляли 0,003 нм/с для никеля, 0,007 нм/с для железа и 0,126 нм/с для диспрозия. Контроль толщины проводился также по времени напыления с калибровкой толщин более 10 нм методом рентгеновского флуоресцентного анализа. В качестве инструмента исследования магнитного состояния пленок использовался поверхностный магнитооптический эффект Керра (surface magneto-optic Kerr effect - SMOKE) в меридиональной конфигурации. Луч гелий-неонового лазера ($\lambda=630$ нм) через специальное окно в камере попадал на подложку с напыляемой пленкой под углом 70° , отраженный луч анализировался с помощью статического фотометрического эллипсометра [3]. Магнитное поле, равномерно вращающееся в плоскости образца, создавалось с помощью постоянного магнита. Сигнал с эллипсометра записывался в функции угловой координаты направления магнитного поля по отношению к произвольному направлению в плоскости образца.

Результаты исследований пленок железа. На рис. 1 и 2 показаны величины сигнала SMOKE для пленок Fe с толщинами 0,5 нм и 1,5 нм, соответственно. Для толщины $d=1,5$

нм сигнал почти одинаков для подложек из стекла и монокристаллического кремния, в то время как для $d=0,5$ нм пленка на стекле уверенно показывает наличие ферромагнитного порядка при $T=300$ К (рис. 1а), а пленка на Si характеризуется более размытым сигналом (рис. 1б). Следует отметить, что пленки на стекле и на кремнии изготавливались одновременно, т.е. в ростовую камеру было загружено две подложки.

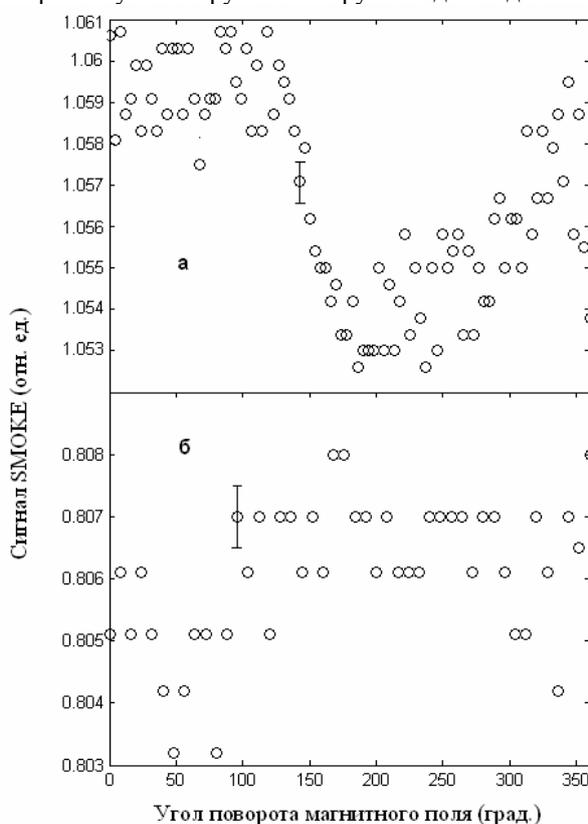


Рис.1 Зависимость величины сигнала SMOKE от направления магнитного поля для пленок Fe толщиной 0,5 нм на подложках из стекла (а) и кремния (б).

Таким образом, можно исключить флуктуацию технологических условий при изготовлении пленок. Мы связываем различие экспериментальных данных с образованием силицидов железа в случае подложки Si в смеси фаз, среди которых есть и магнитная фаза Fe_3Si и немагнитные $FeSi$ и $FeSi_2$. Поэтому для тонкой пленки 0,5 нм Fe/Si практически весь слой состоит из силицидов, что и дает уменьшение

сигнала, а для подложки из стекла пленка с толщиной 0,5 нм содержит 2 атомных слоя Fe и показывает магнитное упорядочение. В то же время для толщин $d=1,5$ нм сигналы похожи по форме, что говорит о том, что для Fe/Si только часть пленки Fe образует силициды железа на границе раздела с подложкой. Этот вывод согласуется с оценкой толщины интерфейса 0,9 нм, полученной измерениями намагниченности *ex situ* для многослойных структур $(\text{Fe/Si})_n$ [4].

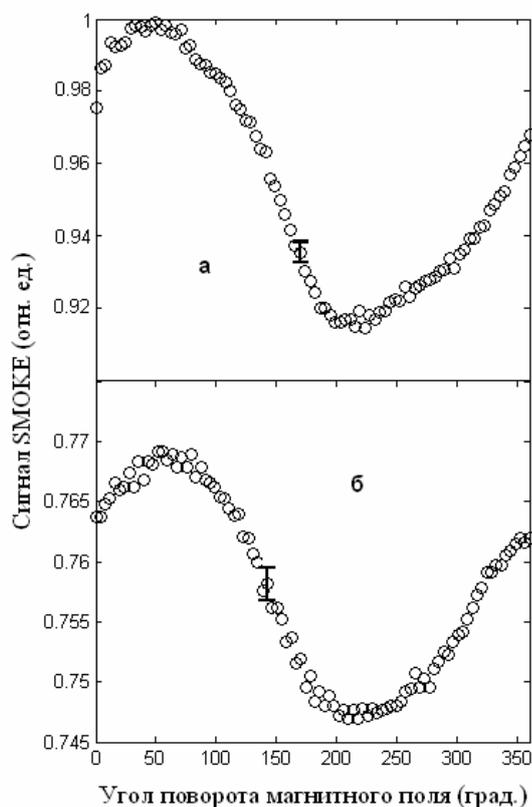


Рис.2. Зависимость величины сигнала SMOKE от направления магнитного поля для пленок Fe толщиной 1,5 нм на подложках из стекла (а) и кремния (б).

Результаты исследования структуры $\text{Dy}_{(1-x)}\text{Ni}_x/\text{Ni}$. Диспрозий давно привлекает внимание в связи с чрезвычайно большой величиной магнитного момента. Однако, отсутствие магнитного порядка в металлическом диспрозии при комнатных температурах требует охлаждения ниже 100 К, что сужает возможности его применения. Недавно в [5] было обнаружено магнитное упорядочение диспрозия при комнатной температуре в двухслойных пленках $\text{Dy}_{(1-x)}\text{Ni}_x/\text{Ni}$ при величине $x \sim 0.05$. Измерения магнитных свойств двухслойных структур $\text{Dy}_{(1-x)}\text{Ni}_x/\text{Ni}$ в [5] проводились *ex situ*, на открытом воздухе. Из-за высокой склонности к окислению Dy изготавливался толстый (более 60 nm) слой, по меньшей мере половина которого окислялась. В настоящей работе мы сообщаем результаты *in situ* измерений магнитных свойств методом SMOKE, что позволило исследовать тонкие слои

без влияния окислов и непосредственно продемонстрировать наличие магнитного порядка в слое $\text{Dy}_{(1-x)}\text{Ni}_x/\text{Ni}$ при комнатной температуре. На рис. 3 показано изменение сигнала эффекта Керра в той же геометрии, что и на рис.1.

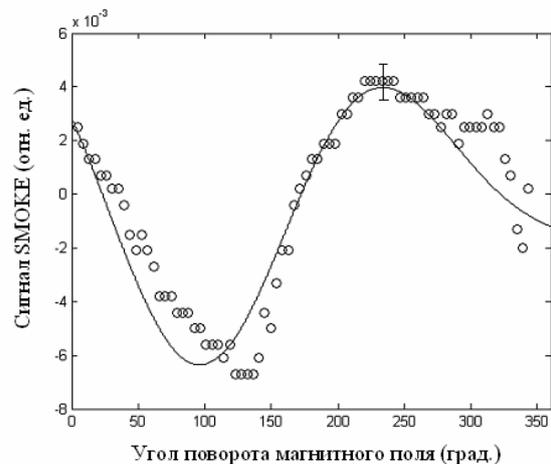


Рис. 3. Эффект Керра в двухслойной структуре Ni[8nm]/DyNi[5nm]

Свет отражается от слоя DyNi толщиной 5 нм двухслойной структуры Ni[8nm]/DyNi[5nm]. Прежде всего, обращает на себя внимание изменение знака эффекта, которое соответствует противоположному знаку меридионального эффекта Керра в Dy, по сравнению со знаком этого эффекта в Ni [5]. Таким образом, можно утверждать, что основная часть сигнала связана именно со сплавом DyNi и, следовательно, в этом слое возникает магнитный порядок при $T=300$ К

Заключение. В данной геометрии эксперимента магнитный момент пленки поворачивается вслед за поворотом магнитного поля. Сдвиг по фазе этих двух величин позволяет судить о магнитной анизотропии пленки, более подробно этот вопрос для наноструктуры $\text{Dy}_{(1-x)}\text{Ni}_x/\text{Ni}$ рассмотрен в работе [6].

Работа выполнена при финансовой поддержке программы ОФН «Спинтроника», интеграционного проекта СО РАН 3.5 и гранта РФФИ 07-03-00320. Авторы благодарят И.С. Эдельман за обсуждение результатов.

- [1] Moog E.R., Bader S.D., J. Appl. Phys. **53**, 543 (1985)
- [2] Варнаков С.Н., Лепешев А. А., Овчинников С. Г., Паршин А. С., Коршунов М. М., Nevoral P., ПТЭ **6**, 252 (2004)
- [3] Швец В.А., Спесивцев Е.В., Рыхлицкий С.В., Оптика и Спектроскопия, **97** 514-525 (2004)
- [4] Варнаков С.Н., Паршин А.С., Овчинников С.Г., Rafaja D., Kalvoda L., Балаев А.Д., Комогорцев С.В., Письма в ЖЭТФ **31**, 1 (2005)
- [5] Овчинников С.Г., Эдельман И.С., Марков В.В., Середкин В.А., ФТТ **49**, 854-858 (2007).
- [6] Косырев Н.Н., Овчинников С.Г., Письма в ЖЭТФ, в печати (2008)

Особенности инжекционного гигантского магнитосопротивления в системе Ni-полимер-Cu

Н. В. Воробьева¹,

А.Н. Лачинов¹, Jan Genoe², А.А. Лачинов^{1,2}

¹Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра РАН
пр. Октября 151, Уфа, Россия, 450075

²IMEC vzw, Kapeldreef 75, B-3001 Leuven, Belgium
e-mail: lachinov@anrb.ru

Известно, что изменение магнитного состояния электрода из ферромагнитного материала может существенным образом изменить характеристики контакта и транспортные свойства многослойной структуры. По-видимому, работа [1] является одним из первых примеров практического применения этого взаимодействия. В этом патенте предлагалось детектировать цилиндрические домены, используя изменение положения уровня Ферми в одном из электродов при воздействии магнитного поля домена на параметры туннельного барьера. Предполагалось, что подобное взаимодействие приводило к изменению высоты барьера и проявлялось в изменении величины протекающего тока. Позднее аналогичные были развиты в работах [2, 3], в которых также изменение химического потенциала в магнитном поле использовалось как индикатор магнитного состояния вещества. В работе [4] был зафиксирован магнитный фазовый переход подложки в системе ферромагнетик-полимер-немагнитный металл в виде резкого изменения протекающего через структуру тока при температуре Кюри ферромагнетика. Здесь в роли подложки выступал Сг. Резкое изменение проводимости рабочей ячейки при температуре Кюри отмечалось и на подложке CdCr₂ [5].

В 2002 году в [6] было впервые показано, что спиновая ориентация электронов, инжектированных в органический полупроводник секситиенил (sexithienyl, T₆) может сохраняться при комнатной температуре, по крайней мере, до 200 нм толщины разделяющей прослойки между ферромагнитными электродами. Это гораздо больше 1-2 нм - толщины для туннельного просачивания электронов. Такое увеличение длины свободного пробега по спине в органическом материале связывается, в частности, с подавлением сверхтонкого взаимодействия делокализованными π -орбиталями секситиенила. Таким образом, использование в качестве разделяющей прослойки не обычного диэлектрика, а органического транспортного слоя имеет серьезные перспективы. Особенного внимания заслуживают полимеры. Присутствие в слое полимера ловушечных электронных состояний

предлагалось использовать для усиления тока [7], а также для создания элементов памяти [8].

В 2004 году журнал «Nature» опубликовал экспериментальную работу американских исследователей Xiong Z. H. и других [9], в которой описывалось исследование системы ферромагнетик - π -сопряженный полимер – ферромагнетик. Авторы обнаружили разницу между сопротивлением рабочей ячейки с параллельной и антипараллельной ориентацией намагниченностей ферромагнитных электродов, то есть построили классический спиновый вентиль. Однако толщина полимерной разделяющей прослойки в этом вентиле на два порядка превышает толщину реально применяющихся в спинтронике диэлектрических прослоек, прозрачных для туннельного просачивания электронов! Измерения проводились при 11 К, а относительное изменение сопротивления составляло до 40 % при толщине полимерной прослойки 120 нм и 10 % при 160 нм. При комнатной температуре эффект исчезал.

Недавно было показано, что для наблюдения эффекта гигантского магнитосопротивления в структуре металл-транспортный слой-металл достаточно иметь только одну границу раздела (интерфейс) с ферромагнитным металлом [10]. Было установлено, что этот эффект реализуется при комнатной температуре, может иметь близкий к 100% коэффициент ИГМС при относительном изменении сопротивления на 6 порядков [11]. Особенность явления заключается в том, что знак эффекта ИГМС можно заранее задавать, выбирая начальное по проводимости состояние экспериментальной системы. Однако, если само явление доказано достаточно убедительно, то объяснение его требует дополнительных экспериментальных уточнений. В частности, не ясна роль спин-поляризованных носителей заряда.

В связи с этим, в настоящей работе представлены результаты исследований влияния спиновой поляризации электронов, инжектируемых из одного из электродов, на транспортные свойства системы ферромагнетик (Ni)-полимер-немагнитный металл (Cu) (ФПМ).

Идея эксперимента заключалась в следующем (рис.1). Если предположить, что

спиновое упорядочение электронов является важным фактором в явлении ИГМ, то уменьшая степень поляризации, можно влиять на величину эффекта вплоть до полного его исчезновения (предварительно нами экспериментально было проверено, что в структуре Cu-полимер-Cu эффект не возникает). Для целенаправленного разрушения спинового упорядочения в структуре ФПМ между ферромагнетиком и полимерным слоем дополнительно вводился тонкий слой металла с малой длиной спиновой когерентности электронов. Последовательное увеличение толщины промежуточного слоя меди

должно было привести к полной деполяризации инжектируемых электронов и, соответственно, исчезновению эффекта.

В качестве ферромагнетика был использован поликристаллический никель в форме пластины.

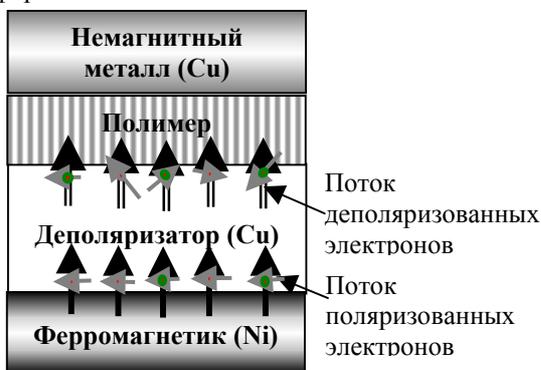


Рис.1 Идея эксперимента по разрушению спинового упорядочения в потоке электронов в экспериментальной структуре за счет введения между ферромагнетиком и полимерным слоем деполяризующего слоя тонкий слой меди

В качестве полимерного материала использовался полидифениленфтальд, который наносился методом центрифугирования на никелевую подложку. Толщина полимерной пленки была $\sim 0,8$ мкм и оценивалась с помощью микроинтерферометра МИИ-4. Начальное состояние проводимости полимерной пленки задавалось внешним давлением по методике описанной в [12]. Максимальное давление на пленку не превышало 0,15 МПа (Рис.2).

Медный электрод был изготовлен методом термического напыления в вакууме на поверхность полимерной пленки. Медная прослойка между ферромагнетиком и полимером изготавливалась также методом термодиффузионного напыления в вакууме $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст. на установке ВУП-4. Толщина медной прослойки контролировалась с помощью атомно-силового микроскопа. Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности образца и не превышало 0,35 Т. Все измерения проводились при комнатной температуре.

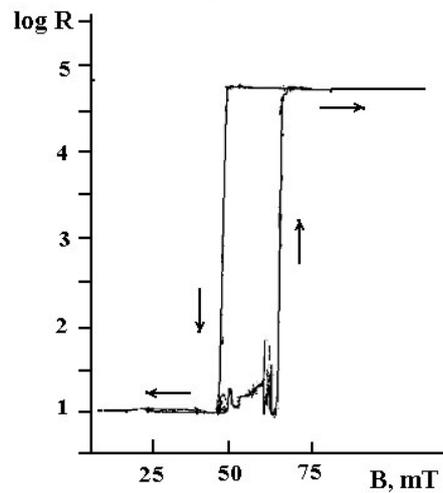


Рис.2 Выключение и включение электрического сопротивления полимерной пленки магнитным полем. Видна область нестабильности при увеличении поля от 48 до 66 мТ. При включении проводимости пленки (уменьшение поля) нестабильность отсутствует.

Для контроля качества медной прослойки был использован метод атомно-силовой микроскопии, позволивший получить и изображение поверхности медного слоя и определить его геометрические параметры вплоть до нанометрового масштаба. Технологическая процедура заключалась в следующем: при напылении медного слоя медь конденсировалась одновременно и на ферромагнитном образце, и на контрольном образце-«свидетеле». В качестве контрольного образца была выбрана подложка из полированного монокристаллического кремния.

Такие подложки обладают высоким качеством поверхности и многократно тестированы, что позволяет уверенно интерпретировать полученные изображения. Для определения толщины медного слоя использовалась ступенька, возникающая на месте края специально сделанной царапины.

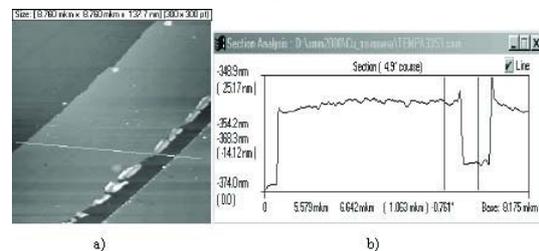


Рис.3 Медная пленка толщиной 14-16 нм, напылённая на кремниевую пластину. а) Морфология поверхности, более темные области соответствуют царапинам, сделанным в пленке, размер скана $8,76 \times 8,76$ мкм. б) Профиль поверхности вдоль измерительной линии.

Эти измерения были проведены на сканирующем мультимикроскопе СММ-2000Т, в режиме атомно-силовой микроскопии, в контактной моде. Жесткость кантилевера составляла 0,01 Н/м, модификации поверхности в процессе сканирования не отмечалось.

В результате проведенных исследований было установлено, что пленка является сплошной и однородной вплоть до толщины ~ 8 нм. На рис.3. а) представлено типичное изображение участка медной пленки на кремниевой подложке, причем относительно темные полосы соответствуют местам, где медная пленка удалена. Профиль исследуемой поверхности (рис.3. б) показывает, что медная пленка является сплошной и однородной. При толщине пленки менее 8 нм в ней начинают наблюдаться дефектные участки с меньшей толщиной. Например, при толщине 6 - 4 нм суммарная площадь таких дефектных участков составляет от 5% до 15% площади поверхности в зависимости от толщины.

Средняя квадратичная шероховатость поверхности медной пленки составляет 200-400 пм в зависимости от выбранного участка и близка по величине шероховатости исходной кремниевой подложки (180 пм).

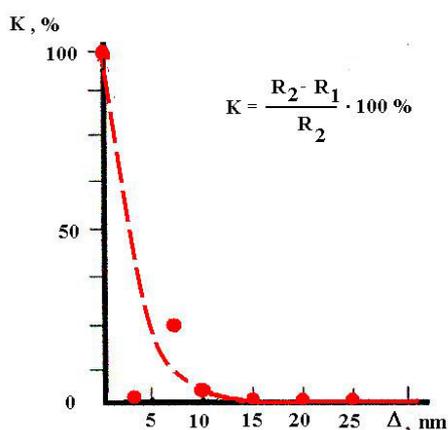


Рис.4. Зависимость коэффициента ГМС от толщины медной прослойки Δ между ферромагнетиком и полимером. R_2 – сопротивление полимера в низкопроводящем состоянии, R_1 – в высокопроводящем состоянии

На рис. 4 представлена зависимость коэффициента ИГМС от толщины медной пленки Cu' в системе Ni-Cu'-ПДФ-Cu. Экспериментальные точки на полученной зависимости соответствуют значениям коэффициента ИГМС определенным при измерениях зависимостей тока, протекающего через экспериментальный образец, от величины внешнего магнитного поля. Образцы отличались друг от друга наличием и толщиной дополнительного медного слоя между ферромагнетиком и полимерным слоем. При

нулевой толщине слоя (отсутствии медной прослойки) была получена зависимость, аналогичная представленной на рис. 1, соответствующая максимальному значению ИГМС.

Необходимо отметить, что при переходе от образца к образцу по мере увеличения толщины прослойки изменяется не только величина ИГМС, но и значение порогового магнитного поля, при котором происходит это изменение. В связи с этим, в работе использовались значения R_1 и R_2 , измеренные при граничных значениях магнитного поля: 0 и 0,35 Т.

Наличие медной прослойки Cu' приводит к значительному уменьшению коэффициента ИГМС, и при ее толщине более 12 нм эффект инжекционного магнетосопротивления исчезает. При толщине слоя меди 8-10 нм регистрируется влияние магнитного поля и относительное изменение магнетосопротивления составляет не более 5%. При дальнейшем уменьшении толщины промежуточного слоя меди наблюдается тенденция к увеличению коэффициента ИГМС.

Однако изменение коэффициента магнетосопротивления с уменьшением толщины изменяется от образца к образцу не монотонным образом. Эта область толщин выделена на рис. 4 штриховой линией. Видимо, разброс экспериментальных точек при этих толщинах медной прослойки обусловлен островковым характером ее строения. Последнее, подтверждается результатами АСМ измерений, а также известным опытом исследования закономерностей роста тонких металлических пленок при осаждении их методом термодиффузионного напыления в вакууме [13].

Результаты проведенных экспериментов показывают, что ИГМС в системе ферромагнетик/медь/полимер/медь можно наблюдать при том условии, что толщина медного слоя, разделяющего поверхность ферромагнетика и полимера, не превышает определенную величину. В условиях настоящей работы эта толщина составила 10 ± 2 нм. Появление ИГМС при меньших толщинах медной прослойки можно объяснить не полной деполаризацией электронов медным слоем, так как его толщина становится сопоставима с длиной когерентности спина электрона в меди ~ 2-3 нм [14]. Аппроксимация кривой на рис.3 экспонентой при толщинах медной прослойки менее 12 нм показывает, что коэффициент ИГМС уменьшается в 2,7 раза при толщинах, сравнимых с длиной когерентности спина электрона в этом материале.

В работе [12] было высказано предположение о влиянии положения уровня Ферми ферромагнетик в магнитном поле на инжекционные свойства контакта ферромагнетик-полимер и, соответственно, на ИГМС в исследуемой структуре. Становится

очевидным, что этого предположения недостаточно для объяснения явления инжекционного магнетосопротивления.

Из результатов проведенных экспериментов можно сделать вывод о важной роли спиновой поляризации электронов в реализации эффекта инжекционного гигантского магнетосопротивления.

На рис. 5 представлена зависимость величины магнитного поля, при котором происходит переключение от разности потенциалов на электродах экспериментальной структуры Ni-полимер-Cu. Установлено, что при малых напряжениях электрического поля изменение порогового магнитного поля не значительно при обеих полярностях. Увеличении разности потенциалов до 1 В приводит к возрастанию порога переключения с ~ 200 мТ до почти 300 мТ. Однако последующее возрастание напряжения приводит к резкому уменьшению порога переключения и при 1,5 В образец перестает переключаться, оставаясь в

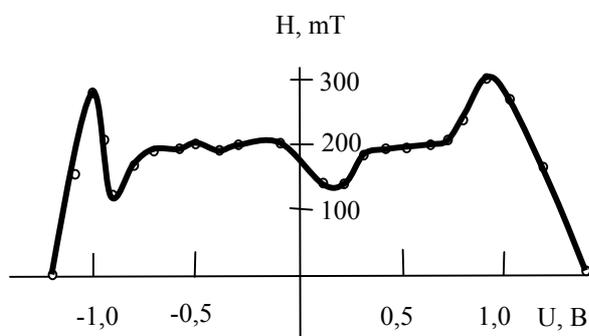


Рис.5 Зависимость величины порогового магнитного поля переключения H от величины разности потенциалов U , приложенной к экспериментальной структуре

высокопроводящем состоянии.

Такое поведение зависимости на Рис. 5 говорит прежде всего о том, что явление само по себе носит инжекционный характер. Приложенное к образцу поле понижает потенциальный барьер, при этом уменьшается величина порогового магнитного поля переключения. И при определенной величине деформации исходного потенциального барьера внешнее магнитное поле не влияет на протекание тока, так как образец фактически переходит в высокопроводящее состояние по электрическому полю.

Кроме того, результаты, представленные на рис. 5 свидетельствуют о возможности влияния на величину магнитного поля, при котором происходит изменение проводимости в системе Ni-полимер-Cu, путем изменения величины разности потенциалов на сэндвич-структуре.

Данная работа была выполнена при поддержке Федерального агентства по науке и инновациям Федеральной целевой программы "Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-

технологического комплекса России на 2007-2012 годы по лоту 1 (2007-7-5.2-00-01) мероприятия 5.2 "Развитие сети центров коллективного пользования научным оборудованием", а также частично грантами программы фундаментальных исследований ОФН-5, проект 1.15. и программы президиума РАН П-8.

- [1] Holtzberg F., Mayadas A.F., Thompson W.A., Molnar S., US Patent №3972035, (1976).
- [2] Игнатенко С.А., Данилюк А.Л., Борисенко В.Е., ЖТФ, **75**, 6, 8 (2005).
- [3] Игнатенко С.А., Борисенко В.Е., ФТП, **39**, 9, 1083 (2005).
- [4] Лачинов А.Н., Воробьева Н.В., УФН, **176**, 12., 1249 (2006).
- [5] Gatner K., Lachinov A.N., Matlak M., Slebarski A. and Zagurenko T.G., arXiv cond-mat/0503432 **1** (2005).
- [6] Dediu V., Murgia M., Maticotta F.C., Taliani C., Barbanera S., Solid State Comm., **22** 181 (2002).
- [7] Berashevich Yu. A., Danilyuk A. L., Kholod A. N., Borisenko V. E. Semiconductors, **35** (1) 112 (2001).
- [8] Борухович А.С., УФН, **7**, 653 (1999).
- [9] Xiong Z. H., Di Wu, Vally Vardeny Z., Jing Shi, Nature, **427** 821 (2004).
- [10] Лачинов А.Н., Воробьева Н.В., Лачинов А.А., Письма в ЖЭТФ, **84**, 11, 720 (2006).
- [11] Воробьева Н.В., Лачинов А.Н., Логинов Б.А., Поверхность, **5**, 22 (2006).
- [12] Lachinov A.N., Vorobieva N.V., Lachinov A.A., Mol. Cryst. Liq. Cryst., **467**, 135 (2007).
- [13] Майссел Л., Глэнг Р., Технология тонких пленок, Советское радио, М., (1977), 664 с.
- [14] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Эпштейн Э.М., в сб. Новые магнитные материалы микроэлектроники: Сб. трудов XX международной школы-семинара 12-16 июня 2006 г., г. Москва, Изд-во физ. фак. МГУ, М., (2006) С. 871.

Исследование фазовых переходов в моделях наноразмерных магнитных сверхрешеток

А.К. Муртазаев¹, К.Ш. Хизриев¹, В.М. Уздин²

¹Институт физики Дагестанского НЦ РАН, ул.М.Ярагского, 94, Махачкала, Россия

²МЦ ДПО СПбГУ, 14 линия В.О., 29, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: m_akai@iwt.ru

На сегодняшний день имеется целый ряд различных экспериментальных и теоретических исследований магнитных сверхрешеток [1-11]. В этих работах, главным образом, освещаются вопросы связанные с получением сверхрешеток, исследованием их структуры и некоторых магнитных свойств. Во многих этих работах отмечено, что сверхрешетки являются идеальными объектами для исследования перехода от трехмерного к двумерному магнетизму.

На таких системах часто проводят экспериментальные исследования аспектов связанных с размерностью магнитных фазовых переходов. Сверхрешетки состоят из ультратонких магнитных слоев с внутрислойным взаимодействием J_{\parallel} в пределах слоев, разделенных немагнитными пространственными слоями. Смежные магнитные слои взаимодействуют друг с другом посредством межслойного взаимодействия $J_{\perp} \ll J_{\parallel}$ через немагнитные слои. Фактически все слоистые системы квазидвухмерные, т.к. межслойное взаимодействие существует практически всегда. Тем не менее, при достаточно малом значении параметра J_{\perp} можно ожидать чисто двумерное поведение. Переход к трехмерному поведению происходит при конечной температуре, если внутрислойные корреляции достаточно хорошо развиты. В частности, сверхрешетки Fe/V являются примерами металлических гетероструктур с превосходной структурной связностью и магнитной однородностью.

В работе [8] рассмотрен вопрос о возможности наблюдения поведения описываемого XY-моделью в металлических ферромагнитных сверхрешетках. В ней проведено исследование магнитного порядка как функции межслойного взаимодействия для сверхрешетки $\text{Fe}_3/(\text{VH}_x)_{13}$. Межслойным взаимодействием J_{\perp} можно управлять, меняя концентрацию водорода в слоях ванадия $x = \text{H}/\text{V}$. Этот вид сверхрешетки имеет изотропную плоскостную намагниченность, и, следовательно, должен проявлять свойства описываемые XY-моделью. Магнитное упорядочение изучается используя магнитооптический эффект Керра. Восприимчивость образца, не содержащего водорода, более чем на один порядок меньше, чем та же величина при наличии водорода. Это присуще для антиферромагнитного упорядочения сверхрешетки $\text{Fe}_3/\text{V}_{13}$. При низком

давлении водорода $\sim 0,2$ мбар наблюдается рост максимума восприимчивости и его смещение к более низким температурам.

Смещение максимума восприимчивости в сторону более низких температур в случае наличия водорода, объясняется ослаблением межслойного обменного взаимодействия. Принимая во внимание, что при отсутствии водорода максимум восприимчивости обусловлен переходом из парамагнитной фазы к антиферромагнитной фазе с дальним порядком, авторы работы [8] делают вывод, что переходы в водородосодержащих образцах – это переходы к состоянию с ближним магнитным порядком. Тот факт, что остаточная намагниченность наблюдается и при более высоких давлениях водорода, подтверждает и изменение знака межслойного обменного взаимодействия, ведущего к ферромагнитному порядку ниже некоторой температуры, и об этом также говорится во многих работах.

Эти и другие, имеющие в литературе, результаты указывают, что сверхрешетки являются идеальным объектом для исследования низкоразмерного магнетизма и могут обладать уникальными свойствами. Особый интерес представляют сверхрешетки, в которых направление намагниченности соседних магнитных слоев антипараллельно. Именно в таких системах наблюдается эффект гигантского магнетосопротивления. В сверхрешетках Fe/V антиферромагнитное межслойное взаимодействие имеет место при толщинах прослойки ванадия 13-14 монослоев и железа 2-3 монослоя. Для таких сверхрешеток удается подобрать диапазон давлений водорода, при котором межслойное обменное взаимодействие меняется от антиферромагнитного к ферромагнитному, проходя через ноль.

Однако экспериментальное изучение сверхрешеток, тем более изучение критических свойств, сталкивается с серьезными трудностями. Одним из инструментов для исследования таких сверхрешеток является метод Монте-Карло. Этот метод достаточно хорошо себя зарекомендовал при исследовании различных модельных систем. Метод Монте-Карло весьма эффективен при исследовании систем наноразмеров, какими являются сверхрешетки [9-11].

Нами для исследования фазового перехода, магнитных и тепловых свойств наноразмерных

магнитных сверхрешеток предложена модель сверхрешетки $Fe_2/V_n/Fe_3$, в которой чередуются два и три магнитных слоя железа через немагнитные слои ванадия (рис.1). Обменные взаимодействия между ближайшими соседями в слоях Fe_2 , и Fe_3 носят ферромагнитный характер, и определяется внутрислойным параметром обмена J_{\parallel} . Имеется также

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{\parallel} (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) - \frac{1}{2} \sum_{i,k} J_{\perp} (S_i^x S_k^x + S_i^y S_k^y) - m_0 H_0 \sum_i S_i^x, \quad (1)$$

где первая сумма учитывает обменное взаимодействие каждого магнитного атома с ближайшими соседями внутри слоя, а вторая – с атомами соседних слоев через немагнитную прослойку, третья сумма – взаимодействие с внешним магнитным полем H_0 ; $S_j^{x,y}$ – проекции спина локализованного на узле j . Присутствие внешнего магнитного поля является следующим шагом в усложнении модели ранее исследованной в работах [9-11].

Рассматривается ОЦК-решетка (рис.1). Поэтому отметим, что в сверхрешетках Fe/V с толщиной в два монослоя железа («двойной» слой, Fe_2) каждый атом железа имеет 4 таких же атома среди ближайших соседей. А в слоях Fe_3 («тройной» слой) имеются атомы, у которых есть полный набор ближайших соседей (8 магнитных атомов). Таким набором обладают все атомы из среднего монослоя Fe_3 . На рисунке они выделены темными кружочками. А это означает, что атомы из монослоя с полным набором ближайших соседей не вносят вклад во вторую сумму в гамильтониане, т.е. для них $J_{\perp} = 0$. В свою очередь, атомы из остальных монослоев Fe участвуют в формировании всех сумм в гамильтониане. Другими словами в системе имеются атомы, находящиеся в разных энергетических состояниях и можно различить граничные и внутренние монослои Fe .

Расчеты проводилось на основе

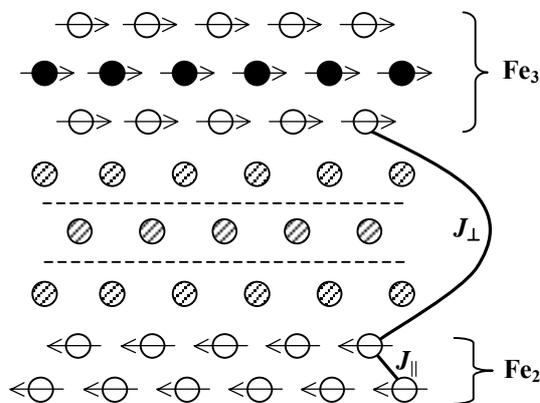


Рис.1. Схематическое изображение расположения монослоев в сверхрешетке $Fe_2/V_n/Fe_3$.

взаимодействие J_{\perp} между атомами из слоев Fe_2 и Fe_3 через слои ванадия (межслойное взаимодействие). Его величина и знак может изменяться в зависимости от толщины немагнитной прослойки.

Гамильтониан модели может быть представлен в виде

однокластерного алгоритма метода Монте-Карло для систем с периодическими граничными условиями и линейными размерами $LxLxL$, где $L = 10 \div 40$ – число магнитных монослоев Fe . При этом для каждой системы отсекался неравновесный участок марковской цепи длиной до 2×10^5 МКшагов/спин, затем совершалось до 1.2×10^6 МКшагов/спин, и проводилось усреднение термодинамических параметров. Поскольку слои Fe_2 и Fe_3 находятся при разных условиях и, вообще говоря, при некотором значении величины межслойного взаимодействия J_{\perp} эти слои могут быть изолированными друг от друга, то возможно, что каждый слой может испытывать фазовый переход при своей температуре. При наличии внешнего магнитного поля наиболее интересны эксперименты при $J_{\perp} < 0$. При отрицательных значениях J_{\perp} в первом приближении нашу модель можно рассматривать как модель ферромагнетика, поскольку имеются две неравнозначные подрешетки. В связи с этим нами велось наблюдение за следующими магнитными параметрами:

1. Намагниченность всей системы, приходящая на один атом

$$M = \frac{1}{N} \left\langle \sum_{i=1}^N S_i \right\rangle. \quad (2)$$

2. Намагниченность Fe_2 слоя

$$M_2 = \frac{1}{N_2} \sum_j \left\langle \sum_{i=1}^{L_2} S_i \right\rangle_j. \quad (3)$$

3. Намагниченность Fe_3 слоя

$$M_3 = \frac{1}{N_3} \sum_j \left\langle \sum_{i=1}^{L_3} S_i \right\rangle_j. \quad (4)$$

В формулах (3) и (4) сначала проводится усреднение намагниченности соответственно «двойного» или «тройного» слоя, а потом среднее по всем таким слоям, N_2 и N_3 – число магнитных атомов в слоях Fe_2 и Fe_3 , L_2 и L_3 – число спинов в одном «двойном» или «тройном» слое, S_i – спин из соответствующего «двойного» или «тройного» слоя.

На рис. 2 представлено температурное поведение намагниченности сверхрешетки $Fe_2/V_n/Fe_3$ в зависимости от величины внешнего магнитного поля. Как видно из этого рисунка, когда температура стремится к нулю,

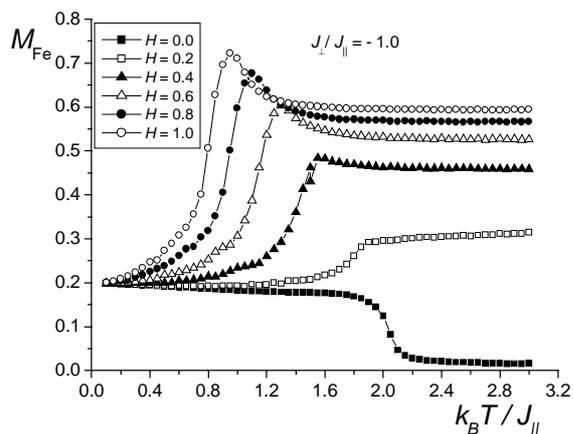


Рис.2. Температурные зависимости намагниченности сверхрешетки $\text{Fe}_2/\text{V}_n/\text{Fe}_3$ при различных значениях магнитного поля.

намагниченность всей системы при любой величине внешнего магнитного поля стремится к значению 0.2, что соответствует значению $|M_3 - M_2| = 0.2$ в основном состоянии при отрицательных значениях обмена J_{\perp} . В нулевом поле поведение намагниченности характерно для обычного параметра порядка ферромагнетика с резким уменьшением намагниченности вблизи точки фазового перехода. С ростом величины внешнего магнитного поля появляется некоторый максимум, после которого значение намагниченности выходит на горизонтальный участок и практически не изменяется с температурой. Высота этого плато растет с увеличением значения магнитного поля, а максимум смещается в сторону низких температур.

Рис. 3 показывает температурную зависимость намагниченности системы в отсутствие внешнего магнитного поля для различных значений соотношений обменов J_{\perp}/J_{\parallel} . При $T \rightarrow 0$ значение намагниченности для всех значений стремится к значению 0.2. Для $J_{\perp}/J_{\parallel} = -1.0$ поведение намагниченности идентично поведению параметра порядка для ферромагнетика. Это связано с сильной корреляцией двойных и тройных слоев железа. Уменьшение этой связи приводит к тому, что система ведет себя как ферримагнетик. При малых значениях межслойного обмена двойные слои испытывают фазовый переход при низких температурах, чем тройные слои [11]. Этим можно объяснить пик, который появляется в температурном поведении намагниченности всей системы. Аналогичные особенности мы наблюдали и при изучении системы для положительного межслойного обмена [11]. Величина этого пика уменьшается и смещается в сторону низких температур с уменьшением соотношения обменов $|J_{\perp}/J_{\parallel}|$. Однако, начиная со значений $|J_{\perp}/J_{\parallel}| = 0.01$ и меньше, пик появляется снова и растет с приближением величины межслойного обмена к нулю. Это говорит о том, что двойные и тройные слои при

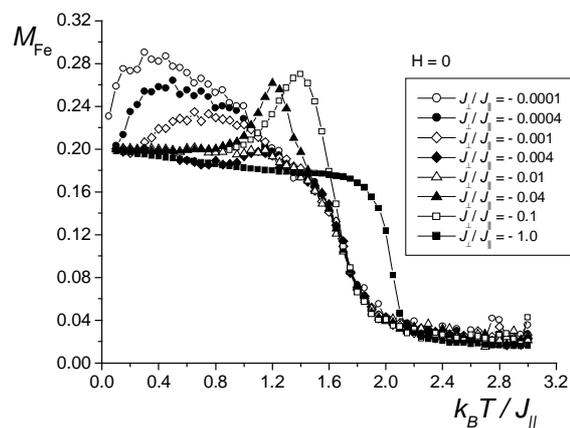


Рис.3. Зависимости намагниченности системы от температуры для сверхрешетки $\text{Fe}_2/\text{V}_n/\text{Fe}_3$ при различных значениях соотношений обменов в отсутствие внешнего магнитного поля.

этих значениях практически не связаны между собой и система ведет себе квазидвумерна.

На следующих двух рисунках приведены зависимости величин намагниченности двойных (рис.4) и тройных (рис.5) слоев от температуры. Как видно из этих рисунков с уменьшением межслойного обмена точки фазовых переходов смещаются в сторону низких температур. При этом для любого соотношения обменов температура фазового перехода для слоев Fe_3 всегда больше, чем для слоев Fe_2 . Это обусловлена присутствием в тройных слоях атомов железа, у которых имеется полный набор ближайших соседей. Из этих же рисунков видно, что при значениях межслойного обмена близких к нулю поведение намагниченностей M_2 и M_3 практически не зависит от величины J_{\perp}/J_{\parallel} , что также свидетельствует о переходе системы в квазидвумерное состояние. Только при очень низких температурах проявляется различие в поведении намагниченностей в зависимости от соотношения межслойного и внутрислойного обменов.

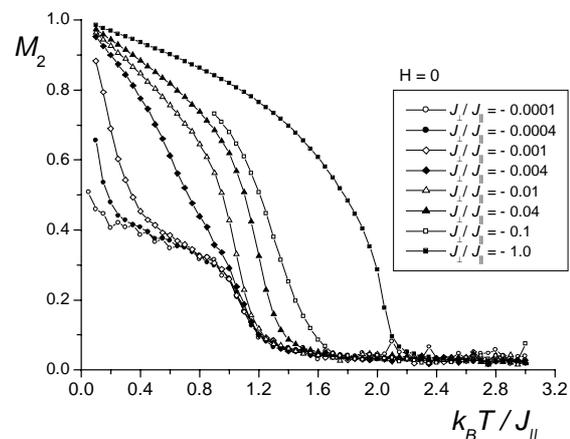


Рис.4. Зависимости намагниченности двойных слоев от температуры для сверхрешетки $\text{Fe}_2/\text{V}_n/\text{Fe}_3$ при различных значениях соотношений обменов в отсутствие внешнего магнитного поля.

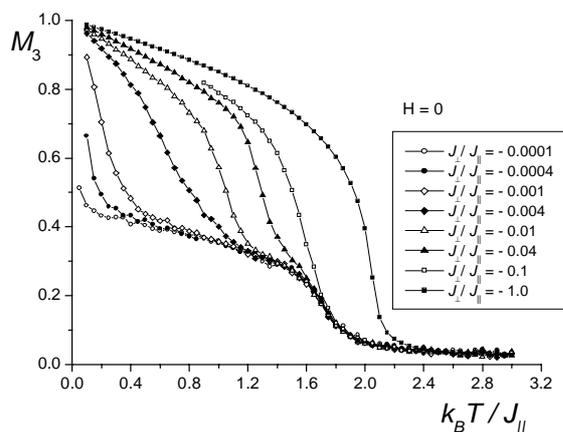


Рис.5. Зависимости намагниченности тройных слоев от температуры для сверхрешетки $\text{Fe}_2/\text{V}_n/\text{Fe}_3$ при различных значениях соотношений обменов в отсутствие внешнего магнитного поля.

Влияние изолированности двойных и тройных слоев обнаруживается не только на поведении намагниченности, но и на температурных зависимостях как теплоемкости, так и восприимчивости. Эти особенности нами наблюдались ранее [11]. При этом на температурном ходе теплоемкости и восприимчивости обнаруживались два максимума, которые соответствовали двум фазовым переходам, происходящим в двойном и тройном слоях при разных температурах.

Таким образом, полученные зависимости намагниченностей модели магнитной сверхрешетки $\text{Fe}_2/\text{V}_n/\text{Fe}_3$ при отрицательных значениях межслойного обмена свидетельствуют о том, что термодинамические свойства двойных и тройных слоев существенно отличаются друг от друга. Все особенности поведения этой

системы обусловлены тем, что фазовые переходы в Fe_2 и Fe_3 слоях происходят при разных температурах и при значениях соотношения межслойного и внутрислойного обменов $|J_{\perp}/J_{\parallel}| < 0.1$ система становится квазидвумерной.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 06-02-96602, 07-02-00194).

- [1] Leiner, V., Westerholt, K., Blixt, A.M., Zabel, H., Hjorvarsson, B., Phys. Rev. Lett., **91**, 37202 (2003).
- [2] Ostanin, S., Uzdin, V.M., Demangeat, C., Phys. Rev. B, **61**, 4870 (2000).
- [3] Scherz, A., Pouloupoulos, P., Nunthel, R., Lindner, J., Wende, H., Wilhelm, F., Baberschke, K., Phys. Rev B, **68**, 140401 (2003).
- [4] Parnaste, M., van Kampen, M., Brucas, R., Hjorvarsson, B., Phys. Rev. B, **71**, 104426 (2005).
- [5] Leiner, V., Westerholt, K., Blixt, A.M., Zabel, H., Hjorvarsson, B., Phys. Rev. Lett., **91**, 37202 (2003).
- [6] Leiner, V., Westerholt, K., Hjorvarsson, B., Zabel, H., J. Phys. D: Appl. Phys., **35**, 2377 (2002).
- [7] Parnaste, M., Marcellini, M., Hjorvarsson, B., J. Phys.: Cond. Matter, **17**, L477 (2005).
- [8] Burkert, T., Svedlindh, P., Andersson, G., Hjorvarsson, B., Phys. Rev. B, **66**, 220402 (2002).
- [9] Khizriev, K.Sh., Murtazaev, A.K., Uzdin, V.M., Journal of Magnetism and Magnetic Materials, **300**, e546 (2006).
- [10] Мургазаев, А.К., Хизриев, К.Ш., Уздин, В.М., Известия Академии Наук. Серия физическая, **70**, 602 (2006).
- [11] Мургазаев, А.К., Хизриев, К.Ш., Уздин, В.М., Известия Академии Наук. Серия физическая, **72**, 169 (2008).

Излучательные свойства квантовых ям GaAs/InGaAs с GaAs барьером, δ -легированным атомами Mn

О.В. Вихрова¹, Ю.А. Данилов¹, П.Б. Дёмина¹, М.В. Дорохин¹, С.В. Зайцев²,
Б.Н. Звонков¹, В.Д. Кулаковский², М.М. Прокофьева¹, Д.В. Хомицкий³,
А.Е. Шолина¹

¹НИФТИ ННГУ, Нижний Новгород, Россия

²Институт физики твёрдого тела РАН, Черноголовка, Россия

³Физический факультет ННГУ, Нижний Новгород, Россия

Дельта-легирование широко применяется для модификации электрических и оптических свойств полупроводниковых структур [1,2]. Так, например, известно, что введение акцепторного δ -слоя в обеднённую область позволяет существенно повысить эффективность электролюминесценции диодов Шоттки Au/n-GaAs за счёт увеличения тока неосновных носителей [2]. Известно также, что введение акцепторного δ -слоя способствует изменению спиновой поляризации дырок в структурах с двумерным дырочным газом, образованным на границе раздела GaAs/p⁺-AlGaAs [3]. Проведённые в работах [2,3] исследования открывают возможность изготовления светоизлучающих структур, модифицированных с помощью δ -слоя легирования, что позволит совместить акцепторные свойства Mn примеси (для обеспечения эффективной инжекции дырок) и ферромагнитные свойства δ -слоя (для управления спиновой поляризацией дырок). В настоящей работе исследуются некоторые особенности управления спиновой поляризацией носителей заряда и степенью циркулярной поляризации люминесценции структур с InGaAs/GaAs квантовой ямой (КЯ) путем введения δ -легированного слоя в область пространственного заряда барьера Шоттки.

Структуры выращивались на подложках n⁺-GaAs (100) комбинированным методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении и лазерного распыления твердотельных GaAs и Mn мишеней. После выращивания методом МОСГЭ КЯ In_xGa_{1-x}As и тонкого спейсерного слоя (при температуре 650°C) в том же реакторе осуществлялось δ -легирование марганцем методом лазерного распыления Mn при температуре подложки 400°C. Покровный слой GaAs выращивался посредством лазерного распыления мишени нелегированного GaAs при той же температуре. Понижение температуры процесса до 400°C позволяет минимизировать диффузию атомов Mn в активную область. Толщина КЯ составляла 10 нм, содержание In – $x = 0.1$ и $x = 0.2$. Варьируемыми параметрами являлись: а) толщина спейсерного слоя между δ -слоем и квантовой ямой; б) содержание Mn в δ -слое. Содержание Mn варьировалось путём изменения времени распыления Mn мишени и

измерялось в долях монослоя (МС) Mn в GaAs. После выращивания на поверхность структур методом термического испарения металла в вакууме наносился Au контакт Шоттки. Диаметр контакта составлял 500 мкм. Был также изготовлен эталонный образец с КЯ с аналогичными параметрами, но не содержащий δ -слоя легирования. Оптические исследования проводились методами спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ), электролюминесценции (ЭЛ), а также циркулярной поляризации люминесценции, которая возникает при рекомбинации с участием спин-поляризованных носителей. Электролюминесценция измерялась при прямом смещении диода Шоттки (на Au контакт подавался положительный по отношению к базе потенциал).

Фотолюминесценция регистрировалась при возбуждении образца He-Ne лазером, с мощностью 0.4 мВт. Для измерений циркулярной поляризации образцы помещались в магнитное поле величины до 10 Тл, направленное перпендикулярно поверхности структур. Степень циркулярной поляризации люминесценции, отражающая уровень спиновой поляризации носителей, определялась из соотношения

$$P_{ЭЛ} = (I_+ - I_-)/(I_+ + I_-),$$

где $I_{\pm}(I)$ – интенсивности компонент с правой (левой) поляризацией, полученные путём интегрирования полосы соответствующей части спектра излучения. Измерения ЭЛ проводились при температурах 77 К и 1.5 К, циркулярная поляризация ЭЛ и ФЛ измерялась при температуре 1.5 К.

На рис.1 показаны спектры ЭЛ диодов Шоттки на основе структуры с δ -слоем легирования (кривая 1) и без δ -слоя легирования (кривая 2). Видно, что введение δ -слоя в область пространственного заряда приводит к повышению интенсивности ЭЛ, что характерно для всех типов барьеров Шоттки к n-GaAs, δ -легированному акцепторной примесью [2]. В [2] указанная особенность объяснялась повышением уровня инжекции неосновных носителей в диодах Шоттки за счёт введения δ -слоя.

Из измерений интенсивности ЭЛ для структур с разным содержанием Mn следует, что максимум интенсивности наблюдается для

образца с содержанием Mn ~ 0.15 МС (рис.2). Увеличение содержания Mn выше 0.15 МС приводит к монотонному снижению интенсивности ЭЛ. При увеличении концентрации Mn выше 1 МС интенсивность ЭЛ по порядку величины сравнивается с интенсивностью, полученной для структуры без $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ легирования. Подобное поведение,

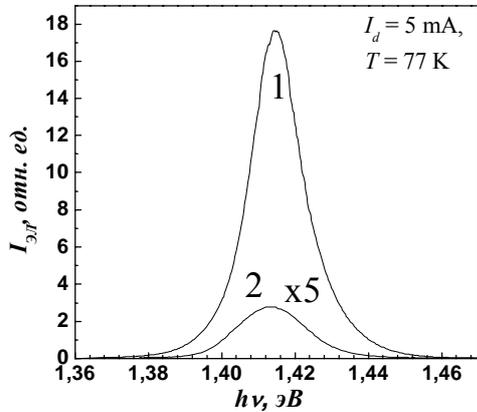


Рис.1. Спектры ЭЛ диодов Шоттки на основе гетероструктур с КЯ. Кривая 1 соответствует структуре, содержащей $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -слой; кривая 2 - контрольной структуре, не содержащей δ -слоя.

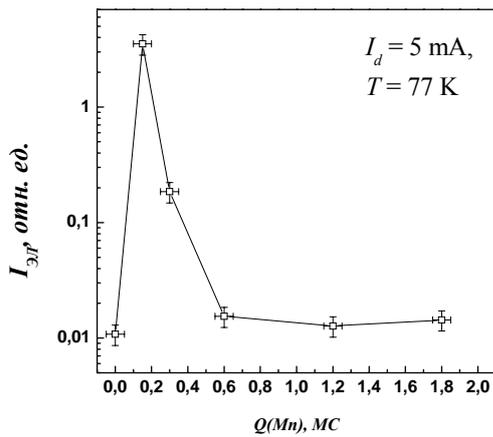


Рис.2. Зависимость интегральной интенсивности ЭЛ от содержания Mn в δ -слое. очевидно, обусловлено увеличением вероятности безызлучательной рекомбинации носителей при увеличении содержания атомов Mn в дельта-слое. Указанный процесс может полностью компенсировать увеличение инжекции неосновных носителей, обеспечиваемой введением δ -слоя.

При введении диодов в магнитное поле люминесцентное излучение становится поляризованным циркулярно, при этом степень поляризации зависит от параметров диода.

На рис.3 приведены зависимости $P_{ЭЛ}(B)$ для структур с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированным слоем и с одинаковыми параметрами КЯ ($d_{QW} = 10$ нм, $x = 0.1$) при варьировании толщины спейсерного слоя. Степень циркулярной поляризации достигает максимального значения для структуры с толщиной спейсера 5 нм. Следует

отметить, что для всех исследованных структур, содержащих $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированный слой, значение степени циркулярной поляризации

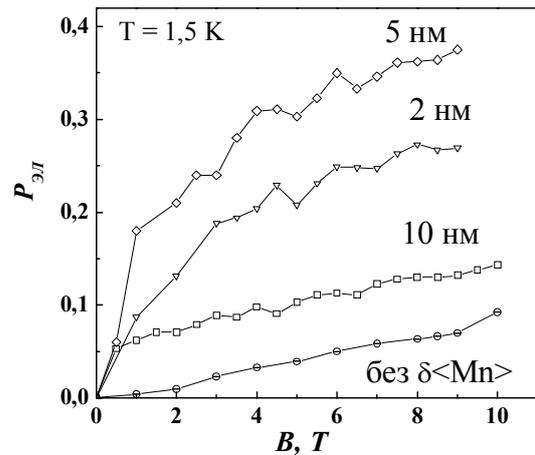


Рис.3. Зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ от магнитного поля для структур с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированным слоем и с разной толщиной спейсерного слоя.

превышает величину $P_{ЭЛ}$ для контрольных структур без $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легирования.

В случае сравнительно толстого спейсерного слоя значение $P_{ЭЛ}$ снижается до ~ 0.14 при $B = 10$ Тл, что всё же несколько выше, чем в случае контрольного образца без δ -легирования (0.10).

Для проверки механизма возникновения циркулярной поляризации ЭЛ были проведены дополнительные исследования фотолюминесценции. Аналогично случаю ЭЛ, фотолюминесцентное излучение также поляризовано циркулярно в магнитном поле. На рис.4 представлены зависимости степени циркулярной поляризации для ЭЛ и ФЛ образца с КЯ ($x = 0.1$) и с толщиной спейсерного слоя 5 нм.

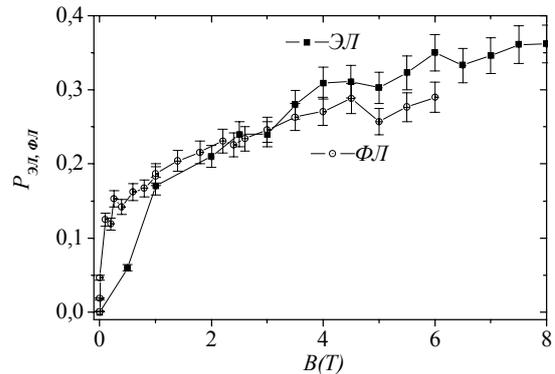


Рис.4. Зависимости степени циркулярной поляризации ЭЛ и ФЛ от магнитного поля для структур с $\delta\langle\text{Mn}\rangle$ -легированным слоем.

Качественно вид зависимостей $P_{ФЛ}(B)$ и $P_{ЭЛ}(B)$, показанных на рис.4 несколько отличается, что, по-видимому, может быть обусловлено отличием механизмов возбуждения люминесценции, а также отличием в изгибах зон

приповерхностной области для структур с барьерным контактом Шоттки и без него. Важно отметить, что значения степени циркулярной поляризации для ЭЛ и ФЛ в высоких полях отличаются незначительно.

Таким образом, вышеприведенные результаты демонстрируют определяющую роль δ -Mn-легированного слоя в поляризации излучения структуры в магнитном поле. На величину $P_{ЭЛ}$ существенное влияние оказывает также толщина спейсерного слоя.

Перейдем к обсуждению результатов исследования циркулярной поляризации излучения структур с КЯ и δ -Mn-легированным слоем. Циркулярная поляризация ЭЛ определяется степенью заполнения расщепленных дырочных состояний со спином $3/2$ и $-3/2$, поскольку самый низкий энергетический уровень электронов вблизи $k = 0$, отвечающий оптическим переходам, в исследуемой системе полностью заполнен в силу достаточно высокого уровня легирования (донорной примесью Si) GaAs барьеров.

Поток дырок, инжектированных в структуры из Au/GaAs барьера Шоттки, очевидно, является неполяризованным. Вероятность поляризации носителей при пролёте через δ -Mn-легированный слой невелика в силу небольшой его толщины (≤ 2 нм). Поэтому следует предположить, что дырки поляризуются непосредственно в квантовой яме. Данное предположение подтверждается сравнительно высоким значением степени циркулярной поляризации фотолюминесценции. Механизмы введения неравновесных дырок в КЯ для ФЛ и ЭЛ отличаются. Если в случае ЭЛ все инжектируемые дырки пролетают через δ -слой, то для ФЛ значительная часть дырок возбуждается в буферном слое GaAs (как показывает расчет глубины поглощения) и диффундирует в КЯ, не взаимодействуя с δ -Mn. Примерное совпадение значений степени поляризации для ЭЛ и ФЛ может, таким образом, свидетельствовать в пользу предлагаемого механизма поляризации дырок непосредственно в КЯ.

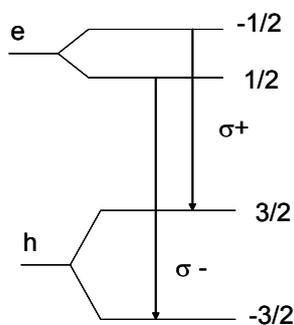


Рис.5. Схема излучательных переходов в квантовой яме InGaAs/GaAs в магнитном поле.

Спиновая поляризация может определяться взаимодействием дырок в КЯ с ионами Mn. Наиболее распространенной моделью

взаимодействия дырок с ионами Mn в GaAs структурах является p-d-обменное взаимодействие [4]. Указанное взаимодействие в КЯ, помещенной в магнитное поле, приводит к дополнительному увеличению расщепления уровней. Это влияние на расщепление уровней ($\Delta E \cong g\mu_B B$) может быть эквивалентно увеличению эффективного g-фактора дырок за счёт обменного взаимодействия в системе δ -Mn-легированный слой – дырки в КЯ. Дополнительное расщепление обуславливает повышение концентрации носителей с основным спином ($3/2$) в КЯ и, таким образом, увеличение интенсивности соответствующей компоненты циркулярной поляризации.

С увеличением расстояния между δ -Mn-легированным слоем и КЯ уменьшается эффективность обменного взаимодействия и, таким образом, расщепление уровней. Снижение степени циркулярной поляризации при сближении КЯ и δ -слоя может быть обусловлено влиянием флуктуационного потенциала ионов Mn на зонную структуру КЯ [5]. Это объясняет немонокотонную зависимость степени поляризации от толщины спейсерного слоя (рис.3).

Таким образом, нами была экспериментально показано существенное повышение эффективности электролюминесценции диодов Шоттки Au/GaAs за счёт введения в приповерхностную область полупроводника δ -Mn-легированного слоя. Магнитные свойства δ -Mn [3] обуславливают сравнительно высокое значение спиновой поляризации дырок в КЯ и, соответственно, циркулярной поляризации ЭЛ (до 0.4) по сравнению с контрольными структурами без δ -Mn-легирования. Сопоставление степени поляризации для фото- и электролюминесценции свидетельствует о преобладающем влиянии обменного взаимодействия между ионами Mn и дырками, находящимися в КЯ, на их спиновую поляризацию.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (07-02-01153, 08-02-00548), совместной программы CRDF US и Министерства образования РФ (RUX0-001-NN-06/BP1M01).

- [1] В.И.Шашкин, А.В.Мурель, В.М.Данильцев, и др., ФТП, **36**, 537 (2002).
- [2] N.V. Baidus, B.N. Zvonkov, P.B. Mokeeva, et.al., Semicond. Sci. Technol., **19**, S469 (2004).
- [3] A.M. Nazmul, S. Sugahara, M. Tanaka, Phys. Rev. B., **67**, 241308 (2003).
- [4] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, et.al, Science, **287**, 1019 (2000).
- [5] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос, ЖЭТФ, **64**, 2222 (2003).

Структура критического состояния в дискретном сверхпроводнике с различными значениями СКВИД-параметра

С.Л.Гинзбург, А.В.Накин, Н.Е.Савицкая

Петербургский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова РАН
188300, Россия, Гатчина, Орлова роща, ПИЯФ РАН
e-mail ginzburg@thd.pnpi.spb.ru

Характер магнитной динамики в дискретных сверхпроводниках полностью определяется значением основного параметра системы $V \sim \frac{al\lambda_L j_c}{\Phi_0}$ (j_c - плотность критического тока в контактах, l - характерный размер контакта, a - среднее расстояние между контактами, λ_L - лондоновская глубина проникновения) (см., например, [1]). При $V \gg 1$ дискретный сверхпроводник является системой с сильным внутренним пиннингом, каждая ячейка которой может удерживать большое число квантов магнитного потока, в случае $V < 1$ пиннинг осуществляется группами ячеек или, при $V \ll 1$, всей системой в целом. Как нами было показано ранее [2], критическое состояние в одномерном дискретном сверхпроводнике с внутренней пространственной стохастичностью (многоконтактном СКВИДе с разбросом межконтактных расстояний, рисунок 1) является самоорганизованным при $V \gg 1$, то есть оно представляет собой набор метастабильных состояний, переходящих друг в друга посредством лавин, проявляющихся как изменения полного магнитного потока в системе. Функция распределения данных изменений является степенной.

Задачей нашей работы было рассмотреть теоретически и с помощью компьютерного моделирования критическое состояние и внутреннюю структуру лавин в одномерном дискретном сверхпроводнике при различных значениях параметра V : $V=40$ для моделирования ситуации сильного пиннинга, когда каждая ячейка системы может удерживать большое число квантов потока, $V=0,3$; $0,6$ для случая, когда пиннинг осуществляется на группе ячеек и $V=1,2$ для переходной ситуации.

Мы рассматривали случай, когда дискретный сверхпроводник помещен во внешнее магнитное поле H_{ext} , меняющееся следующим образом. После каждого изменения внешнего поля система релаксировала к следующему метастабильному состоянию и во время релаксации внешнее магнитное поле не изменялось.

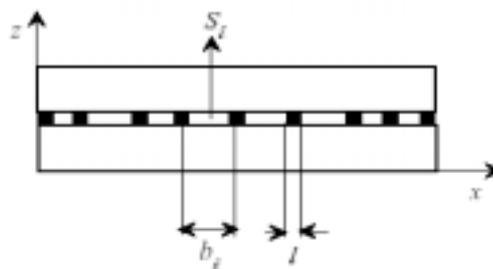


Рисунок 1. Сечение одномерного многоконтактного СКВИДа.

Рассматриваемый многоконтактный СКВИД в этом случае описывается следующей системой уравнений для калибровочно-инвариантной разности фаз на контактах φ_i .

$$V \sin \varphi_i + \tau \frac{d\varphi_i}{dt} = J_{i-1}(\varphi_{i-1} - \varphi_i) - J_i(\varphi_i - \varphi_{i+1});$$

$$V = \frac{16\pi^2 al\lambda_L j_c}{\Phi_0}; \quad J_i = \frac{a}{b_i}$$

$$h_{ext} = \frac{2\lambda_L a}{\Phi_0} H_{ext}; \quad \tau = \frac{8\pi al\lambda_L}{\rho}$$

где j_c — плотность критического тока в контактах, a — характерный размер ячейки, ρ — поверхностное сопротивление контактов. Коэффициенты J , зависящие от расстояний между контактами СКВИДа, характеризуют внутреннюю пространственную стохастичность системы. Если все коэффициенты одинаковы, то система упорядочена.

Заметим сразу, что при всех рассмотренных значениях параметра V и коэффициентов J в СКВИДе наблюдалась необратимая магнитная динамика. Остаточная намагниченность становилась нулевой только при очень малых значениях параметра $V < 0,06$ в упорядоченной системе.

Сначала мы рассмотрели распределение магнитного поля внутри дискретного сверхпроводника в одном из метастабильных состояний, составляющих самоорганизованное критическое

состояние. Результат представлен на рисунке 2. Величина магнитного поля в каждой ячейке после n -ой лавины рассчитывалась следующим образом:

$$h_i^n = \frac{a\Phi_i^n}{b_i\Phi_0},$$

где $\Phi_i^n = \frac{\Phi_0}{2\pi}(\varphi_{i+1}^n - \varphi_i^n)$ — магнитный поток в i -ой ячейке после n -ой лавины.

Из рисунка 2 видно, что при $V=40$, когда каждая ячейка представляет собой центр пиннинга, профиль магнитного поля аналогичен распределению магнитного поля, описываемому моделью критического состояния Ч.Бина [3]. В случае $V=0,3$ центрами пиннинга являются уже не отдельные ячейки, а группы, и профиль представляет собой набор отдельных пиков различной величины. Величина магнитного поля в ячейках меняется при переходе от одного метастабильного состояния в другое, также меняется и полный магнитный поток в системе. Таким образом, лавина, возникающая в дискретном сверхпроводнике, может характеризоваться величиной этих изменений.

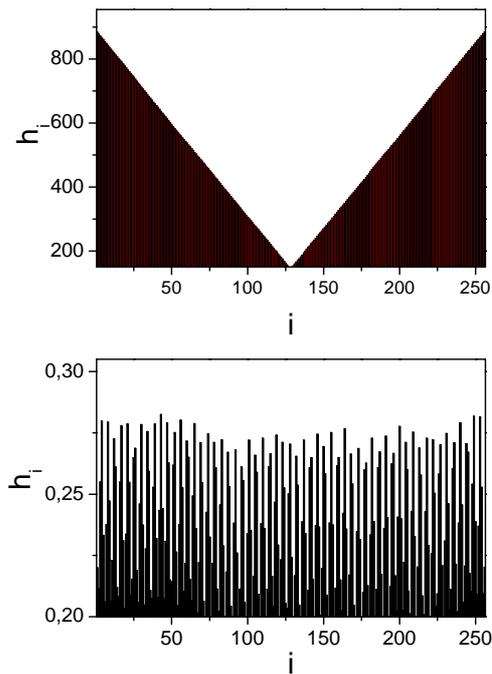


Рисунок 2. Профили магнитного поля внутри СКВИДа для $V=40$ (верхний рисунок) и $V=0,3$ (нижний рисунок).

Далее мы рассмотрели процесс перехода системы из одного метастабильного состояния в другое, то есть непосредственно одну лавину. Мы изучили, как происходит развитие лавины

во времени. Для этого, в каждый момент t_n n -ой лавины мы вычисляли магнитный поток в каждой ячейке $\Phi_i^{(n)}(t_n)$ по формуле

$$\Phi_i(t) = \frac{\Phi_0}{2\pi}(\varphi_{i+1}(t) - \varphi_i(t)),$$

а также разницу в магнитных потоках на данный момент и на момент времени t_{0n} начала n -ой лавины

$$\Delta\Phi_i^{(n)}(t_n) = [\Phi_i^{(n)}(t_n) - \Phi_i^{(n)}(t_{0n})].$$

На рисунке 3 представлен процесс проникновения магнитного потока внутрь СКВИДа во время одной лавины, то есть распределение магнитного потока по образцу, взятые в некоторые фиксированные моменты времени в течение одной лавины. Результаты, представленные на рисунке 3а получены для полностью упорядоченного СКВИДа. Мы видим, что проникновение магнитного потока происходит, начиная с граничных контактов внутрь системы и, спустя некоторое время, достигает ее центра. Магнитное поле проникает в систему в виде вихрей. Каждый такой вихрь несет квант магнитного потока. Аналогичные результаты для разупорядоченной системы представлены на рисунке 3б. В этом случае динамика магнитного потока такая же, как и в случае упорядоченной системы. Однако, из-за внутренней пространственной стохастичности, профиль магнитного потока несколько менее упорядоченный, чем в предыдущем случае. Из данного рисунка хорошо виден физический смысл параметра V . Его можно представить, как соотношение эффективного размера вихря, проникающего в систему, к размеру ячейки и показывает, сколько в среднем ячеек занимает один вихрь. При $V < 1$, например, можно сказать, что квант потока распределяется по нескольким соседним ячейкам. Движение такого вихря может привести к отрицательным значениям $\Delta\Phi$ в некоторых ячейках во время лавины. Следует заметить, что развитие лавины при других значениях параметра V идет по такому же сценарию. Таким образом, несмотря на различие картин распределения поля для больших и малых V , можно сказать, что при всех значениях V изменение магнитного потока может полностью характеризовать лавинообразные процессы в дискретном сверхпроводнике.

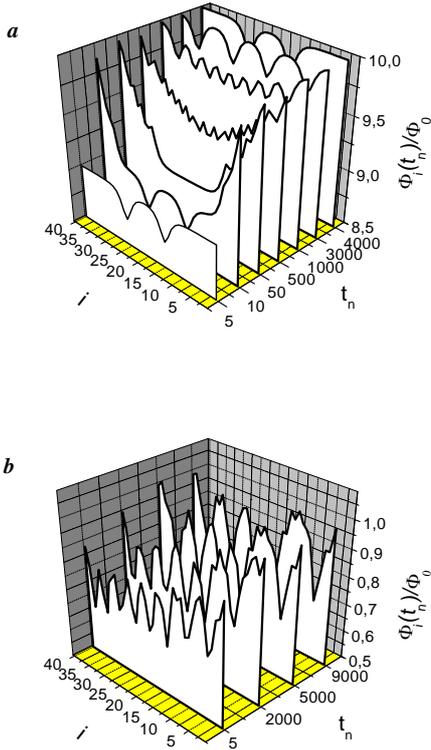


Рисунок 3. Распределение магнитного потока в монгоконтактном СКВИДе в различные моменты времени в течение одной лавины. $V=0,6$. Время измеряется в произвольных единицах. а) упорядоченная система, б) неупорядоченная система.

Далее мы рассмотрели, как происходит изменение полного магнитного потока в системе от лавины к лавине. Данное изменение мы вычисляли по формуле:

$$\Delta\Phi^n = [\Phi^{(n)} - \Phi^{(n-1)}]$$

$$\Phi^n = \sum_{i=1}^{N-1} \Phi_i^n = \frac{\Phi_0}{2\pi} (\varphi_N^n - \varphi_1^n)$$

На рисунках 4а и 4б показано изменение полного магнитного потока в системе при увеличении внешнего магнитного поля для двух значений параметра V . Величины, представленные на рисунках соответствуют тем моментам времени, когда все релаксационные процессы после очередного увеличения внешнего магнитного поля уже закончились, и система перешла в новое метастабильное состояние. На рисунках отчетливо видны изменения магнитного потока, соответствующие лавинам различных размеров. Качественно полученная картина полностью соответствует наблюдаемой на экспериментах [4].

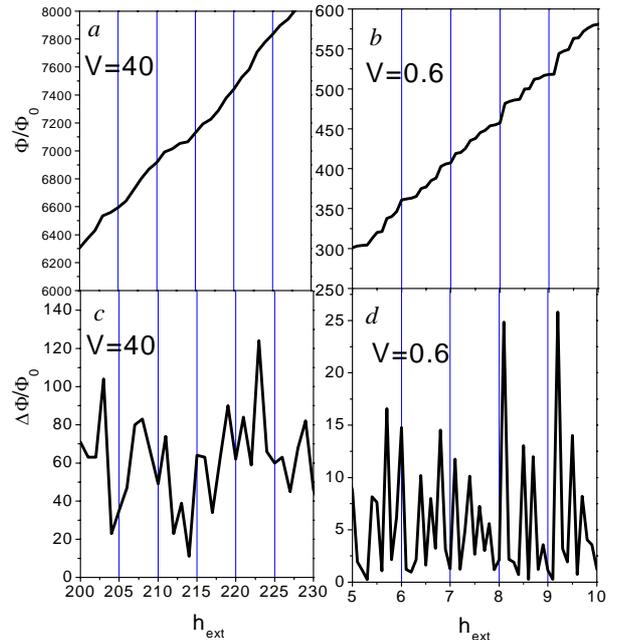


Рисунок 4. а,б) изменение полного магнитного потока в системе в зависимости от внешнего магнитного поля при $V=40$. с,д) те же величины при $V=0.6$

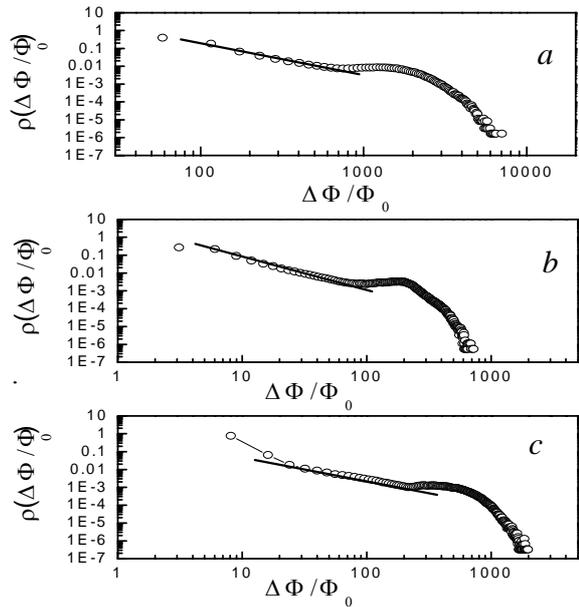


Рисунок 5. Плотности вероятности скачков магнитного потока в СКВИДе размером $N=501$, $\Delta J = 0.5$ для различных значений параметра V : а) $V=40$, наклон фитирующей прямой $\alpha=-1.01$, б) $V=1.2$, $\alpha=-1.26$, с) $V=0.6$, $\alpha=-1.59$.

Далее мы рассмотрели статистику изменений магнитного потока для систем с различными значениями параметра V . На рисунке 5 приведены результаты вычислений плотностей вероятности размеров лавин для $V=40$; $V=1,2$; $V=0,6$. Из рисунка видно, что во всех рассмотренных случаях плотность вероятности имеет степенной участок, что говорит о реализации в системе самоорганизованного критического состояния.

Таким образом, можно заключить, что как для больших, так и для малых и переходных значений параметра V критическое состояние одномерного дискретного сверхпроводника представляет собой набор метастабильных состояний, переходящих друг в друга посредством лавин, структура которых одинакова. Магнитная динамика системы полностью характеризуется изменением магнитного потока в ней, и во всех случаях в системе реализуется самоорганизованное критическое состояние.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-17626), ОФН РАН «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах», ОФН РАН «Макрофизика».

- [1] D.-X.Chen, J.J.Moreno, A.Hernando, Phys.Rev B, 53, (1996) 6579.
- [2] S.L. Ginzburg, A.V.Nakin, N.E.Savitskaya, Physica C, **436/1** (2006) 7-13.
- [3] C.P.Bean, Rev.Mod.Phys., 36, (1964)31.
- [4] C.M. Aegerter, M.S. Welling, R.J.Wijngaarden, Europhys. Lett. **65** (2004) 753--759.

Проводимость контакта между нормальным металлом и сверхпроводником Березинского

Я.В. Фоминов¹

¹ Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН,
просп. Акад. Семёнова 1а, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия
e-mail: fominov@landau.ac.ru

Теоретически исследована проводимость контакта между нормальным металлом и сверхпроводником, имеющим симметрию, предложенную Березинским. Главная особенность этой симметрии – нечётная зависимость аномальной функции Грина от частоты, что делает возможным s-волновое триплетное сверхпроводящее состояние (сверхпроводник Березинского). Андреевское отражение (связывающее положительные и отрицательные энергии) чувствительно к энергетической симметрии; в результате этого проводимость контакта со сверхпроводником Березинского качественно отличается от случая

обычного сверхпроводника.

Полученные результаты могут быть использованы для экспериментальной проверки недавно предложенной возможности реализации сверхпроводимости Березинского в соединении Na_xCoO_2 , а также для обнаружения нечётной по энергии компоненты, предсказанной в системах сверхпроводник-ферромагнетик.

Доклад основан на работе [1].

[1] Fominov, Ya.V., Письма в ЖЭТФ **86**, 842 (2007).

Контактанс баллистического контакта нормальный металл/сверхпроводник в магнитном поле: резонансное Андреевское туннелирование через вихри Абрикосова.

М. А. Силаев

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия.
e-mail: msilaev@ipm.sci-nnov.ru

Транспортные свойства гибридных структур нормальный металл/сверхпроводник (N/S) являются объектом активных исследований, начиная с классической работы [1]. В этой работе было впервые показано, что при энергиях носителей меньше сверхпроводящей щели транспорт заряда в контакте нормальный металл/сверхпроводник осуществляется посредством Андреевского отражения квазичастиц от N/S границы. Андреевское отражение является двухчастичным процессом в результате которого электроны с малыми энергиями падающие из области нормального металла отражаются от N/S границы в виде дырок, летящих в обратную сторону. В соответствии с законом сохранения заряда в сверхпроводящей области формируется Куперовская пара и нормальный ток конвертируется в сверхток. Для идеально прозрачного N/S контакта удвоение заряда при Андреевском отражении приводит к увеличению подщелевого контактанса в два раза по сравнению с контактансом контакта в нормальном состоянии. Рассеяние квазичастиц на потенциальном барьере, разделяющем нормальную и сверхпроводящую области, приводит к сильному подавлению Андреевского отражения. Если прозрачность барьера мала $T \ll 1$, вероятность Андреевского отражения, а следовательно, и контактанс контакта пропорциональны T^2 , что в $1/T$ раз меньше чем в случае нормального контакта.

Данная работа посвящена исследованию контактанса N/S контакта во внешнем магнитном поле. Предполагается, что магнитное поле, параллельное плоскости контакта создает в сверхпроводнике вихри Абрикосова вблизи границы с нормальным металлом (см. рис.1). Нормальная и сверхпроводящая области разделены потенциальным барьером, подавляющим Андреевское отражение и транспорт заряда через N/S границу. В работе показывается, что наличие вихрей приводит к сильному увеличению контактанса контакта благодаря резонансному Андреевскому туннелированию через подщелевые квазичастичные состояния, локализованные на вихрях. Аналогичный эффект имеет место в двухбарьерном резонансно-туннельном диоде. Вероятность туннелирования через двухбарьерную квантовую структуру увеличивается, когда

энергия падающих частиц совпадает с некоторыми резонансными уровнями, соответствующими связанным состояниям в квантовой яме. В этом случае амплитуда отраженной волны подавляется благодаря интерференции волн в квантовой яме. В нашем случае роль квантовой ямы играет кор вихря и связанное квазичастичное состояние состоит из электронной и дырочной волн почти одинаковой амплитуды [2]. Поэтому, когда энергия падающего электрона имеет резонансное значение, вероятность отражения электронной волны подавляется, а вероятность Андреевского отражения увеличивается за счет туннелирования дырок из кора вихря в область нормального металла.

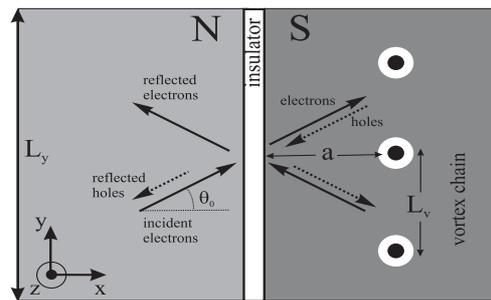


Рис. 1: Геометрия N/S контакта и схематичное изображение траекторий квазичастиц. Ширина контакта L_y , магнитное поле направлено вдоль оси z . Расстояние от вихревой цепочки до N/S границы a , расстояние между вихрями L_v .

Безразмерный контактанс (в единицах $e^2/(\pi\hbar)$), индуцированный одним вихрем при нуле температур выражается следующей формулой:

$$G_v \sim N_r e^{-2a/\xi} T,$$

где a - расстояние от вихря до N/S границы, ξ - длина когерентности, k_F - фермиевский волновой вектор, $N_r \sim k_F \xi$ - число резонансных поперечных мод, эффективно взаимодействующих с квазичастичными состояниями, локализованными в корах вихрей. Фактор $e^{-2a/\xi} T$ определяется вероятностью туннелирования из нормального металла в кор

вихря, через барьер с прозрачностью T и слой сверхпроводника шириной a с прозрачностью $e^{-2a/\xi}$. Полный кондактанс, индуцированный вихревой цепочкой равен сумме вкладов от отдельных вихрей: $G_{vt} = n_v G_v$, где $n_v = L_y/L_v$ - полное число вихрей вблизи плоскости контакта. Наряду с резонансным механизмом Андреевского отражения существует также и нерезонансная схема двухчастичного туннелирования через поверхностный барьер с вероятностью T^2 . Соответствующий кондактанс можно оценить как $G_0 \sim N_0 T^2$, где $N_0 = k_F L_y / \pi$ - это число поперечных мод в контакте. Поэтому, полный кондактанс контакта равен

$$G = \alpha N_0 T^2 + n_v \beta N_r e^{-2a/\xi} T,$$

где $\alpha, \beta \sim 1$. На рис. 2 изображена зависимость отношения удельных проводимостей $\bar{\sigma}_v = G_{vt}/L_y$ и $\sigma_0 = G_0/L_y$ от расстояния a при различных значениях прозрачности N/S границы $T = (Z^2 + 1)^{-1}$, где Z - безразмерный параметр, характеризующий высоту барьера. С уменьшением прозрачности барьера и расстояния a растет вклад резонансного Андреевского отражения в кондактанс. Этот вклад становится определяющим, когда расстояние от вихрей до N/S границы меньше порогового значения $a_c = \xi \ln(L_v/(\xi T))$.

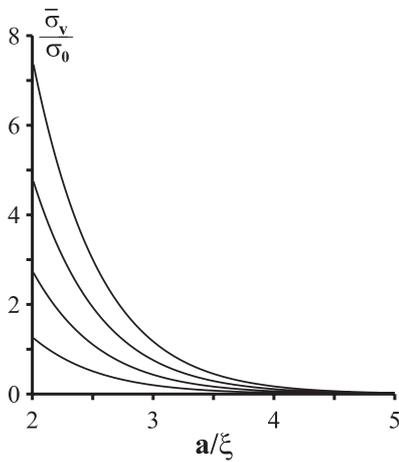


Рис. 2: Зависимость отношения $\bar{\sigma}_v/\sigma_0$ проводимости индуцированной вихрями и проводимости в отсутствие вихрей от расстояния a при $Z = 5, 4, 3, 2$ (от верхней кривой к нижней).

На рис. 3(a,b) в логарифмическом масштабе изображена зависимость проводимости $\bar{\sigma}_v$ и отношения проводимостей $\bar{\sigma}_v/\sigma_0$ от высоты барьера Z при различных значениях расстояния от

вихревой цепочки до N/S границы. При малых значениях Z проводимость растет по закону Z^2 , при больших значениях - падает как Z^{-2} . В то же время, проводимость σ_0 при больших Z ведет себя как Z^4 , поэтому отношение $\bar{\sigma}_v/\sigma_0 \sim Z^2$ является монотонно возрастающей функцией.

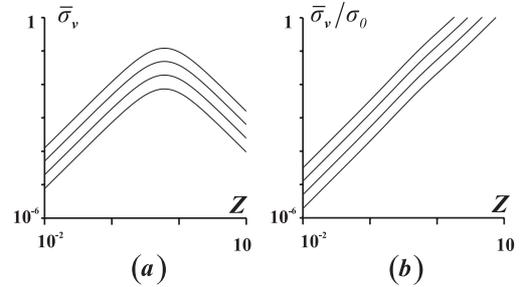


Рис. 3: Зависимость (а) проводимости $\bar{\sigma}_v$ (б) отношения проводимостей $\bar{\sigma}_v/\sigma_0$ от высоты барьера Z при различных значениях расстояния $a = 2; 2.5; 3; 3.5$ (от верхней кривой к нижней).

Для качественной оценки зависимости кондактанса от внешнего магнитного поля B положим $a, L_v \sim \sqrt{\phi_0/B}$, где $\phi_0 = \pi \hbar c / e$ - квант магнитного потока. Тогда, в случае малой прозрачности контакта зависимость кондактанса от поля имеет следующий вид:

$$G_{vt} \sim N_0 \sqrt{\frac{B}{H_{c2}}} e^{-2\sqrt{H_{c2}/B} T}$$

где $H_{c2} \sim \phi_0/\xi^2$ - верхнее критическое поле. Таким образом, при увеличении поля кондактанс увеличивается от значения $N_0 T^2$ в нулевом поле до $N_0 T$ при $B \sim H_{c2}$.

Доклад основан на работе [3].

Автор выражает благодарность А.С. Мельникову за ценные обсуждения и Е. Ежовой за помощь в численных расчетах.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, Программ РАН «Квантовая макрофизика» и «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах», Фонда поддержки отечественной науки и Фонда «Династия».

[1] G.E. Blonder, M. Tinkham and T.M. Klapwijk, Phys. Rev. B **25**, 4515 (1982).

[2] C. Caroli, P.G. de Gennes, J. Matricon, Phys. Lett. **9**, 307 (1964)

[3] M.A. Silaev, Phys. Rev. B, **77**, 014504 (2008)

КОГЕРЕНТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В НАНОПЕРФОРИРОВАННЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЁНКАХ НИТРИДА ТИТАНА

А.Ю. Миронов¹, Т.И. Батурина¹, П.Ю. Гатилов¹, Д.А. Насимов¹,
М.Р. Бакланов², А.В. Латышев¹

¹ Институт физики полупроводников СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

² IMEC, Kapeldreef 75, B-3001 Leuven, Belgium

e-mail: tatbat@isp.nsc.ru

Регулярные многосвязные сверхпроводящие структуры служат великолепными модельными объектами для изучения широкого спектра явлений, обусловленных вихревой динамикой, квантовой природой механизмов переноса заряда и синхронизации фазы параметра порядка. Ярким примером такого рода систем являются сетки джозефсоновских переходов и двумерные решётки переходов сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник (SNS). В подавляющем большинстве работ эти системы изготавливаются с использованием различных материалов для сверхпроводящих, диэлектрических и металлических участков структур. При этом на границе сверхпроводящих и несверхпроводящих областей неизбежно существуют структурные нарушения, образуются переходные окисные или шоттковские обеднённые слои, что приводит к появлению потенциальных барьеров, зачастую плохо контролируемых. В наших структурах все области, по сути, являются одним и тем же материалом, но с варьируемыми сверхпроводящими свойствами. В основе создания таких структур, лежит идея, уже неоднократно использованная авторами и основанная на том, что температура сверхпроводящего перехода уменьшается в субмикронных сужениях, изготовленных в неупорядоченных сверхпроводящих плёнках [1-4]. Исследуемые структуры фактически представляют собой плёнки с периодически расположенными отверстиями. Такие системы являются уникальными объектами с управляемыми параметрами. В зависимости от внешних условий и воздействий (температуры, величины тока и магнитного поля) они демонстрируют свойства, как сеток джозефсоновских переходов, так и двумерных решёток переходов сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник. Исследование квантового транспорта в данных системах позволяет проследить эволюцию от явлений, характерных для сеток джозефсоновских переходов и обусловленных синхронизацией фаз параметра порядка, к явлениям, наблюдаемым в двумерных решётках SNS переходов и обусловленных синхронизацией андреевского отражения. Данные исследования имеют и другой очень важный дополнительный аспект. Известно, что внедрением дефектов в сверхпроводящие плёнки можно существенно изменять макроскопические сверхпроводящие характеристики, в частности, величину критического магнитного поля, критиче-

скую температуру и критический ток. Создание отверстий в сверхпроводящей плёнке, с этой точки зрения, можно рассматривать как искусственное и, главное, точно контролируемое внедрение дефектов.

В данной работе представлены результаты низкотемпературных исследований исходных и наноперфорированных плёнок нитрида титана с рекордно малым периодом $a = 80$ нм (!) (рис.1). Интерес к сверхпроводящим плёнкам именно нитрида титана (TiN) вызван тем, что, как показано в работах [5-8], данный материал по мере роста беспорядка или уменьшения толщины плёнок демонстрирует квантовый фазовый переход сверхпроводник – изолятор. Это делает актуальным исследование квантовых эффектов в проводимости перфорированных плёнок, изготовленных из TiN. В качестве исходных были выбраны плёнки толщиной 5 нм, выращенные по технологии атомарно-слоевого осаждения при температурах 350 С (плёнка **D15f**) и 400 С (плёнка **D04f**) на подложках, представляющих собой слой термического SiO₂ на поверхности кремния (100). На первом этапе методом фотолитографии изготавливались мезаструктуры в виде мостиков шириной 50 мкм, состоящих из трёх областей с расстоянием между потенциометрическими контактами 100 мкм.

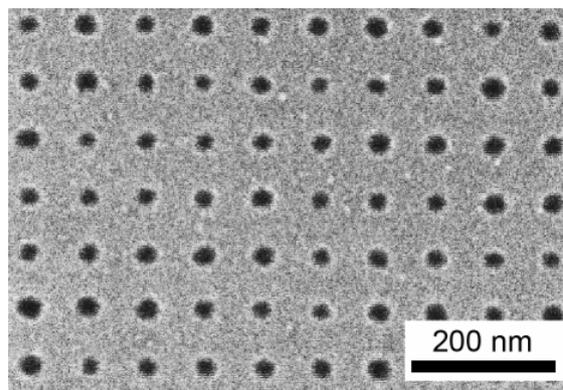


Рис.1 Изображение в сканирующем электронном микроскопе фрагмента плёнки TiN (толщина 5 нм) с периодически расположенными отверстиями (период – 80 нм, диаметр отверстий 20 нм), изготовленными методом электронной литографии с последующим плазмохимическим травлением (тёмный контраст – отверстия).

Далее в одной из областей методом электронной литографии остросфокусированным пучком с последующим плазмохимическим травлением создавались периодически расположенные отверстия. Для изготовления массивов отверстий с периодом 80 нм на относительно больших площадях была разработана специальная технология формирования массивов однородных элементов с высокой скоростью (порядка 500000 элементов в секунду). Низкотемпературные исследования проводились в криостате растворения и состояли в измерении температурных и магнитопольных зависимостей сопротивления, а также вольтамперных характеристик. Транспортные измерения проводились по стандартной четырёхточечной схеме на переменном токе низкой частоты методом синхронного детектирования. Магнитное поле прикладывалось перпендикулярно плоскости плёнки.

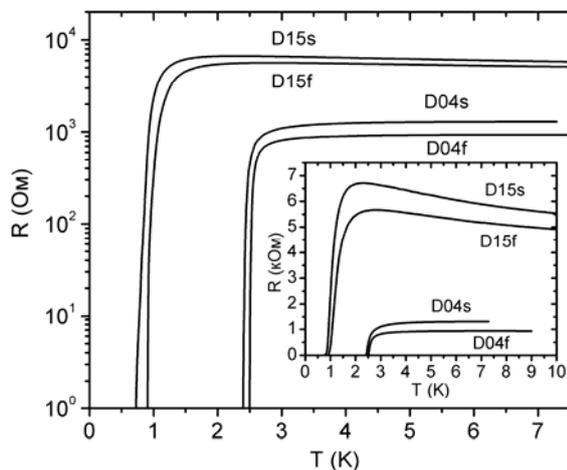


Рис.2 Температурные зависимости сопротивления на квадрат (в логарифмическом масштабе) перфорированных (**D15s** и **D04s**) и исходных плёнок (**D15f** и **D04f**). Врезка: те же данные, но в линейном масштабе по сопротивлению.

На рисунке 2 приведены температурные зависимости сопротивления на квадрат исходных и перфорированных плёнок в нулевом магнитном поле. Заметим, что, хотя исходные плёнки имеют одну и ту же толщину, их сопротивление отличается примерно в 5 раз и составляет при $T = 10$ K 4.9 кОм и 930 Ом соответственно для **D15f** и **D04f**. Тот факт, что более высокоомная плёнка **D15f** имеет меньшую критическую температуру сверхпроводящего перехода (T_c), чем низкоомная **D04f** согласуется с теоретическими предсказаниями о подавлении T_c беспорядком [9-10]. Сопротивление в нормальном состоянии у структур превышает сопротивление исходных плёнок: $R(T = 10 \text{ K}) = 5.54$ кОм для **D15s** и $R(T = 10 \text{ K}) = 1.29$ кОм для **D04s**, то есть в 1.13 раза для **D15s** и в 1.39 раза для **D04s**. T_c перфорированных плёнок по сравнению с исходными плёнками понизилась и составляет 0.87 от T_c исходной плёнки для **D15s** и 0.96 для **D04s**. При этом никаких ступенек и изломов, характерных для гибридных сверхпроводящих систем не наблюдается.

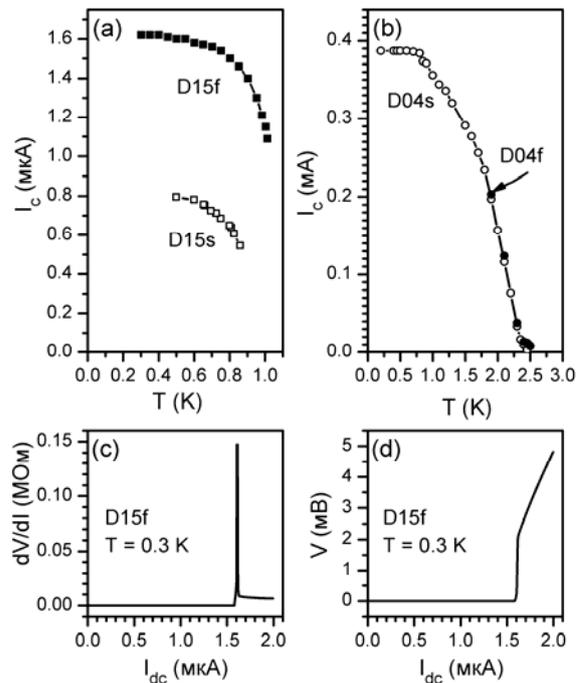


Рис.3 Зависимости критического тока от температуры для образцов **D15s** и **D15f** (a) и для образцов **D04s** и **D04f** (b). Зависимость дифференциального сопротивления плёнки **D15f** (c) и напряжения (d) от тока при $T = 0.3$ K.

В то время как результаты измерения сопротивления в нулевом магнитном поле выявили лишь незначительное увеличение сопротивления и уменьшение T_c у перфорированных плёнок по сравнению с исходными, исследования вольтамперных зависимостей демонстрируют весьма существенное отличие, как между исходными плёнками, так и между соответствующими исходными и перфорированными плёнками. В частности, критический ток (I_c) высокоомной плёнки **D15f** примерно в 250 раз меньше I_c низкоомной плёнки **D04f** (рис.3). Наличие отверстий в обоих случаях приводит к уменьшению I_c (что естественно, ввиду эффективного уменьшения площади поперечного сечения). Для низкоомной пары I_c уменьшается лишь на 7% (рис.3b), в то же время для высокоомной пары наличие отверстий даёт двукратное уменьшение критического тока (рис.3a). Результаты исследования зависимостей дифференциального сопротивления от протекающего через образец тока $dV/dI(I)$ для структуры **D15f** приведены на рис. 4. При значениях тока больших критического, когда структура находится в резистивном состоянии, на зависимостях $dV/dI(I)$ наблюдаются характерные острые провалы. При этом температурная зависимость значений токов, отвечающих данным провалам, качественно соответствует температурной зависимости сверхпроводящей щели (рис. 4b). Ничего подобного нет на зависимостях $dV/dI(I)$ для исходных плёнок. Ранее аналогичное явление наблюдалось в двумерных решётках SNS переходов [1,11] и был предложен механизм

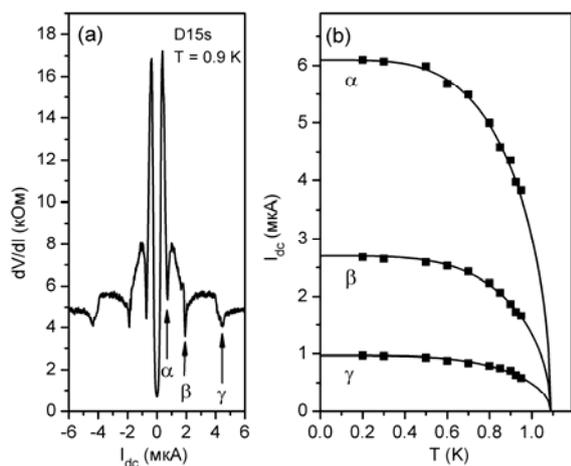


Рис.4 (а) Зависимость дифференциального сопротивления dV/dI от тока при $T = 0.9$ К. Наблюдаются характерные особенности, отмеченные α , β , γ . (б) Символами приведены температурные зависимости положений особенностей в $dV/dI(I)$, сплошными линиями $\text{const} \cdot \Delta(T)$.

формирования щелевой структуры, включающий процессы прямого и перекрёстного андреевского отражения. Недавнее теоретическое рассмотрение свойств SNSNS структуры (то есть, структуры, состоящей из двух SNS переходов) показало, что данный механизм, действительно имеет место быть [12]. Однако остаётся целый ряд открытых вопросов: 1. Каким образом происходит согласование всей решётки? 2. Что представляет собой структура с периодическими отверстиями в резистивном состоянии? 3. Почему не происходит статистического усреднения эффектов, обусловленных андреевским отражением, при увеличении количества элементов в системе, а, напротив, наблюдается их усиление? Заметим, что исследуемая в данной работе система содержит $50 \text{ мкм} \cdot 100 \text{ мкм} / (80 \text{ нм})^2 = 781250$ элементов. При этом щелевые особенности проявляются в виде весьма острых провалов и с существенно большей (на порядки!) амплитудой, чем в ранних исследованиях, где количество элементов не превышало 5000 [1,11].

Обратимся к поведению систем во внешнем магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости плёнок. На рисунке 5 приведены зависимости сопротивления от магнитного поля при $T = 0.2$ К для всех исследуемых образцов. Для низкоомной исходной плёнки **D04f** и перфорированной плёнки **D04s**, исходя из изотермических магнитополевых зависимостей сопротивления, по положению максимума $dR/dB(B)$ была определена температурная зависимость верхнего критического поля $B_{c2}(T)$. Экспериментальные данные показаны символами на рис. 6 вместе со сплошной линией, являющейся подгонкой зависимости $B_{c2}(T)$, рассчитанной в рамках теории БКШ [13-15]. Налицо великолепное согласие теории с экспериментом.

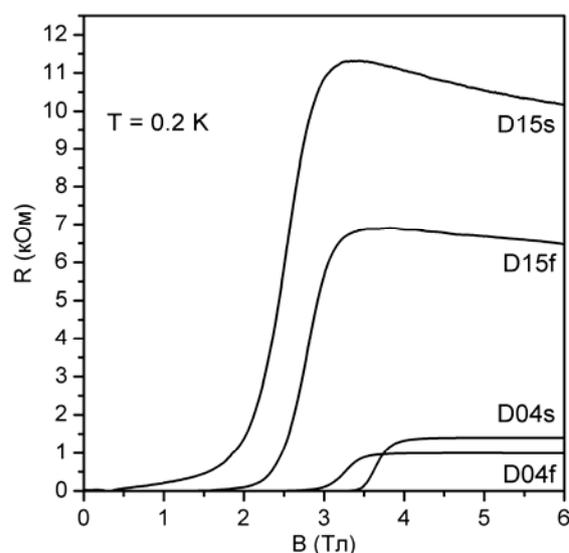


Рис.5 Магнитополевые зависимости сопротивления исследуемых структур (**D15s** и **D04s**) и исходных плёнок (**D15f** и **D04f**) при $T = 0.2$ К.

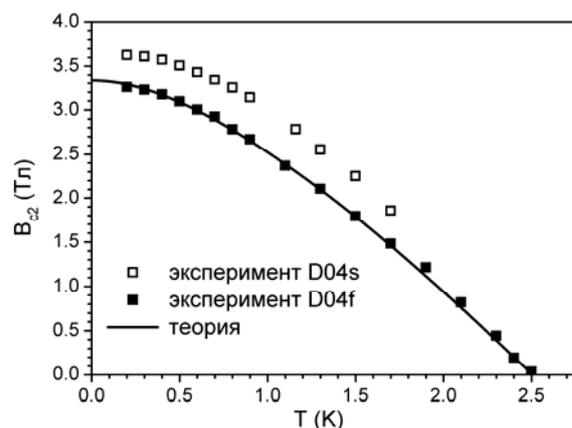


Рис.6 Зависимость верхнего критического поля от температуры для исходной **D04f** и перфорированной **D04s** плёнок: символами приведены экспериментальные значения, определённые по максимальному значению dR/dB , сплошная кривая – зависимость в соответствии с теорией Вертхамера – Хельфанда – Хохенберга [13-15].

Сравнительный анализ магнитосопротивления исходных и перфорированных плёнок позволяет сделать важный вывод. Принято считать, что введение дефектов приводит к увеличению верхнего критического поля, поскольку дефекты выступают в роли центров пиннинга для вихрей. Этот эффект, действительно наблюдается для структуры, изготовленной на основе низкоомной плёнки, и верхнее критическое поле для **D04s** больше, чем для исходной плёнки **D04f** (рис.5,6). Однако, как показывает эксперимент, данный эффект не однозначен. Для исходно высокоомной плёнки дополнительное введение дефектов в виде отверстий может приводить и к обратному результату – подавлению верхнего критического поля.

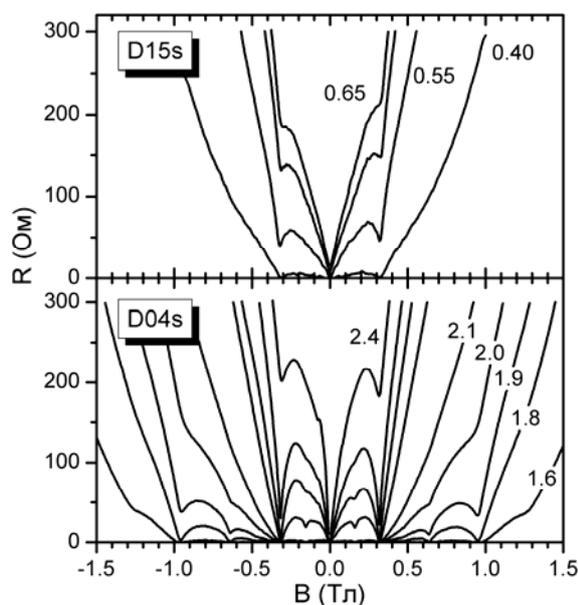


Рис.7 Осцилляции магнитосопротивления перфорированных плёнок. Верхняя панель: Данные для структуры **D15s** при $T = 0.4, 0.55, 0.6$, и 0.65 К. Нижняя панель: $R(B)$ структуры **D04s** при $T = 1.6, 1.8, 1.9, 2, 2.1, 2.25, 2.3, 2.35, 2.4$ К.

Наиболее значительный результат исследований относится к поведению перфорированных плёнок в магнитном поле. Установлено, что сопротивление является осциллирующей функцией магнитного поля с периодом B_0 , соответствующим кванту магнитного потока ($\pi\hbar/e$) на площадь ячейки ($B_0 = \pi\hbar/(ea^2) = 0.32$ Т) (рис.7). Для высокоомной структуры **D15s** данные осцилляции наблюдаются уже при $T = 0.2$ К, тогда как **D04s** не демонстрирует осцилляций вплоть до температуры 1.5 К. Увеличение температуры до 1.5 К приводит к появлению осцилляций в магнитосопротивлении: в слабых магнитных полях структура остаётся сверхпроводящей, и осцилляции сопротивления возникают в полях, соответствующих $3 - 4$ квантам магнитного потока. Причём амплитуда 4-ой осцилляции превышает амплитуду 3-ей. Дальнейшее повышение температуры приводит к подавлению 4-ой и возникновению 2-ой осцилляции, а затем к подавлению 2-ой и 3-ей и возникновению первой осцилляции (см. нижнюю панель рис. 7). Кроме того, на магнитополевых зависимостях сопротивления наблюдаются дополнительные минимумы в магнитном поле, отвечающем полуполому числу квантов потока на ячейку $B_0/2$. Величина этих минимумов уменьшается при повышении температуры. $\pi\hbar/e$ -осцилляции магнитосопротивления предсказываются теорией сеток джозефсоновских переходов [16] и многократно наблюдались в эксперименте [2-4,16-18]. Обнаруженные нами особенности в магнитополевых и температурных зависимостях амплитуды осцилляций не находят объяснения в рамках простой модели, предложенной в работе [16].

Таким образом, впервые создана и исследована уникальная система, позволяющая на одном и том же объекте изучить когерентные эффекты, обусловленные периодичностью параметра порядка, согласованием фаз параметра порядка, синхронизацией андреевского отражения, а также влияние искусственно внедрённых дефектов на сверхпроводящие свойства неупорядоченных плёнок. Обнаружены существенные особенности в вихревой динамике и в когерентных явлениях переноса заряда, требующие детального теоретического рассмотрения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 06-02-16704 и № 07-02-00310), программы фундаментальных научных исследований РАН «Квантовая макрофизика» и Интеграционного проекта СО РАН.

- [1] Baturina, T. I., Kvon, Z. D., Plotnikov, A. E., Phys. Rev. B, **63**, 180503(R) (2001).
- [2] Baturina, T. I., et al, Physica B, **329-333**, 1496 (2003).
- [3] Baturina, T. I., et al, Physica B, **378-380**, 1058 (2006).
- [4] Миронов, А.Ю., Гатилов, П.Ю., Батурина, Т., Известия РАН: серия физическая, **72** (2), 158 (2008).
- [5] Baturina, T. I., Islamov, D. R., Bentner, J., Strunk, C., Baklanov, M. R., Satta, A., Письма в ЖЭТФ, **79** (7-8), 416 (2004).
- [6] Baturina, T. I., Bentner, J., Strunk, C., Baklanov, M. R., Satta, A., Physica B, **359-361**, 500 (2005).
- [7] Baturina, T. I., Strunk, C., Baklanov, M. R., Satta, A., Phys. Rev. Lett., **98**, 127003 (2007).
- [8] Baturina, T. I., Mironov, A. Yu., Vinokur, V. M., Baklanov, M. R., Strunk, C., Phys. Rev. Lett., **99**, 257003 (2007).
- [9] Финкельштейн, А. М., Письма в ЖЭТФ, **45**, 37 (1987).
- [10] Finkel'stein, A. M., Physica B, **197**, 636 (1994).
- [11] Батурина, Т. И., Цаплин, Ю. А., Плотников, А. Е., Бакланов, М. Р., Письма в ЖЭТФ **81**, 12 (2005).
- [12] Chtchelkatchev, N. M., Pis'ma v ZhETF, **83**, 294 (2006).
- [13] Helfand, E., Werthamer, N. R., Phys. Rev. Lett., **13**, 686 (1964).
- [14] Helfand, E., Werthamer, N. R., Phys. Rev., **147**, 288 (1966).
- [15] Werthamer, N. R., Helfand, E., Hohenberg, C., Phys. Rev., **147**, 295 (1966).
- [16] Tinkham, M., Abraham, D. W., and Lobb, C. J., Phys. Rev. B, **28**, 6578 (1983).
- [17] Kimhi, D., Leyvraz, F., Ariosa, D., Phys. Rev. B, **29**, 1487 (1984).
- [18] van der Zant, H. S. J., Webster, M. N., Romijn, J., Mooij, J. E., Phys. Rev. B, **50**, 340 (1994).

Краевые состояния в графене

В.А. Волков

ИРЭ РАН, Моховая 11, корп. 7, Москва, Россия 125009

e-mail: VoVA@cplire.ru

Графен – моноатомный слой углерода. Электроны в нём имеют ультрарелятивистский спектр, похожий на спектр безмассовых заряженных двумерных нейтрино. В свободном состоянии чешуйки графена были получены совсем недавно. Необычные свойства, которые он продемонстрировал, вызвали большой интерес и поток работ в этом направлении.

Сделан краткий обзор экспериментальных и теоретических работ по этому новому разделу физики двумерных электронных систем. Особое внимание уделено проблеме существования и проявления собственных (таммовского типа) краевых состояний электронов и дырок.

Работа поддержана РФФИ.

Г-Х смешивание и “выпрямление” зонной структуры в легированных кремниевых квантовых точках

А.И. Белов, В.А. Беляков, В.А. Бурдов, А.Н. Михайлов, Д.И. Тетельбаум
 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, пр. Гагарина 23,
 Нижний Новгород, Россия. e-mail: burdov@phys.unn.ru

Теоретически и экспериментально исследованы электронная структура и фотолюминесценция кремниевых кристаллитов с размерами 2 – 6 нм, легированных мелкими примесями.

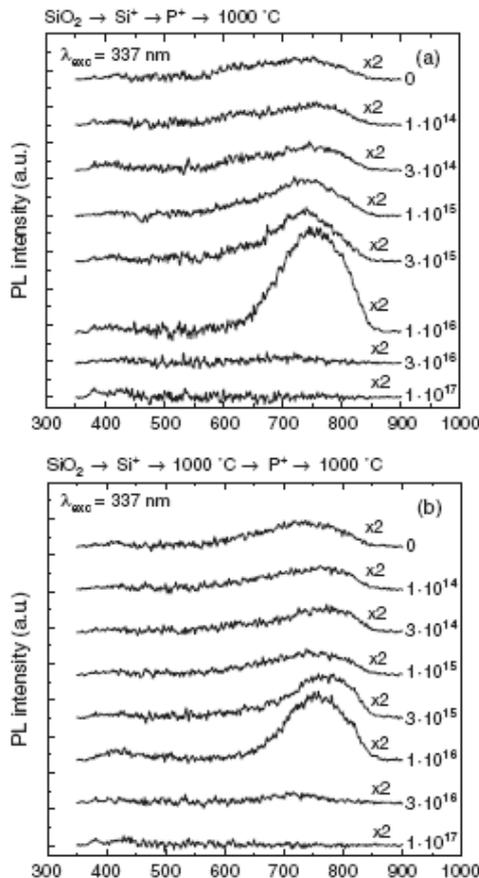


Рис.1. Спектры фотолюминесценции нанокристаллов кремния. Числа справа – дозы облучения фосфором.

С целью синтеза нанокристаллов Si производилась имплантация ионов Si⁺ в термические пленки SiO₂. Последующая имплантация ионов фосфора производилась в широком интервале доз 1·10¹⁴-1·10¹⁷ см⁻² как до формирования нанокристаллов (режим 1), так и после их формирования при 1000°C (режим 2). Фотолюминесценция всех образцов измерялась при комнатной температуре в диапазоне 350-900 нм. Измерение временной зависимости фотолюминесценции при импульсной накачке производилось на длине волны излучения 750 нм. В ходе измерений были получены спектры фотолюминесценции образцов SiO₂:nc-Si, ионно-легированных фосфором в режимах 1 и

2, имеющих характерный максимум в области длины волны 750 нм, см. рис.1. В обоих режимах легирования интенсивность фотолюминесценции растет с увеличением концентрации фосфора до дозы 1·10¹⁶ см⁻² и резко падает с дальнейшим увеличением дозы. Была получена также зависимость времени фотолюминесценции от дозы примеси, которая оказалась немонотонной и коррелирующей с дозовой зависимостью интенсивности фотолюминесценции.

Были выполнены теоретические расчеты электронных и дырочных спектров в нанокристаллах кремния в присутствии мелких донорных и акцепторных примесей, а также времен межзонной излучательной рекомбинации. Было установлено, что волновые функции электронов и дырок претерпевают значительную перестройку вследствие наличия дополнительного короткодействующего потенциала «центральной ячейки» [1,2], существующего в непосредственной окрестности ядра примеси (на расстоянии порядка истинного боровского радиуса). Этот потенциал приводит к расщеплению энергетических уровней, многократно усиленному в квантовых точках по сравнению с объемным кремнием вследствие эффекта сильного квантового конфайнмента [3-6]. Электронные и дырочные спектры в кремниевой квантовой точке с донором и акцептором приведены на рисунках 2 и 3, соответственно.

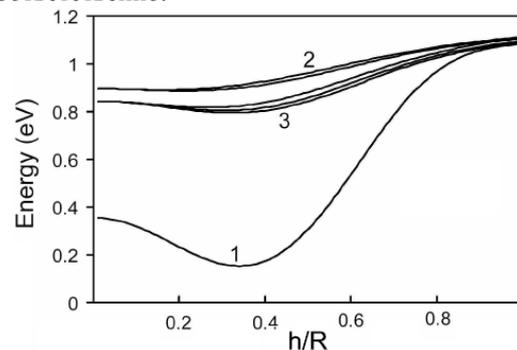


Рис.2. Расщепление шестикратно вырожденного уровня основного состояния в кремниевом нанокристалле радиусом 1 нм под действием поля донора (фосфора) в зависимости от величины относительного смещения донора от центра нанокристалла. Направление радиус-вектора донора \mathbf{h} задается отношениями: $h_x/h=0.8$; $h_y/h=0.5$; $h_z/h=0.33$. 1, 2, 3 – синглет, дублетная и триплетная группы уровней.

Другое важное свойство потенциала центральной ячейки заключается в том, что в силу своего короткодействующего характера (в координатном пространстве) он способен эффективно связывать «далекие» квантовые состояния в импульсном пространстве.

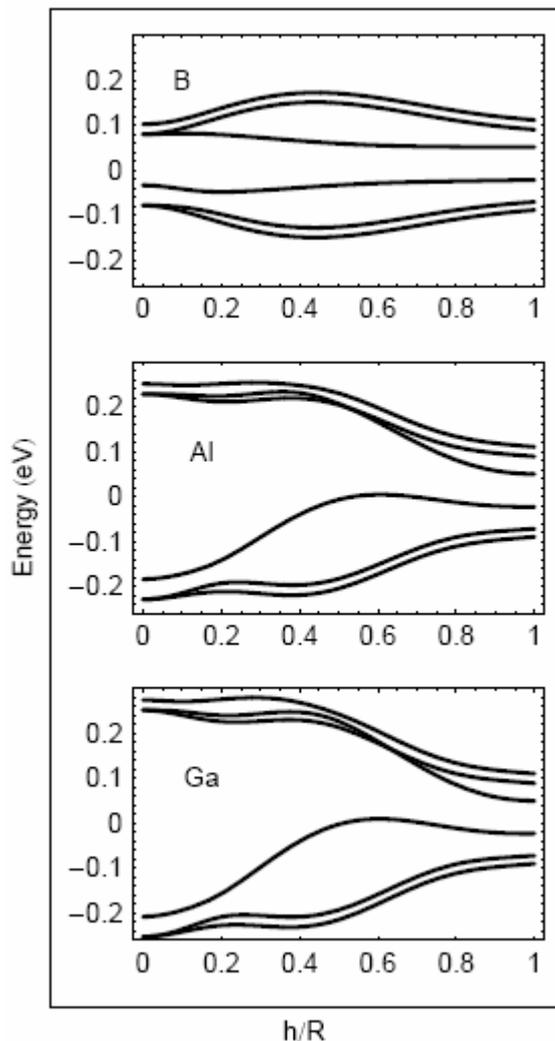


Рис.3. Расщепление двух нижних, шестикратно вырожденных в отсутствие примеси, дырочных уровней полем акцептора. Показано расщепление в нанокристалле кремния радиусом 1 nm, легированного бором, алюминием и галлием. Радиус-вектор акцептора такой же, как для донора (см. подпись к рис.2). Для бора потенциал центральной ячейки является пренебрежимо малым. Для двух других акцепторов этот потенциал приводит к сильному дополнительному расхождению уровней.

В результате такого связывания электронная волновая функция становится суперпозицией блоховских состояний X_1 (X-точка зоны проводимости) и Γ_{15} , Γ_2' (Γ -точка валентной зоны) с медленно меняющимися огибающими функциями, а к дырочной волновой функции типа Γ_{25}' подмешиваются состояния X_1 и X_4 (X-точка валентной зоны). Это приводит к ненулевому значению матричного элемента «межзонного» перехода, который в отсутствие

примеси равен нулю в объемном кремнии и очень мал в квантовой точке. Происходит, таким образом, эффективное «выпрямление» зон электронных уровней, что, по нашим оценкам, при достаточных значениях концентрации доноров в нанокристалле, дает заметный рост вероятности излучательной электронно-дырочной рекомбинации в нанокристаллах по сравнению со случаем отсутствия доноров, см. рис.4.

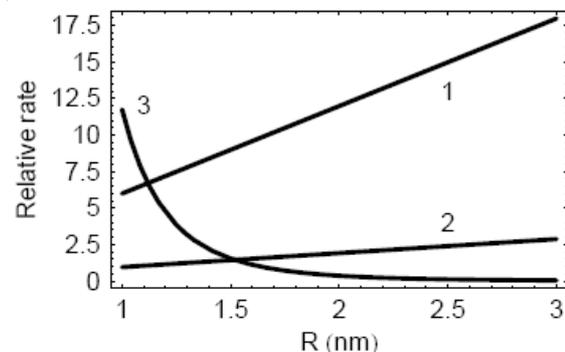


Рис.4. Отношение скорости электронно-дырочной излучательной бесфононной рекомбинации в квантовой точке с донорами к скорости рекомбинации в отсутствие примеси, идущей с участием фононов. 1 и 2 – постоянная концентрация доноров, равная 0.75 nm^{-3} и 0.25 nm^{-3} , соответственно. 3 – постоянное число доноров в квантовой точке $N = 35$.

В случае легирования квантовой точки акцепторами, расчеты показывают, что эффективного замешивания волновых функций валентных электронов и электронов проводимости не получается. В итоге, акцепторы не дают выигрыша во временах рекомбинации в нанокристаллах, что наблюдается и в экспериментах. Заметим, что вывод о доминирующем вкладе бесфононных переходов в излучение кремниевых нанокристаллов с примесями был сделан и в некоторых других работах, см., например, [7].

Работа была поддержана программой «Развитие научного потенциала высшей школы» (проект 2.1.1.2363) и РФФИ.

Литература

- [1] W. Kohn, J.M. Luttinger, Phys. Rev. **97**, 1721 (1955)
- [2] S.T. Pantelides, C.T. Sah, Phys. Rev. B **10**, 621 (1974)
- [3] Z. Zhou *et al.*, Phys. Rev. B **71**, 245308 (2005)
- [4] Q. Xu *et al.*, Phys. Rev. B **75**, 235304 (2007)
- [5] V.A. Belyakov, V.A. Burdov, Phys. Rev. B **75**, 045335 (2007)
- [6] V.A. Belyakov, V.A. Burdov, J. Phys. Condens. Matter **20**, 025213 (2008)
- [7] M. Fujii *et al.*, Appl. Phys. Lett. **85**, 1158 (2004)

Диодные туннельно-пролетные структуры на основе Si:Er, излучающие в диапазоне $\lambda \sim 1.5$ мкм при комнатной температуре.

В.Б. Шмагин¹, Д.Ю. Ремизов¹, В.П. Кузнецов^{1,2}, С.В. Оболенский^{1,3},
В.А. Козлов¹, З.Ф. Красильник¹

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

²Научно-исследовательский физико-технический институт, Гагарина 23/3, Нижний Новгород, Россия

³Нижегородский госуниверситет им. Н.И.Лобачевского, пр.Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия
e-mail: shm@ipm.sci-nnov.ru

Введение.

Интерес к монокристаллическому кремнию, легированному редкоземельным элементом эрбием, обусловлен перспективой создания на его основе светоизлучающих устройств, совместимых с кремниевой технологией и излучающих в одном из окон прозрачности кварцевых волоконно-оптических линий связи (переход $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ в 4f-оболочке иона Er^{3+} на длине волны $\lambda \sim 1.54$ мкм).

Исследования последних лет показали, что ударный механизм возбуждения ионов Er^{3+} , реализуемый в диодных структурах типа $\text{p}^+/\text{n-Si:Er}$, излучающих при обратном смещении в режиме пробоя p/n -перехода, более предпочтителен, по сравнению с рекомбинационным механизмом (прямое смещение p/n -перехода), для достижения высокой интенсивности электролюминесценции (ЭЛ) ионов Er^{3+} при комнатной температуре [1]. Причина в том, что в структурах данного типа удается в значительной степени подавить безызлучательную релаксацию возбужденных ионов Er^{3+} .

Основной недостаток таких структур – малая ширина области пространственного заряда (ОПЗ) в режиме пробоя, которая при ударном механизме возбуждения ионов Er^{3+} определяет размеры излучающей области и, следовательно, интенсивность ЭЛ. Увеличение ширины ОПЗ, достигаемое в структурах $\text{p}^+/\text{n-Si:Er}$ путем снижения уровня легирования базы диода (слоя n-Si:Er) вызывает трансформацию туннельного механизма пробоя p/n -перехода в лавинный и, как следствие, резкое снижение интенсивности ЭЛ ионов Er^{3+} [2,3]. По нашему мнению, указанное ограничение, связанное с развитием лавинного пробоя в структурах типа $\text{p}^+/\text{n-Si:Er}$, можно обойти, используя диодные ЭЛ структуры с более сложным профилем легирования, в частности, диодные структуры типа $\text{p}^+/\text{n}^+/\text{n-Si:Er}$ [4,5].

Перспективность светоизлучающих структур типа $\text{p}^+/\text{n}^+/\text{n-Si:Er}$ подтверждена результатами численного моделирования [6]. О первых наблюдениях ЭЛ ионов Er^{3+} в диодных туннельно-пролетных структурах сообщалось в [7,8]. В данной работе обобщены результаты экспериментальных исследований электрофизических и люминесцентных свойств

светоизлучающих структур туннельно-пролетного типа. Результаты экспериментов сопоставлены с ожидаемыми. Обсуждаются факторы, ограничивающие интенсивность и эффективность возбуждения ЭЛ в структурах данного типа.

Модельные представления о работе туннельно-пролетной структуры.

На рис. 1 приведены результаты расчета распределения электрического поля по ширине ОПЗ туннельно-пролетной структуры в режиме пробоя при различной толщине d высоколегированного слоя $\text{n}^+\text{-Si}$. Механизм пробоя при расчетах полагался туннельным, максимальное поле в плоскости p^+/n^+ -перехода – 1400 В/см. При сравнительно большой толщине слоя $\text{n}^+\text{-Si}$ (более 50 нм при уровне легирования слоя $N_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) пробивается переход p^+/n^+ , механизм пробоя при выбранных уровнях легирования областей $\text{p}^+\text{-Si}$ ($N_A = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и $\text{n}^+\text{-Si}$ ($N_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) – туннельный. При этом поле не проникает в рабочую область n-Si:Er , соответственно, возбуждение эрбия горячими носителями и интенсивность эрбиевой ЭЛ, практически, равны нулю. При меньшей толщине слоя $\text{n}^+\text{-Si}$ поле проникает в слой n-Si:Er раньше, чем происходит пробой p^+/n^+ -перехода. Причем с уменьшением толщины d поле в рабочей области прибора (n-Si:Er) в режиме

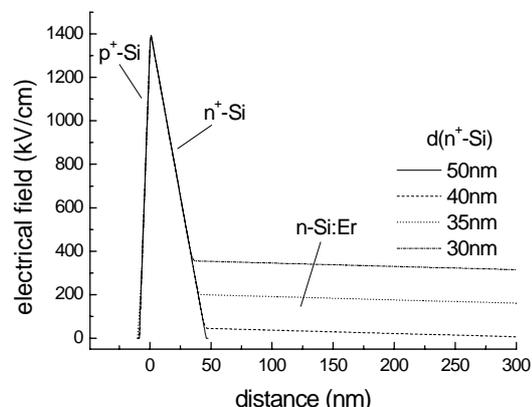


Рис.1. Распределение поля по ширине ОПЗ туннельно-пролетной структуры. Начало оси абсцисс совмещено с плоскостью p^+/n^+ -перехода. Концентрации носителей в слоях: $\text{p}^+ = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\text{n}^+ = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\text{n} = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

пробоя структуры будет увеличиваться. Соответственно, будут возрастать энергия носителей, транспортируемых через слой n-Si:Er, и вероятность ударной ионизации этими носителями (электронами) атомов кремния. В результате, уменьшение толщины d слоя n^+ -Si будет инициировать изменение механизма пробоя структуры из туннельного ($U_{br}^{300} < U_{br}^{77}$, пробой локализован в области p^+/n^+ -перехода) в лавинный ($U_{br}^{300} > U_{br}^{77}$, пробой локализован в весьма протяженной области n-Si:Er) и, как следствие, колоколообразное изменение интенсивности эрбиевой ЭЛ (рис.2), в соответствии с ранее полученными результатами о влиянии механизма пробоя диодной структуры на интенсивность ЭЛ ионов Er^{3+} [2,3].

Потенциальное преимущество структур типа $p^+/n^+/n$ -Si:Er состоит в том, что ОПЗ структуры, определяемая слабелегированной областью n-Si:Er ($N_D = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$), может быть значительно расширена (до 1 мкм и более) без перевода структуры в режим лавинного пробоя. Это позволяет, как будет показано ниже, заметно увеличить интенсивность ЭЛ ионов Er^{3+} .

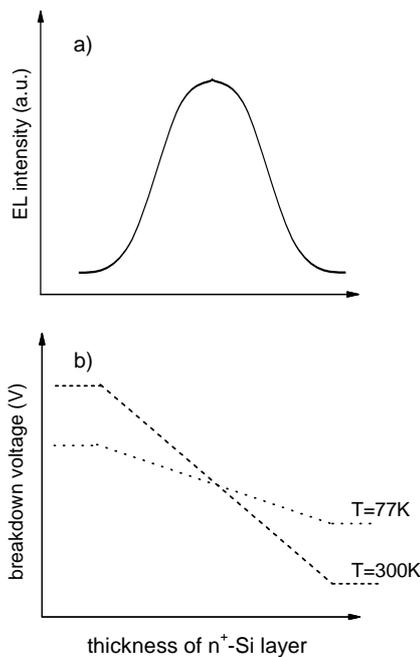


Рис.2. Зависимость интенсивности ЭЛ ионов Er^{3+} (а) и напряжений пробоя (б) туннельно-пролетной структуры от толщины слоя n^+ -Si. Модельные представления.

Рост структур и методика эксперимента.

Эпитаксиальные структуры $p^+/n^+/n$ -Si:Er выращивались методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ) [9] на подложках p-Si:B с ориентацией (100) и удельным сопротивлением 10-12 Ом·см. Параметры слоев: p^+ -Si ($d \sim 0.2 \text{ мкм}$, $p \sim 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$); n^+ -Si ($d \sim 10\text{-}100 \text{ нм}$, $n \sim 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$); n-Si:Er ($d \sim 0.5 \text{ мкм}$, $n \sim 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_{Er} \sim 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Сверху структура закрывалась подконтактным

n^+ -Si-слоем ($d \sim 0.4 \text{ мкм}$, $n \sim 1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$). Светодиоды для измерений ЭЛ изготавливались по стандартной меза-технологии, площадь мезы $\sim 2.2 \text{ мм}^2$. На поверхность мезы наносился сетчатый металлический контакт, 80% площади мезы было свободно для выхода излучения. В данной работе исследовались серии диодных структур, каждая из которых включала 10-15 диодов, полученных в одном ростовом опыте. В каждой из серий диоды различались толщиной слоя n^+ -Si, остальные параметры сохранялись неизменными.

Спектры ЭЛ возбуждались с использованием импульсной токовой накачки (длительность импульса $\sim 4 \text{ мс}$, частота повторения $\sim 40 \text{ Гц}$, амплитуда до 500 мА) и регистрировались в диапазоне 1.0 – 1.6 мкм с использованием дифракционного монохроматора МДР-23, инфракрасного фотоприемника InGaAs и методики синхронного накопления сигнала. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодов измерялись в импульсном режиме. Напряжения пробоя U_{br} определялись экстраполяцией прямолинейного участка обратной ветви ВАХ до пересечения с осью напряжений.

Результаты и их обсуждение.

В целом, большая часть выполненных экспериментов не укладывается полностью в рассмотренную выше схему работы туннельно-пролетной структуры. На рис. 3 представлены результаты измерений интенсивности ЭЛ и напряжений пробоя U_{br} в зависимости от толщины d слоя n^+ -Si, которые можно назвать типичными для большей части исследованных туннельно-пролетных структур.

Отличия полученных результатов от ожидаемых, в основном, сводятся к следующему: во-первых, уменьшение d не сопровождается изменением механизма пробоя структуры, напряжения пробоя U_{br} в диапазоне толщин $d = 100\text{-}10 \text{ нм}$ меняются слабо, а механизм пробоя остается туннельным ($U_{br}^{300} < U_{br}^{77}$); во-вторых, мы не наблюдаем ожидаемой колоколообразной зависимости интенсивности ЭЛ ионов Er^{3+} от толщины слоя n^+ -Si. Уменьшение d вызывает рост интенсивности ЭЛ с последующим выходом на плато.

На рис. 4 представлены результаты исследования эффективности возбуждения ЭЛ ионов Er^{3+} в исследованной серии структур. Под эффективностью возбуждения понимают произведение $\sigma\tau$ сечения возбуждения σ на время жизни τ иона Er^{3+} в возбужденном состоянии. Из выражения (1)

$$EL = EL_{\max} \cdot \frac{\sigma\tau \cdot j/q}{1 + \sigma\tau \cdot j/q} \quad (1)$$

описывающего зависимость интенсивности ЭЛ от плотности тока накачки j следует, что эффективность возбуждения определяет скорость выхода прибора в режим насыщения. Согласно сложившимся представлениям,

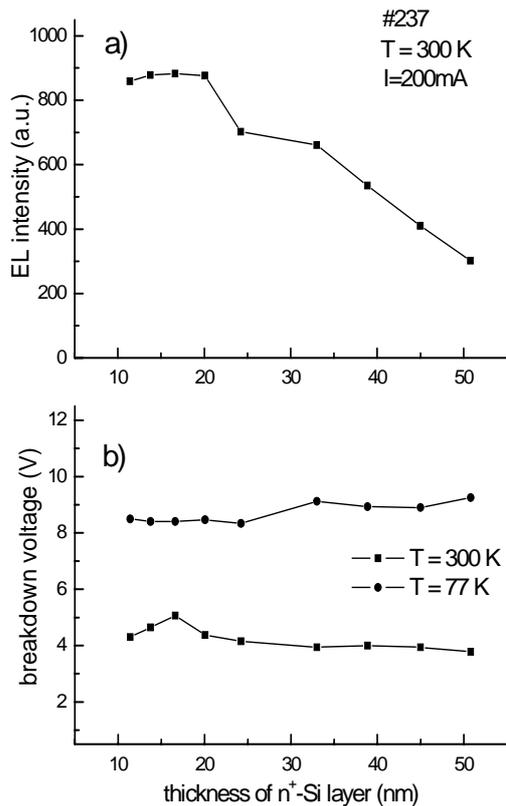


Рис.3. Зависимость интенсивности ЭЛ (а) и напряжений пробоя (б) туннельно-пролетной структуры от толщины слоя n⁺-Si. Экспериментальные результаты.

эффективность возбуждения, определяется, в основном, энергией носителей, возбуждающих ионы эрбия, и, косвенно, величиной поля в рабочей области структуры. Для нас измерения $\sigma\tau$ ценны тем, что позволяют оценить величину электрического поля в рабочей области структуры.

На рис. 5 сопоставлены данные по измерению $\sigma\tau$ в серии туннельно-пролетных структур и диодных структурах типа p⁺/n-Si:Er с однородным легированием базы диода и треугольным профилем распределения

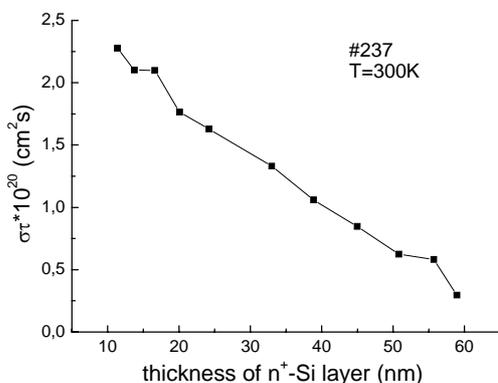


Рис.4. Зависимость эффективности возбуждения ЭЛ ионов Er³⁺ в туннельно-пролетной структуре от толщины слоя n⁺-Si.

электрического поля по ширине ОПЗ [2]. В туннельно-пролетной структуре изменение $\sigma\tau$ достигалось изменением толщины d слоя n⁺-Si, в диодной структуре p⁺/n-Si:Er – изменением уровня легирования слоя n-Si:Er. Из рис. 5 следуют два важных вывода: во-первых, в структурах типа p⁺/n-Si:Er диапазон изменения $\sigma\tau$ достигает порядка величины, и, что важнее, эффективность возбуждения достигает величины $\sigma\tau \sim 10^{-19}$ см²с (структуры со смешанным типом пробоя), что является рекордным для структур типа p⁺/n-Si:Er [2,10]. Видно, что по эффективности возбуждения туннельно-пролетные структуры заметно уступают структурам типа p⁺/n-Si:Er. Уровень эффективности возбуждения $\sigma\tau$, достигнутый в туннельно-пролетных структурах, соответствует величине $\sigma\tau$, характерной для структур p⁺/n-Si:Er, излучающих в режиме выраженного туннельного пробоя.

Во-вторых, при одной и той же эффективности возбуждения интенсивность ЭЛ из туннельно-пролетной структуры на порядок выше, по сравнению с интенсивностью ЭЛ из диодной структуры типа p⁺/n-Si:Er, что мы объясняем различием в ширине ОПЗ указанных структур в режиме пробоя: W ~ 50 нм в структуре p⁺/n-Si:Er и W ~ 600 нм в туннельно-пролетной структуре.

Приведем основные выводы, вытекающие из рассмотрения результатов, представленных на рис. 3-5. Во-первых, нам, действительно, удалось расширить ОПЗ до 0.6 мкм, не выходя из режима туннельного пробоя структуры, т.е. подтвердить, тем самым, справедливость модельных представлений о работе структуры. Во-вторых, интенсивность ЭЛ из туннельно-пролетной структуры может быть заметно увеличена (~ в 5 раз), если мы сможем увеличить эффективность возбуждения ЭЛ в туннельно-пролетной структуре до приемлемых величин. В-третьих, нерешенной проблемой остается слабое электрическое поле в рабочей области структуры n-Si:Er. В пользу последнего утверждения

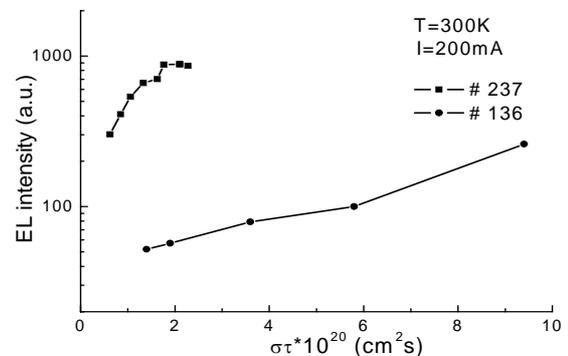


Рис.5. Связь между эффективностью возбуждения и интенсивностью ЭЛ ионов Er³⁺ при фиксированном токе накачки для туннельно-пролетной (#237) и обычной (#136) диодных структур.

говорят малые величины U_{br} и туннельный характер пробы туннельно-пролетной структуры, слабая эффективность возбуждения ЭЛ, соответствующая туннельному характеру пробы и недостаточно высокой энергии горячих носителей.

На рис. 6 приведена зависимость мощности, излучаемой туннельно-пролетной структурой в диапазоне ~ 1.5 мкм в сферу, от тока накачки. Излучение структуры собиралось из телесного угла ~ 0.3 стерадиан и фокусировалось на приемную площадку высокочувствительного ИК фотоприемника ОРНН-3А. Мощность, излучаемая в сферу, оценивалась в предположении изотропного характера диаграммы направленности структуры. При комнатной температуре мощность, излучаемая в сферу, составила ~ 2 мкВт при токе накачки ~ 0.5 А ($j \sim 20$ А/см²), внешняя квантовая эффективность $\sim 8 \cdot 10^{-6}$ при токе накачки ~ 0.2 А

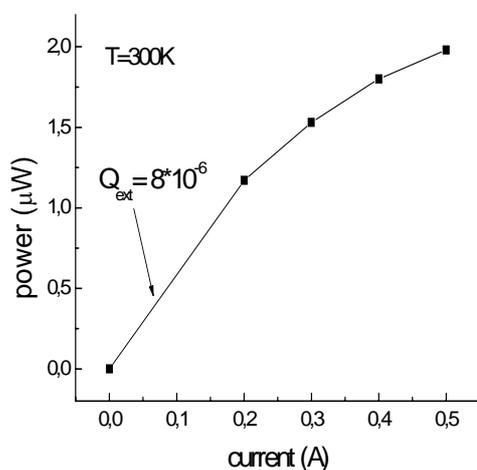


Рис.6. Зависимость мощности, излучаемой туннельно-пролетной структурой, от тока накачки.

($j \sim 10$ А/см²).

Необходимо отметить, что в общем объеме исследованных нами туннельно-пролетных структур выделяется серия диодных структур, результаты исследования которой [8], с одной стороны, вписались в рассмотренную выше схему модельных представлений о работе туннельно-пролетной структуры, с другой стороны, показали низкую интенсивность ЭЛ.

Факторы, определяющие описанные в данной работе особенности в поведении туннельно-пролетных структур, окончательно не установлены. Они могут лежать как в области технологии (комплекс используемых методик роста и изготовления диодных структур), так и быть обусловленными недостаточным пониманием физики туннельного пробы диодной структуры с нанометровым масштабом легирования.

В заключение отметим, что туннельно-пролетные структуры типа $p^+/n^+/n$ -Si:Er представляют собой, по существу, новый подход к созданию светоизлучающих структур на основе Si:Er, реализующих ударный механизм возбуждения ионов эрбия. Такие структуры следует рассматривать как структуры с внешним инжектором, внешним по отношению к рабочей области n-Si:Er. Важно, что инжектор и рабочая область структуры пространственно разнесены, и параметрами инжектора и излучающей области n-Si:Er можно управлять отдельно. Одним из примеров такого типа структур являются диодные туннельно-пролетные структуры, разрабатываемые на протяжении последних лет в ИФМ РАН и НИФТИ ННГУ. Другой пример – транзисторные структуры типа $n/p/n$ -Si:Er, в которых роль инжектора играет прямо смещенный переход база-эмиттер (см. например, [11]).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 06-02-16563, 07-02-01304), RFBR-NWO (№ 047.011.2005.003) и Минобразования РФ.

- [1] G.Franzo, F.Priolo, S.Coffa, A.Polman and A.Carnera. Appl. Phys. Lett., **64**, 2235 (1994).
- [2] В.Б. Шмагин, Д.Ю. Ремизов, З.Ф. Красильник, В.П. Кузнецов, В.Н. Шабанов, Л.В. Красильникова, Д.И. Крыжков, М.Н. Дроздов. ФТТ, **46**, 110 (2004).
- [3] В.П.Кузнецов, Д.Ю.Ремизов, В.Н.Шабанов, Р.А.Рубцова, М.В. Степихова, Д.И.Крыжков, А.Н.Шушунов, О.В. Белова, З.Ф. Красильник, Г.А.Максимов. ФТП, **40**, 868 (2006).
- [4]. В.Б. Шмагин, Д.Ю. Ремизов, С.В. Оболенский, Д.И. Крыжков, М.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник. ФТТ, **47**, 120 (2005).
- [5]. V.B. Shmagin, S.V. Obolensky, D.Yu. Remizov, V.P. Kuznetsov, Z.F. Krasilnik. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, **12**, 1556 (2006).
- [6]. S.V. Obolensky, V.B. Shmagin, V.A. Kozlov, K.E. Kudryavtsev, D.Yu. Remizov, Z.F. Krasilnik. Semicond. Sci. Technol., **21**, 1459 (2006).
- [7]. Д.Ю. Ремизов, З.Ф. Красильник, В.П. Кузнецов, С.В. Оболенский, В.Б. Шмагин. Материалы X и XI симпозиумов "Нанофизика и нанoeлектроника". 2006 – с.348; 2007 – с.422.
- [8]. В.П. Кузнецов, Д.Ю. Ремизов, В.Б. Шмагин, К.Е. Кудрявцев, В.Н. Шабанов, С.В. Оболенский, О.В. Белова, М.В. Кузнецов, А.В. Корнаухов, Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник. ФТП, **41**, 1329 (2007).
- [9]. В.П. Кузнецов, Р.А. Рубцова. ФТП, **34**, 519 (2000)
- [10]. N.A. Sobolev, Yu.A. Nikolaev, A.M. Emel'yanov, K.F. Shtel'makh, P.E. Khakuashev, M.A. Trishenkov. J.Lumin., **80**, 315 (1999).
- [11]. Ch.-X. Du, F. Duteil, G.V. Hansson, W.-X. Ni. Appl. Phys. Lett., **78**, 1697 (2001).

Моделирование процессов дефектообразования в SiGe гетероструктурах при нейтронном воздействии

З.Ф. Красильник¹, Е.В. Волкова², А.В. Новиков¹, С.В. Оболенский²,
В.В. Платонов³

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

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, Россия

³ Саровский физико-технический институт, г. Саров
e-mail: obolensk@rf.unn.ru

Известно, что радиационное воздействие приводит к ионизации и дефектообразованию в полупроводниковых структурах. При этом наличие гетерограниц означает появление фактора риска для приборов, поскольку напряженные слои гетероструктур влияют как на формирование, так и на стабилизацию радиационных дефектов. Характер протекания этих процессов в SiGe гетероструктурах представляет интерес, как с точки зрения фундаментальных исследований, так и для практического применения при разработке радиационно-стойких приборов.

В работе теоретически исследовались процессы дефектообразования в SiGe гетероструктурах при облучении нейтронами спектра деления (с энергиями 0.1-5 МэВ). Толщина покровного слоя кремния варьировалась от 100 до 10^5 Å, а толщина слоя SiGe задавалась равной 100, 200, 500 или 1000 Å. Расчеты проводились методом Монте-Карло на основе известного TRIM-алгоритма [1, 2]. Выполнен ряд аналитических оценок электрофизических параметров SiGe на основе экспериментальных данных по радиационной стойкости кремниевых структур.

Поскольку смещенные нейтронами первичные атомы кремния и германия получают энергию до 150...300 кэВ, то они способны создавать кластеры радиационных дефектов (КРД). Моделировалась структура кластеров точечных радиационных дефектов и оценивались характерные размеры как кластеров в целом, так и субкластеров дефектов. Для проведения сравнения кластеров по размерам проводился модельный расчет. Предполагалось, что координата старта первичного атома Si – 0 Å, а Ge – 1000 Å (рис.1 и 2). Первоначальное направление движения атомов – по нормали к границам раздела слоев. Подобные начальные условия движения первичных атомов не соответствуют ситуации, возникающей при нейтронном облучении, когда точки старта и направления первоначального движения распределены случайным образом, но такое приближение позволяет использовать хорошо развитые статистические методы анализа структуры кластеров дефектов, использующиеся в теории ионной имплантации. Поэтому процедура расчета была разбита на несколько этапов. На первом решалась задача определения характерных размеров КРД с использованием методов

теории ионной имплантации. На последующих этапах моделировалось реальное распределение дефектов в Si/SiGe/Si структурах при нейтронном облучении.

На рис.1 и 2 показан внешний вид кластеров радиационных дефектов, образованных в структурах Si/SiGe/Si первичными атомами Si (100 кэВ) и Ge (40 кэВ), получившими энергию при взаимодействии с быстрым нейтроном. Как следует из рисунков, КРД состоят из скоплений дефектов - субкластеров радиационных дефектов (СКРД). Пространственное расположение субкластеров для первичного атома кремния в большей степени соответствует цепочке (рис. 1), а для германия имеет вид «виноградной грозди» (рис. 2). Характерный размер СКРД имеет величину 50...150 Å, а их форма приближенно может быть аппроксимирована эллипсоидом.

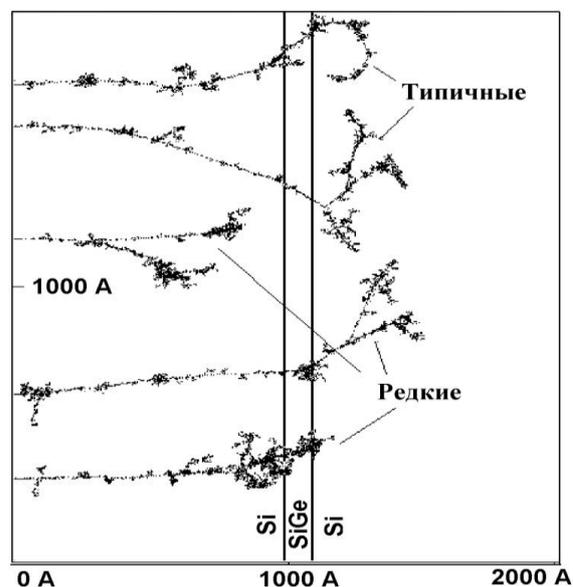


Рис.1 Внешний вид кластеров радиационных дефектов, образованных в структурах Si/SiGe/Si первичными атомами Si (100 кэВ), получившими энергию при взаимодействии с быстрым нейтроном. Координата старта первичного атома – 0 Å, а первоначальное направление движения – по нормали к границам раздела слоев.

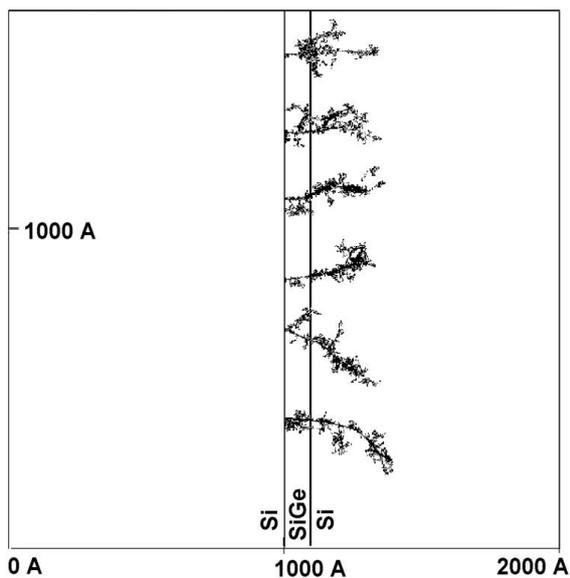


Рис. 2 Внешний вид кластеров радиационных дефектов, образованных в структурах Si/SiGe/Si первичными атомами Ge (40 кэВ), получившими энергию при взаимодействии с быстрым нейтроном. Координата старта первичного атома – 1000 Å, первоначальное направление движения – по нормали к границам раздела слоев.

На рис.3 (а) и (б) приведены результаты расчета распределения в «подрешетке кремния» вакансий и атомов замещений при внедрении атомов Si в Si и Si/SiGe/Si структуры. Сопоставления результатов для однородного Si и Si/SiGe/Si гетероструктуры показывает, что, хотя за счет большей массы Ge суммарная концентрация дефектов в слое SiGe будет несколько больше, чем в Si, в «подрешетке кремния» наблюдается уменьшение и перераспределение дефектов. Данный эффект будет сказываться на процессах стабилизации дефектов. Взаимное влияние границ соседних гетеропереходов при формировании кластера дефектов будет происходить только при толщинах слоев SiGe менее 1000 Å, в противном случае для анализа процессов в облучаемых гетероструктурах можно использовать данные о процессах в отдельном гетеропереходе типа Si/SiGe. Несмотря на различные энергии дефектообразования для атомов Ge и Si (15 и 20 эВ, соответственно) кривые распределений близки, так как из-за двукратного различия масс атомов кремния и германия, последнему при соударении передается меньшая энергия и, соответственно вторичные атомы германия в последующих столкновениях генерируют меньшее количество дефектов. Профили ионизационных потерь и распределение фононов, генерируемых при формировании КРД в SiGe структуре, приблизительно совпадают с аналогичными распределениями в кремнии. Следует понимать, что на рис. 3 приведены нестационарные распределения дефектов, формирующиеся непосредственно после внедрения атомов. Для расчета стационарных зависимостей необходимо

моделировать процесс диффузии дефектов, формирования и стабилизации примесно-дефектных комплексов в гетероструктуре, что представляет собой самостоятельную достаточно сложную задачу.

Для Si и SiGe структур, облучаемых нейтронами, моделировалась иная ситуация. Рассматривалась средняя энергия первичных атомов кремния, равная 100 кэВ, что соответствует энергии нейтронов около 1 МэВ. Рассчитывалось распределение субкластеров по размерам в каскаде столкновений (рис. 4). Это распределение сравнивалось с аналогичным, рассчитанным для Si. С погрешностью 15 % это распределение совпадает с аналогичным для атомов Si, внедряемых в Si. Это позволяет в первом приближении проводить оценку электрофизических параметров SiGe структур, отталкиваясь от известных данных для кремниевых структур. Заметим, что такая аналогия может быть проведена только в предположении, что процессы стабилизации КРД в Si и SiGe проходят сходным образом. Такое допущение, по-видимому, может быть сделано для структур Si/SiGe с долей Ge не более 10...15 %.

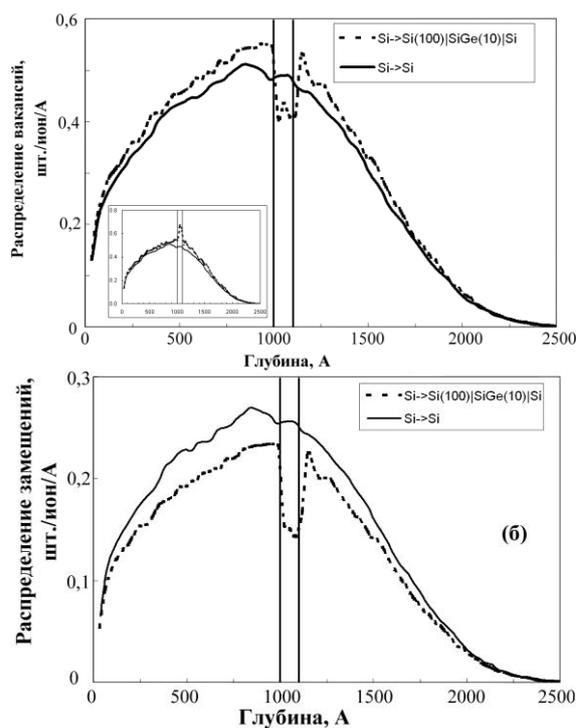


Рис.3 Результаты расчета распределения в «подрешетке кремния» вакансий (а) и атомов замещений (б) при внедрении атомов Si в Si и Si/SiGe структуры. Для слоя SiGe взяты энергии смещения атомов Si и Ge, соответствующие таковым в объемных материалах (для Si - 20 эВ, и для Ge - 15 эВ). В легенде указан химический состав и толщины слоев гетероструктуры в нанометрах. На врезке приведено суммарное распределение вакансий, образованных как за счет смещения атомов кремния, так и за счет смещения германия.

На основании аналитических оценок и проделанных ранее методом Монте-Карло расчетах радиационной стойкости Si [3], определялось влияние радиационных дефектов на транспорт электронов в Si и SiGe. На рис. 5 представлены зависимости подвижности от флюенса нейтронов для различной исходной концентрации легирующей примеси в Si и SiGe. Предполагается, что из-за наличия упругих напряжений процесс стабилизации КРД в Si/SiGe/Si структурах будет протекать преимущественно таким образом, что вакансии аккумулируются в слое SiGe, а межузельные атомы вытесняются в прилегающие слои Si. Этот процесс будет обуславливать несколько меньшую скорость снижения подвижности в слое SiGe, по сравнению с соседними слоями Si. Предположительно, этот эффект является одним из факторов, который может обуславливать обнаруженную более высокую радиационную стойкость светоизлучающих структур Si/SiGe по сравнению с Si структурами [4, 5].

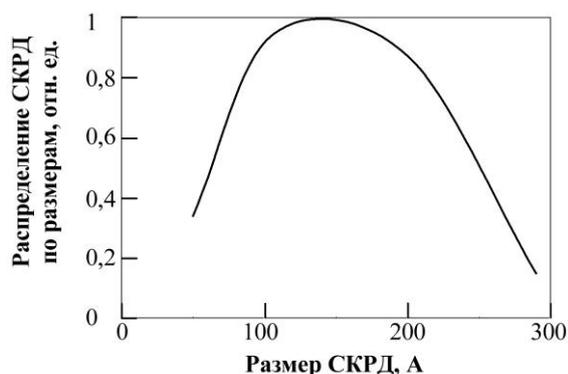


Рис. 4 Распределение субкластеров по размерам в каскаде столкновений для различных начальных энергий первичного атома Si в SiGe. С погрешностью 15 % это распределение совпадает с аналогичным для атомов Si, внедряемых в Si.

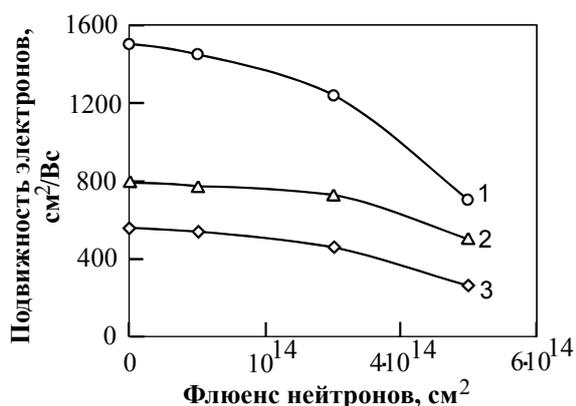


Рис. 5. Зависимости подвижности электронов в Si_{1-x}Ge_x от флюенса нейтронов. Концентрация легирующей примеси: 1, 3 - Nd = 0 см⁻³; 2 - Nd = 10¹⁷ см⁻³. Химический состав: 1, 2 - x = 0; 3 - x = 0.15

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. КРД, образованные в Si/SiGe/Si структурах первичными атомами Si и Ge сильно различаются по размерам и концентрации дефектов. Количество и размеры субкластеров дефектов в КРД определяются типом первичного атома и его энергией;
2. При вбросе первичных атомов кремния через поверхность исследуемой структуры распределение первичных дефектов в Si/SiGe/Si гетероструктуре негауссовское.
3. Распределение субкластеров дефектов по размерам в каскаде столкновений, сформированном в SiGe, имеет колоколообразный вид, средний размер субкластеров дефектов имеет величину 100...200 Å
4. Оценка зависимости подвижности в слое SiGe от флюенса нейтронного облучения показывает, что скорость уменьшения подвижности имеет величину, близкую к аналогичной скорости для легированного кремния. Это позволяет сделать предварительное заключение о возможности использования SiGe структур для создания радиационно-стойких полупроводниковых приборов.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 06-02-08118-офи и проекта Рособразования РНП.2.1.1.1370.

[1] J.P.Biersak, Nuclear instruments and methods in physic research (1), 21 (1987).

[2] С.В.Оболенский, Изв. вузов: Электроника (4), 49 (2003).

[3] С.В.Оболенский, Изв. вузов: Электроника (6), 31 (2002).

[4] В.Я.Гавриленко, Е.В.Киселева, З.Ф.Красильник, и др., Материалы Симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», 10-14 марта 2007 г. Нижний Новгород, стр. 420-421.

[5] В.Я. Гавриленко, Е.В. Волкова, З.Ф. Красильник и др., «Влияние высокоэнергетического излучения на оптические свойства GeSi/Si гетероструктур», Материалы Симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», 10-14 марта 2008 г. Нижний Новгород.

Атомные ступени, монослойные покрытия и нанокластеры на поверхности кремния

А.В. Латышев^{1,2}

¹Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева 13, Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

e-mail: latyshev@thermo.isp.nsc.ru

Значительный прогресс в структурной диагностике низкоразмерных систем достигнут благодаря развитию и широкому применению методов сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ): сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), атомно-силовой микроскопии (АСМ) и др. [1]. Относительная простота интерпретации получаемых изображений при высокой разрешающей способности и прецизионной точности измерений зондовой микроскопии позволяет решать многочисленные задачи, которые невозможно решить другими экспериментальными методами.

Достоинством методов сканирующей зондовой микроскопии является возможность получения трехмерного изображения рельефа поверхности, формирование которого оптической или электронной микроскопией затруднено и сопряжено со значительными математическими расчетами. Преимуществом АСМ диагностики также является способность получения карт распределения по поверхности ряда параметров, таких как потенциал, уровень легирования, кулоновский заряд, электрическая емкость, намагниченность, твердость, оптические характеристики и др.

Способность прецизионного позиционирования острозаточенного зонда относительно исследуемого образца с точностью до единиц нанометров, а в нормальных координатах до долей ангстрема, открывает возможность применения СЗМ не только для диагностики, но и для литографии в нанометровом диапазоне.

Целью работы является развитие методом сканирующей зондовой микроскопии для визуализации атомных ступеней, монослойных покрытий и нанокластеров на поверхности кремния и анализ структурных преобразований на поверхности кремния при различных условиях. Это позволяет уточнить ряд параметров, характеризующих элементарные (атомарные) взаимодействия на поверхности кремния, а также объяснить имеющиеся в литературе противоречия о структуре высокотемпературной поверхности кремния, концентрации адатомов на поверхности и механизмах формирования тонких пленок и нанокластеров. Представлены результаты по формированию монослойных, упорядоченных субмонослойных покрытий и нанокластеров германия и металлов на поверхности кремния с моноатомными ступенями.

Для проведения экспериментов в атмосферных условиях был использован атомно-силовой микроскоп «Solver P-47H» (NT-MDT) с вертикальным разрешением до 0,5 ангстрема, который для улучшения разрешения был помещен в изолированную от электромагнитных помех виброшумозащитную ячейку. Для контроля толщины адсорбированного слоя воды, который оказывает существенное влияние на взаимодействие между зондом и поверхностью, микроскоп был дополнен ячейкой управления влажностью, которая позволяла изменять относительную влажность воздуха в зоне образец-зонд от 25 до 85% в термостатированных условиях.

Типичное топографическое изображение поверхности кремния (111) представлено на рис.1, который демонстрирует спиралеобразную моноатомную ступень, сформированную в точке выхода винтовой дислокации. Заметим, что наличие отрицательных двумерных островков на террасах между спиралями моноатомной ступени обусловлено взаимодействием кислорода с кремнием в режиме термического травления. Формирование двумерных островков указывает на формирование ансамбля вакансий на поверхности кремния при экспозиции в кислородной атмосфере.

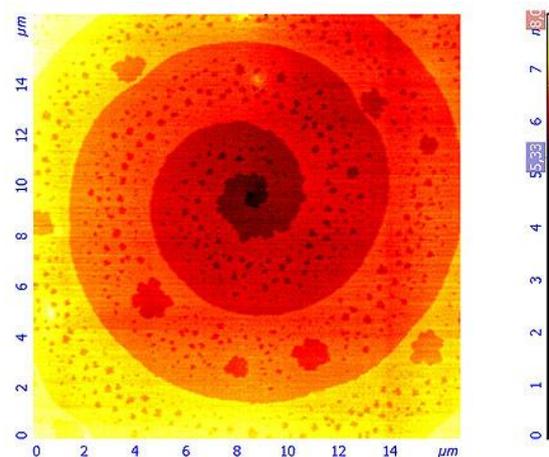


Рис.1 АСМ-изображение спиральной ступени на поверхности Si(111), образовавшаяся вследствие выхода винтовой дислокации на поверхность, и двумерные (глубиной 0,31 нм) отрицательные островки (с латеральными размерами несколько десятков нанометров), после термического отжига кристалла кремния в кислородной атмосфере.

Регистрация сбой фазы колебаний кантилевера в полуконтактном режиме проводилась при сканировании ступенчатой поверхности кремния. Образцы представляли собой пластины кремния (111) с разориентацией менее одного градуса. После стандартной химической обработки образцы подвергались высокотемпературному отжигу в сверхвысоковакуумной камере. Средняя шероховатость на террасах между моноатомными ступенями составила по измерениям АСМ величину менее 0,6 ангстрем [2].

Для визуализации атомных ступеней, монослойных покрытий и нанокластеров на поверхности кремния использовалась не только топографическая мода, но и, так называемая, фазовая мода. Для количественного описания фазового контраста, рассмотрим сбой фазы осциллирующего зонда АСМ – кантилевера в одномерной модели, когда взаимодействие зонда с поверхностью происходит в направлении Z , нормальном к поверхности. Зонд с эффективной массой кантилевера m^* , закрепленный на конце пружины с жесткостью k , совершает осциллирующие колебания за счет вынуждающей гармонической силы, действующей на другой конец пружины. Влияние взаимодействие зонда с исследуемой поверхностью вводится через параметр демпфирования («вязкости») q . В такой модели колебание зонда может быть описано следующим дифференциальным уравнением:

$$m^* \ddot{z} + q\dot{z} + kz = L \sin \omega t, \quad (1)$$

где L и ω_0 – амплитуда и частота вынуждающей силы, и t – текущее время. Смещение фазы колебаний кантилевера, обусловленное взаимодействием зонда с поверхностью в направлении перпендикулярном этой поверхности, назовем *нормальным фазовым контрастом*.

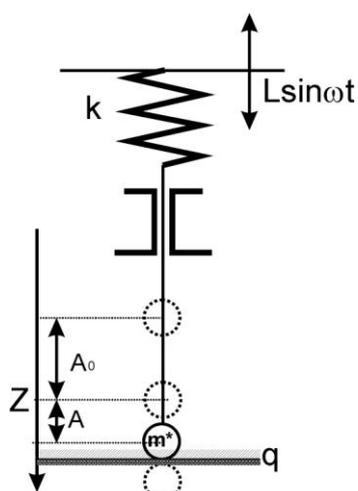


Рис.2 Схематическое представление взаимодействия зонда АСМ с поверхностью в модели осциллятора с вынуждающей силой и демпфированием.

При смещении зонда вдоль поверхности нормальный фазовый контраст показывает величину сбой фазы колебаний зонда АСМ в каждой отдельной точке. В работах [3-5] было предложено решение уравнения (1) в виде соотношения, связывающего сбой фазы колебаний кантилевера φ при его взаимодействии с поверхностью и диссипацию его кинетической энергии E_{diss} в каждом цикле колебаний зонда АСМ:

$$\sin \varphi = \frac{A\omega}{A_0\omega_0} + \frac{QE_{diss}}{AA_0k\pi}, \quad (2)$$

где A_0 - амплитуда свободных колебаний зонда, а A и ω - амплитуда и частота, регистрируемые в подведенном к поверхности состоянии и Q – добротность кантилевера. Полученное соотношение сбой фазы колебаний кантилевера и затрачиваемой им при ударе о поверхность энергии позволило установить основные факторы, влияющие на величину сбой фазы. Справедливость представленного выше соотношения была показана при исследовании влияния жесткости кантилевера на величину сбой фазы его колебаний [6]. Подробное рассмотрение траектории движения зонда атомно-силового микроскопа, его колебаний, и детальный учет всех сил, действующих на подложку в момент касания зондом поверхности, представлено в работе [7].

Типичные топографическое (а) и фазовое (б) АСМ-изображения ступенчатой поверхности Si(111) после извлечения из СВВ-камеры показаны на рисунке 3. Анализ спектра высот (распределение точек на топографическом изображении по высотам) однозначно указывает на наличие атомных ступеней высотой в одно межплоскостное расстояние (0,31нм) (Рис.3в). Фазовое АСМ-изображение показывает распределение относительной величины сбой фазы колебаний кантилевера в области сканирования, совпадающей с топографическим АСМ-изображением. Заметим, что фазовый контраст от соседних террас не изменяется, т.е. величина сбой фазы на террасах сохраняется одинаковой для всей области сканирования. Прямые измерения фазового сдвига при неподвижном зонде (*нормальный фазовый контраст*) не выявили различий на террасах и моноатомных ступенях в любой точке сканируемого пространства, что находится в полном соответствии с уравнением (2).

Нормальный фазовый контраст зависит от таких параметров, как влажность, твердость, электрических зарядов и т.д. Влияние адсорбированной на поверхности влаги на взаимодействие зонд-образец было продемонстрировано на гладкой поверхности образца с попеременно чередующимися гидрофильными и гидрофобными полосами [8]. В процессе сканирования одновременно регистрировалась топография и фазовый

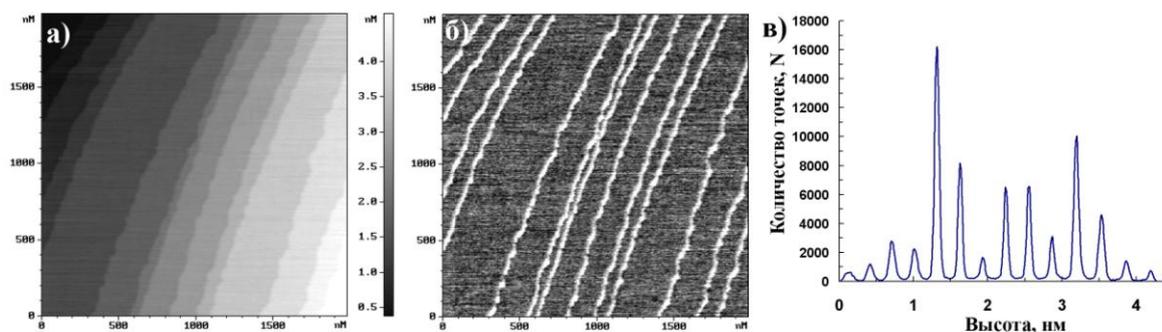


Рис.3 2x2 мкм² топографическое (а) и фазовое (б) АСМ изображения ступенчатой поверхности кремния (111), (в) – спектр высот, где пики соответствуют террасам, а расстояние между пиками - высоте моноатомной ступени.

контраст в условиях непрерывного изменения влажности. При низкой влажности зоны с низкой и высокой смачиваемостью показывают одинаковый фазовый сдвиг, тогда как при увеличении влажности фазовый сдвиг существенно различается из-за наличия на поверхности тонкого слоя влаги. Различие в величине сдвига фазы колебаний зонда АСМ позволило выявить неоднородности гранулированной поверхности композитного материала из стекла и полиэстера за счет различной твердости гранул [9]. Фазовый контраст АСМ изображений интерпретировался за счет различных коэффициентов жесткости стекла и полиэстера. Важным применением фазовой методики атомно-силовой микроскопии является возможность идентификация химических соединений на поверхности [10].

Установлено формирование фазового контраста даже на однородной по химическому составу и содержащей однородный адсорбционный слой поверхности. Возникновение фазового контраста, по-видимому, связано с латеральным взаимодействием зонда при сканировании. Контраст, обусловленный латеральным взаимодействием конца иглы зонда АСМ с рельефом поверхности при движении кантилевера, будем называть *кинетическим* фазовым контрастом. Экспериментальная регистрация латеральных сил подтверждена наблюдением фазового контраста от поверхности Si(111), частично покрытой сверхструктурными доменами, инициированными субмонослойным осаждением золота, меди и кальция [11]. Следует отметить, что с уменьшением скорости сканирования кинетический фазовый контраст от одного и того же участка ступенчатой поверхности кремния ослабевал или даже полностью исчезал. Это дополнительно указывает на тот факт, что латеральное диссипативное взаимодействие (сила трения) между зондом и анализируемым образцом влияет на фазовый контраст, который активируется при перемещении зонда вдоль

поверхности и зависит от скорости этого перемещения.

Мы учли латеральные силы, возникающие при сканировании зондом, в зависимости коэффициента демпфирования q от скорости движения и рельефа поверхности [12]. Этот коэффициент зависит от латеральной скорости передвижения зонда АСМ по поверхности $V(x,y)$ и от профиля рельефа в направлении движения зонда $f(x,y)$.

На основе численного моделирования сканирования острозаточенным зондом поверхности с различной шероховатостью с учетом многоточечного контакта зонд-поверхность предложено соотношение между энергией диссипации и скоростью движения зонда вдоль поверхности. Для проверки предположения о трибологическом механизме латерального фазового контраста АСМ были проведены измерения величины разности сдвига фазы на специально подготовленной тест-объекте, характеризующимся малой величиной шероховатости поверхности и одинаковым по высоте рельефом. В качестве такого тест-объекта была приготовлена поверхность кремния (111), содержащая неоднородное распределение примесных атомов в виде отдельных полицентрических доменов, поверхностной реконструкции, инициированной субмонослойным осаждением меди из обезгаженного вольфрамового испарителя в СВВ-камере (рис.4). Установлено, что с увеличением скорости сканирования до 20 мкм/с происходит рост разности фазового сдвига на реконструированной и не реконструированной медью поверхности кремния. Это согласуется как с моделью представленной в работе [12], так и с моделью Бхушана-Гамбе [13], связывающей диссипативную силу и скорость в предположении о затратах энергии на «асферическую» неупругую деформацию.

В результате оптимизации скорости сканирования методом фазового контраста получены топографические и фазовые АСМ-изображения поверхности кремния (111),

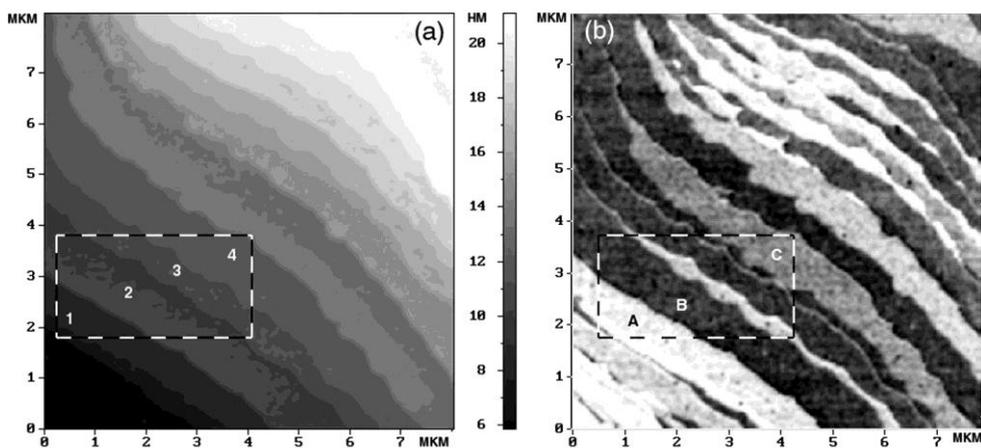


Рис. 4. АСМ-изображения: топографическое (а) и фазовое (б), одного и того же 8×8 мкм² участка поверхности кремния (111), содержащей сверхструктурные домены [5x5], инициированные осаждением меди в сверхвысоковакуумной камере. Цифрами на (а) помечены террасы, а буквами на (б) отмечены области с разным сбоем фазы.

частичной покрытой сверхструктурными доменами меди [5x5] [14]. Детальное изучение АСМ-топографии такой поверхности не выявило какого-либо различия между доменами. Однотонные полосы на изображении представляют собой гладкие террасы, высота и шероховатость которых вдоль всей полосы одинаковы. В отличие от топографического, АСМ-изображение в режиме регистрации фазового сдвига выявило не только положение ступеней, но и три вида контраста на поверхности кремния (111), покрытой медью. Различие в фазовом контрасте АСМ для сверхструктурных доменов, инициированных субмонослойным осаждением меди, может быть объяснено различной ориентацией доменов относительно направления сканирования зондом поверхности.

Фазовый контраст был применен для выяснения физических закономерностей формирования систем пониженной размерности на поверхности кремния, а также поиска контролируемого управления структурными свойствами сформированных систем. Демонстрируется построение атомных моделей и определение параметров структурных преобразований поверхности кремния при эпитаксиальном росте, адсорбции, сублимации, и термическом отжиге.

В представленной работе изучен механизм формирования фазового контраста в атомно-силовой микроскопии в различных условиях взаимодействия осциллирующего зонда с поверхностью. Представлен новый кинетический механизм формирования фазового контраста на поверхности, инициирующийся при увеличении скорости передвижения зонда АСМ по поверхности подложки вследствие увеличения силы трения. Применение кинетического

фазового контраста АСМ позволяет расширить возможности визуализации поверхностных дефектов. Методами структурной диагностики определены параметры и сформированы покрытия атомной толщины и нанокластеры атомного размера на поверхности кремния.

Автор выражает благодарность С.С.Косолобову, Е.Е. Родякиной и Д.В. Щеглову за помощь в проведении экспериментов. Работа частично поддержана РФФИ (грант № 07-02-01003).

1. G.Binnig *et al.*, Phys.Rev.Lett. 49, 57 (1982).
2. D.V. Sheglov, A.V. Prozorov, D.A. Nasimov, A.V. Latyshev and A.L. Aseev., Phys. Low-Dim. Struct. 5/6, 239, (2002).
3. R. Garcia, J. Tamayo, A. S. Paulo., Sur. Interf. Anal., 27, 312 (1999).
4. P.M. Hoffman, S.Jeffery, J.B. Pethica, H.O. Ozer, A.Oral, Phys.Rev.Lett., 87, 26, 5502, (2001).
5. A. Berquand *et al.*, Surf. Sci. 523, 125 (2003).
6. V.B. Nunes and S.I. Zanette, Material Characterization 50 (2003) 173-177.
7. J.P.Spatz *et al.*, Nanotechnology 6 (1995) 40-44.
8. T. Nguen *et al.*, 24-th Annual meeting of the adhesion society, Proceedings, The Adhesion society, Febr.2001, 68-70, 2001.
9. A. Berquand *et al.*, Surf. Sci. 523 (2003) 125-130
10. B. Basnar, G. Friedbacher, H. Brunner, T. Vallant, U. Mayer, H. Hoffmann, Appl.Surf.Sci. 171, 213 (2001).
11. D. Sheglov *et al.*, Microsc.&Analysis, 9, (2005).
12. Д.В. Щеглов, А.В. Латышев, ЖЭТФ, в печати
13. N.S. Tambe, B. Bhushan, Appl. Phys. 38, 764 (2005).
14. А.В. Латышев, А.Л. Асеев Атомные ступени на поверхности кремния, Новосибирск: Изд. СО РАН, 2006. 242 с.

**ЭСМ/АСМ исследования лазерных диодов на область спектра 3 мкм
со сверхрешеткой InSb/InAs/GaSb в активной области :
дизайн и основные свойства**

А.Н.Титков, А.В.Анкудинов, М.С.Дунаевский, К.С.Ладутенко,

В.П.Евтихийев

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

N.Deguffroy, A.N.Baranov, E.Tournié

IES, Université Montpellier 2-CNRS, Montpellier, France

B.Satpati, A.Trampert

PDI für Festkörperelektronik, Berlin, Germany

Alexander.Titkov@ mail.ioffe.ru

В настоящее время весьма важными являются исследования по созданию полупроводниковых излучающих приборов на среднюю инфракрасную область спектра, все еще слабо освоенную и одновременно являющуюся очень важной для решения задач по контролю состояния окружающей среды, а также для оборонных и технологических применений. Наиболее перспективными полупроводниковыми материалами для создания светодиодов и лазеров на диапазон длин волн 3-5 мкм представляются диодные лазерные структуры, активные области которых создаются на основе соединений InSb, InAs и GaSb.

В предлагаемом докладе планируется рассказать об основных результатах работы по созданию и исследованию лазерных светодиодов на вышеназванную область спектра, выполняемой по проекту Antimonide Quantum Dots for Mid-IR Nano-Photonic Devices в рамках 6-ой рамочной программы Европейского сообщества (проект FP6-017383). Основной дизайн разрабатываемых лазерных диодов предполагал создание активной области GaSb со слоями квантовых точек InSb, заключенной в волноводе GaAlAsSb между p- и p- эмиттерами AlGaAsSb на подложке p-GaSb. Главной трудностью в реализации такого лазерного диода являлось получение слоев не релаксированных квантовых точек InSb в GaSb малых размеров и с высокой латеральной плотностью. Выполненные детальные технологические работы по получению таких точек и их исследованию методами АСМ микроскопии и просвечивающей электронной микроскопии показали, что традиционными

методами молекулярно-пучковой эпитаксии совершенные ансамбли InSb квантовых точек в GaSb, скорее всего получены быть не могут. Причиной тому является очень высокая при обычных температурах роста миграционная способность атомов In. В проводимой работе, однако, был найден способ получения совершенных ансамблей InSb квантовых точек в GaSb за счет депозиции InSb при низкой температуре с последующим коротким высокотемпературным отжигом [1,2]. В докладе будут представлены основные стадии и результаты этой части работы.

Дальнейшие исследования, включая моделирование энергетического спектра InSb квантовых точек в GaSb, показали, к сожалению, низкую излучательную эффективность этой системы из-за непрямого в реальном и k-пространстве характера электронных переходов в ней [3].

В связи с этими результатами, дальнейшие исследования были переориентированы на создание лазерных диодов со специфическими короткопериодными сверхрешетками в активной области из слоев GaSb и InAs с внедрением монослоя InSb в слой GaSb. Структура реально получавшихся сверхрешеток контролировалась по данным высокоразрешающей просвечивающей микроскопии. Теоретическое моделирование для таких сверхрешеток предсказывало реализацию электронных переходов в нужном спектральном диапазоне и придание им прямого характера. В полученных лазерных диодах была достигнута генерация в импульсном режиме вплоть до комнатной температуры и в спектральном диапазоне до 3.3 мкм. В докладе

будут представлены основные типы сверхрешеток, создававшиеся в активной области лазерных диодов и рассмотрено влияние их устройства на положение линии генерации, ее интенсивность, пороговые значения тока и значение температуры T_0 .

Значительное внимание в докладе будет уделено рассмотрению результатов исследований получаемых лазерных диодов методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) в топографической моде и моде электростатической силовой микроскопии (ЭСМ). АСМ/ЭСМ исследования выполнялись на зеркалах лазерных структурах при приложении к структурам как прямого, так и обратного смещения. Подобные исследования позволяют получать точную информацию о морфологии лазерных зеркал и о распределении в структурах встроенных и приложенных напряжений. ЭСМ исследования позволяют изучать степень совершенства каждого из встроенных гетеро и электро переходов в отдельности. В частности, для каждого перехода может быть получена своя вольт-амперная характеристика, так как распределение напряжения поперек слоев лазерной структуры контролируется детально с нанометровым разрешением.

Для исследовавшихся лазерных структур были выявлены несколько, характерных для них, проблем. Топографические исследования выявили развитие толстых естественных окислов на зеркалах в области AlGaAsSb эмиттеров, имеющих содержания Al на уровне 90%. Со временем и в зависимости от влажности воздуха и длительности работы лазера, полная толщина окисла (суммарная толщина частей окисла под поверхностью и возвышающейся над ней) может достигать 1 мкм. Исследование распределений приложенного напряжения показало наличие заметного падения на заднем контакте с подложкой. Еще более существенное падение напряжения было обнаружено на интерфейсе подложки с п-эмиттером. В ходе работ эти паразитные падения напряжения были несколько снижены, но все еще остаются значительными.

Для активной области было показано, что там ВАХ характеризуются фактором идеальности близким к единице. Однако, у ВАХ для всего лазерного диода этот фактор уже равняется 2, что связано с наблюдающимися потерями на заднем контакте и интерфейсе подложка п-эмиттер.

Полупроводниковые лазерные структуры на среднюю ИК область, как правило, характеризуются не достаточным удержанием дырок в активной области и волноводе. В работе была развита ЭСМ методика прямого наблюдения утечки дырок в эмиттеры. Она состоит в том, что ЭСМ измерения распределений поверхностного потенциала

выполняются при работе лазерных диодов в импульсном режиме с длительностью импульсов 100нс при высокой скважности следования. В этом случае существенно более медленные ЭСМ измерения усредняют приложенное напряжение до очень маленьких значений. В то же время, если имеет место утечка дырок или электронов в эмиттеры, там они могут выходить на поверхность зеркала и изменять величину приповерхностного изгиба зон. Поскольку время жизни носителей на поверхностных состояниях может быть значительным, обуславливаемый ими изменение изгиба зон уже может детектироваться ЭСМ методом, что в свою очередь создает метод контроля факта появления и характера распределения носителей в эмиттерах, а для дырок и их последующей миграции в п-подложку. Разработанный новый метод был применен для изучения миграции неравновесных дырок в п-эмиттер в исследовавшихся лазерных диодах.

Выполнение проекта еще продолжается и должно привести к дальнейшему улучшению полученных результатов. Тем не менее, накопленное новое знание, как представляется, уже может быть интересным для представления научной общественности.

- [1] V.Tasco, N.Deguffroy, A.N.Baranov, E.Tournie, B.Satpati, A.Trampert, M.Dunaevski, A.Titkov, Appl. Phys. Lett., **89**, 263118 (2006)
- [2] V.Tasco, N.Deguffroy, A.N.Baranov, E.Tournie, B.Satpati, A.Trampert, M.Dunaevski, A.Titkov, J. of Crystal Growth, **301-302**, 713-717 (2007)
- [3] N.Deguffroy, V.Tasco, A.Baranov, E.Tournie, B.Satpati, A.Trampert, M.Dunaevski, A.Titkov, M.Ramonda, J. of Appl. Phys., **101**, 124309 (2007)

Доменные нанотехнологии в сегнетоэлектриках. Основы нано-доменной инженерии.

В.Я. Шур

Лаборатория сегнетоэлектриков, Уральский государственный университет им. А.М. Горького,
пр. Ленина 51, Екатеринбург, Россия
e-mail: vladimir.shur@usu.ru

В работе приведен обзор последних достижений в изучении и применении самоорганизованных квазирегулярных сегнетоэлектрических нано-доменных структур, возникающих за счет коррелированного зародышеобразования при переключении поляризации в сильно неравновесных условиях. Сформулированы основные подходы к описанию кинетики сегнетоэлектрических доменов, рассматриваемого как аналог фазового перехода первого рода. Показано, что степень отклонения от равновесных условий переключения характеризуется величиной отношения скоростей переключения и объемного экранирования остаточных деполяризующих полей. В качестве модельных материалов использованы монокристаллы семейств ниобата лития LiNbO_3 (LN) и танталата лития LiTaO_3 (LT). Визуализация нано-доменов производилась с использованием различных мод сканирующей зондовой микроскопии. Изучены различные виды потери устойчивости формы доменных стенок и изменения формы доменов при значительных отклонениях от равновесия. Установлено, что возникающие стабильные самоорганизованные нано-доменные структуры являются квазипериодическими и состоят из изолированных клиновидных доменов диаметром до 30 нм. Исследован эффект формирования «кинетических» ансамблей изолированных нано-доменов впереди доменной стенки, движущейся при переключении в LN с поверхностным слоем, модифицированным методом протонного обмена. Рассмотрены механизмы формирования квазирегулярных нано-доменных структур, связанные с электростатическим домен-доменным взаимодействием. Рассчитано пространственное распределение поля вблизи доменных стенок, приводящее к зависимости корреляционной длины структур от толщины диэлектрического слоя.

В последнее десятилетие большое внимание уделяется созданию периодических микро- и нано-доменных структур в сегнетоэлектрических материалах. Доменная инженерия заняла одно из ведущих мест в современной науке о сегнетоэлектричестве и технологии создания перспективных материалов. Основная цель, поставленная перед этим направлением, состоит в создании регулярных доменных структур в коммерчески перспективных сегнетоэлектриках, что позволяет управлять параметрами кристаллов, обладающих необходимыми для практического применения свойствами. Возможность простран-

ственной модуляции фоторефрактивных, электрооптических, нелинейно-оптических, акустических, и пьезоэлектрических свойств кристаллов за счет создания стабильных периодических доменных структур открывает широкие перспективы для изготовления функциональных устройств нового поколения с рекордными характеристиками. Относительно низкая цена таких устройств достигается за счет использования для поляризации сегнетоэлектриков хорошо развитых методов литографии, позволяющих получать прецизионные периодические доменные структуры с необходимой высокой точностью. Уже в самом ближайшем будущем данная технология обещает стать конкурентоспособной и обеспечить выход элементов на основе периодически поляризованных LN и LT на широкий рынок. Следует подчеркнуть, что современные тенденции в развитии технологий ставят перед доменной инженерией еще более сложные задачи. Стремительное развитие нанотехнологий позволяет наряду с созданием периодических доменных структур с микронными периодами и воспроизводимостью геометрических параметров на уровне десятка нанометров, начать разработку методов получения регулярных нано-доменных структур.

В настоящей работе приведен обзор современных подходов к решению данной проблемы и представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований, направленных на получение стабильных самоорганизованных нано-доменных структур в LN, который является базовым материалом интегральной оптики и одним из наиболее широко используемых нелинейно-оптических кристаллов.

Очевидно, что для успешного развития нано-доменной инженерии необходимо глубокое и всестороннее понимание физических процессов, лежащих в основе возникновения и формирования доменной структуры в сегнетоэлектриках. Наши систематические исследования показали, что основные геометрические параметры существующего полидоменного состояния определяются конкретной кинетикой доменной структуры, которая привела к ее созданию. С точки зрения классического термодинамического подхода формируемые доменные структуры, как правило, являются метастабильными и их параметры далеки от равновесных, тем не менее, с точки зрения практического применения, они являются стабильными, поскольку остаются неизменными

в течение длительного времени. Было экспериментально установлено, что экранирование (компенсация) деполяризующего поля позволяет стабилизировать практически любую доменную конфигурацию. Кроме того, условия экранирования в процессе переключения поляризации определяют выбор того или иного типа эволюции доменной структуры.

Удалось обнаружить основные экспериментальные приемы, контролирующие процесс объемного экранирования и обосновать их эффективность. Выбор определенной формы импульса переключающего электрического поля, создание искусственного поверхностного диэлектрического слоя с оптимальными характеристиками и использование переключения поляризации, инициированного пирозлектрическим полем, позволяют не только создавать желаемые прецизионные микро- и нано-доменные структуры, но и стабилизировать их.

Роль нано-доменов в зародышеобразовании

Использование экспериментальных методов визуализации доменов с высоким пространственным разрешением позволило существенно изменить представления о кинетике доменной структуры при переключении поляризации.

В настоящее время не удается объяснить возникновение зародышей при переключении из монодоменного состояния. Согласно классическим теоретическим расчетам вероятность появления первых доменов на стадии «зародышеобразования» в экспериментально измеряемых коэрцитивных полях практически равна нулю. Этот парадокс до сих пор остается неразрешенным. В свете новых представлений одним из возможных вариантов объяснения может быть утверждение о том, что исходное состояние в действительности не является монодоменным. Существование в приповерхностном слое нано-доменов, неразличимых традиционными оптическими методами, радикально изменяет ситуацию. В этом случае стадия зародышеобразования представляет собой начальную стадию роста доменов и их превращения из «невидимых» нано-доменов в оптически различимые микро-домены.

Дискретное переключение

Роль нано-доменов становится определяющей при переключении поляризации в сильно неравновесных условиях, которые возникают во вновь переключенных областях при полностью неэффективном экранировании деполяризующих полей. При этом традиционный «непрерывный рост» доменов сменяется аномальным «дискретным переключением», представляющим собой разрастание ансамблей изолированных нано-доменов. Аномальная кинетика доменов может быть реализована при переключении в электрическом поле в различных экспериментальных ситуациях:

- при приложении «сверхсильных» полей, значительно превосходящих коэрцитивные, за счет ускорения кинетики доменов;

- при самопроизвольном обратном переключении под действием незаэкранированного деполяризующего поля после выключения переключающего поля;

- при использовании искусственного поверхностного диэлектрического слоя, созданного путем модификации поверхности сегнетоэлектрика или нанесения изолирующего слоя.

Несмотря на то, что возникновение структур обусловлено появлением невидимых нано-доменов при дальнейшем росте они превращаются в оптически различимые, что позволяет проследить за эволюцией ансамблей и выявить основные закономерности дискретного переключения. Следует отметить, что определяющая роль нано-доменов подтверждается экспериментально при визуализации доменной структуры после частичного переключения с помощью сканирующей зондовой микроскопии.

Исследовалось переключение с использованием жидких электродов в пластинах стехиометрического LT (SLT) толщиной 2 мм, покрытых слоем фоторезиста толщиной 1.5 микрона.

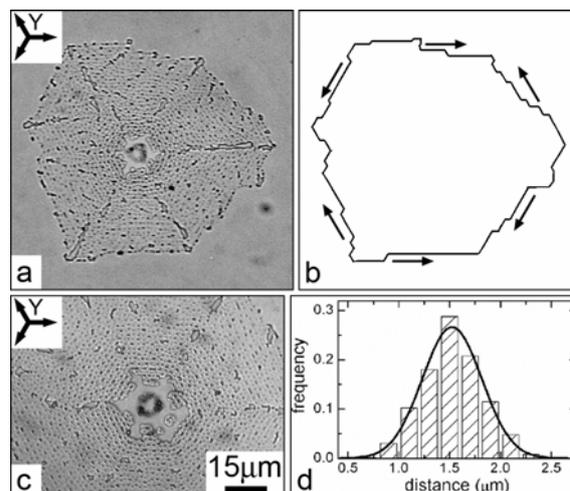


Рис.1 Паутинообразная доменная структура в SLT, со слоем фоторезиста. (a), (c) оптические изображения, получены с помощью травления. (b) Схема границы ансамбля. (d) Гистограмма расстояний между соседними доменами.

Процесс переключения начинался с формирования гексагонального домена вокруг отверстия в диэлектрическом слое. Последующий рост осуществлялся за счет распространения квазирегулярного ансамбля изолированных нано-доменов (Рис.1а,с). Расширение данной структуры следовало правилам, сформулированным для роста массивного одиночного домена. Единственное отличие заключалось в том, что роль границы в данном случае играла огибающая области занятой массивом изолированных переключенных доменов. Видно, что продвижение границы так же определяется процессами «генерации ступенек» и «роста ступенек» (Рис.1b). Кроме того, как и при обычном росте макро-домена, переключаемая область приобретает форму пра-

вильного полигона, стороны которого ориентированы строго вдоль кристаллографических направлений.

Проведенный статистический анализ экспериментальных данных выявил, что среднее расстояние между соседними изолированными микро-доменами, составляющими данную структуру, близко к толщине диэлектрического слоя (Рис.1d). Необходимо подчеркнуть, что обнаруженная корреляция открывает возможность при заданных экспериментальных условиях оценивать эффективную толщину собственного диэлектрического зазора, неизбежно существующего во всех сегнетоэлектриках, путем измерения среднего периода формируемой при дискретном переключении квазирегулярной структуры.

Нано-доменные ансамбли

Формирование квазирегулярных нано-доменных структур (ансамблей) впервые было обнаружено и исследовано нами при самопроизвольном обратном переключении в конгруэнтном LN (CLN) [1,2]. Было отмечено, что процессы обратного переключения протекают необычайно быстро, поскольку они развиваются под действием аномально сильных внутренних полей смещения (bias field) E_b . Аномальная величина E_b обусловлена рекордным значением спонтанной поляризации в CLN, что приводит к аномально высоким значениям объемных экранирующих полей, не успевающим изменить направление за время действия импульса переключающего поля. Самопроизвольное обратное переключение после выключения внешнего поля, вызвано сменой знака локального поля при неполном экранировании. Экспериментально было показано, что при этом переключение осуществляется за счет движения границы ансамбля изолированных нано-доменов (Рис.2).

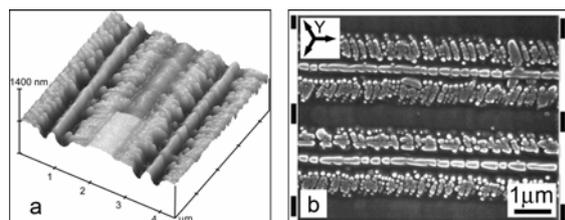


Рис.2 Стабильные нано-доменные ряды, возникшие в результате спонтанного обратного переключения в CLN. Черные линии указывают положение электродов. Доменная структура выявлена с помощью травления и визуализирована с помощью (а) AFM, (b) SEM.

Следует подчеркнуть, что в данных экспериментальных условиях кинетика доменной структуры в прямом и обратном направлениях качественно различается. Переключение в прямом направлении осуществляется при незначительном превышении приложенного поля величины E_b (210 кВ/см). Таким образом, когда приложенное поле превышает пороговое значение,

переключающее поле с учетом действия E_b невелико. При этом реализуется классический сценарий движения доменной стенки за счет генерации и роста ступеней на стенке. При обратном переключении под действием самого E_b реализуется аномальная кинетика доменов.

Визуализация полученной нано-доменной структуры с использованием сканирующей электронной и сканирующей зондовой микроскопии показало, что она представляет собой квазипериодическую структуру, образованную ориентированными вдоль выделенных кристаллографических направлений цепями, состоящими из нано-доменов диаметром 30-100 нм с линейной плотностью в цепях более 10^4 мм^{-1} .

Данный сценарий эволюции доменной структуры наблюдался при переключении пластин CLN с использованием периодической структуры электродов, ориентированных вдоль Y- направлений. В структуре полосовые электроды, нанесенные непосредственно на поверхность E_1 , чередовались с электродами, нанесенными на искусственные диэлектрические слои E_{1D} (фоторезист толщиной около 2 мкм) (Рис.2). При прямом переключении домены образовывались в областях под E_1 и разрастались в области E_{1D} . При обратном переключении формирование нано-доменных структур наблюдалось в областях E_{1D} . Как уже отмечалось, наличие искусственного поверхностного диэлектрического слоя способствует возникновению сильнонеравновесных условий переключения.

Формирование и рост нано-доменной структуры при обратном переключении является самоорганизованным процессом. Проведенные вычисления показывают, что при неполном экранировании существует максимум переключающего поля на расстоянии, порядка толщины диэлектрического зазора, от доменной стенки или границы нано-доменного ансамбля, что инициирует формирование новой цепи нано-доменов. В результате реализуется самоподдерживающийся процесс разрастания ансамбля за счет генерации все новых и новых цепей нано-доменов.

Коррелированное зародышеобразование

Наблюдаемое на опыте самоподдерживающееся распространение нано-доменного ансамбля можно объяснить в рамках уже рассмотренной выше теории роста доменов, с учетом определяющей роли эффекта запаздывания объемного экранирования деполяризующего поля. При неполном экранировании за движущейся доменной стенкой следует шлейф не полностью скомпенсированного деполяризующего поля. Наличие шлейфа приводит к двум эффектам. Во-первых, затрудняется генерация ступеней на стенке, что замедляет ее движение [2,3]. Во-вторых, увеличивается вероятность зародышеобразования на некотором расстоянии впереди движущейся стенки, что приводит к образованию цепей нано-доменов. Численное решение соответствующей электро-

статической задачи показало наличие максимума поля перед фронтом движущейся стенки на расстоянии равном толщине диэлектрического слоя. Несмотря на то, что эта особенность в распределении поля быстро убывает с глубиной, существование подобной сингулярности поля вблизи поверхности образца качественно изменяет классический сценарий кинетики доменов.

Легко обобщить данное рассмотрение на объяснение результатов экспериментов по росту нано-доменной ансамбля, образующегося перед доменной стенкой. Очевидно, что неполное экранирование деполяризующего поля препятствует увеличению площади изолированных нано-доменов и подавляет зародышеобразование в окрестности существующего изолированного домена. Этот эффект приводит к дискретному переключению и формированию квазипериодических цепей игольчатых несквозных нано-доменов. Сформированная вдоль стенки цепь несквозных нано-доменов приводит к возникновению нового максимума локального поля. Это в свою очередь приводит к формированию новой параллельной цепи доменов. Экспериментально показано, что возникающие самоорганизованные структуры могут покрывать площади в несколько квадратных миллиметров.

Приведенные рассуждения позволяют рассмотреть все упомянутые особенности кинетики нано-доменов, наблюдаемые на эксперименте, как следствия проявления самоподдерживающегося процесса, названного нами «коррелированное зародышеобразование». Этот процесс может протекать только при создании сильно неравновесных условий переключения. Очевидно, что при таких условиях данный процесс не может быть описан в рамках традиционного термодинамического подхода и требует учета самосогласованного поведения возникающих доменных структур и инициированного ими изменения пространственного распределения переключающего поля. Результаты проведенного нами компьютерного моделирования качественно согласуются с наблюдаемыми эффектами.

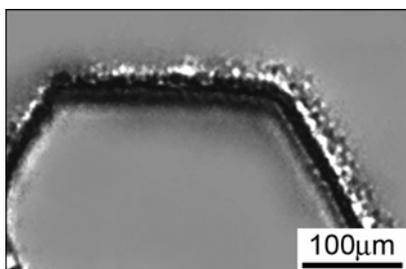


Рис.3 Полосовая область, заполненная изолированными нано-доменами, перед движущейся доменной стенкой в CLN с поверхностью, модифицированной протонным обменом. Мгновенное оптическое изображение.

Влияние неполного экранирования приводит к необычному росту плоской доменной стен-

ки в LN с поверхностным слоем, модифицированным методом протонного обмена. Коррелированное зародышеобразование проявляется в появлении нано-доменного слоя впереди движущейся стенки (Рис.3). В этом случае одновременно протекают два процесса: (1) формирование новых нано-доменных цепей перед фронтом нано-доменной полосы, и (2) генерация ступеней за счет слияния нано-доменов с доменной стенкой. Самоподдерживающееся появление новых нано-доменных цепей обусловлено существованием максимума деполяризующего поля впереди границы нано-доменной полосы. В результате вместе со стенкой перемещается полоса с упорядоченной нано-доменной структурой.

Особый интерес представляет экспериментально наблюдаемое качественное изменение характера взаимодействия движущейся доменной стенки с макро-дефектами - областями с увеличенным значением коэрцитивного поля. При эффективном экранировании стенки в LN движутся скачкообразно: быстрые скачки сменяются сравнительно длинными паузами, при которых стенка остается неподвижной. Формирование нано-доменной полосы при неэффективном экранировании приводит к плавному безостановочному движению стенок, демонстрируя переход от детерминированного зародышеобразования к стохастическому.

При детерминированном зародышеобразовании рост ступеней в области макро-дефекта прекращается и стенка останавливается. Продолжение движения стенки возможно только после определенного интервала, необходимого для образования оптически различимой макро-ступени, достаточной для преодоления дефекта.

Стохастическая генерация ступеней за счет слияния стенки с нано-доменами позволяет стенке легко «обтекать» макро-дефекты без заметного замедления движения. Эта оригинальная реализация стохастического зародышеобразования единственно возможная в LN качественно отличается от классического рассмотрения движения доменной стенки, хотя и приводит к одинаковым результатам.

Работа выполнена при поддержке РФФИ-офи (гр. 06-02-08149), РФФИ-НЦНИ (гр. 05-02-19648), РФФИ (гр. 07-02-96033-р-Урал-а), программы Федерального Агентства по образованию «Развитие научного потенциала высшей школы» (гр. РНП 2.1.1.8272).

[1] Shur, V. Ya., in “Advanced Dielectric, Piezoelectric and Ferroelectric Materials - Synthesis, Characterization & Applications”, ed. by Z.G. Ye, 622 (Woodhead Publishing Ltd, 2008).

[2] Shur, V. Ya., in “Frontiers of Ferroelectricity”, A Special issue of the Journal of Materials Science, Ed. by S.B. Lang, H.W. Chan, 199 (Springer, 2007).

[3] Shur, V. Ya., in “Nucleation Theory and Applications”, Ed. by J.W.P. Schmelzer, WILEY-VCH, 178 (Weinheim, 2005).

Исследование многослойных структур и наноматериалов методом локальной катодолюминесценции.

С.Г.Конников, М.В.Заморянская

Физико-Технический Институт им .А.Ф. Иоффе РАН, ул.Политехническая, д.26, С.Петербург, Россия
e-mail: zam@mail.ioffe.ru

Применение метода локальной катодолюминесценции (КЛ) чрезвычайно эффективно при исследовании и контроле основных физических и физико-химических параметров и характеристик полупроводниковых и диэлектрических материалов, а также различных типов структур на их основе. Это относится в первую очередь к наноматериалам и многослойным структурам, а также, люминофорам, сцинтилляторам (в том числе порошкообразным), керамике, геологическим объектам и др. Нами была разработана многофункциональная катодолюминесцентная система, стыкующаяся с электронно-зондовым микроанализатором [1]. Это позволяет совмещать метод локальной катодолюминесценции с другими методами растровой электронной микроскопии и рентгеноспектрального микроанализа, что значительно расширяет исследовательские возможности неразрушающих локальных методов исследования.

По сравнению с традиционными методами фотолоюминесценции метод локальной катодолюминесценции имеет ряд особенностей:

- исследования оптических переходов, для возбуждения которых необходима энергия выше 6эВ (область вакуумного ультрафиолета). Как правило, это существенно для широкозонных материалов, у которых собственное излучение имеет очень большой стоксовый сдвиг и проявляется в ближнем ультрафиолете и видимой области, но возбуждается только в полосе собственного поглощения. Это излучение, как правило, связано с автолокализованными экситонами или дырками. Это касается и ряда дефектов, энергетические уровни которых находятся в верхней части запрещенной зоны, и для возбуждения которых требуется энергия более 5эВ.

- изучение нелинейных эффектов, связанных с высокой плотностью заселения возбужденных уровней, а также исследования излучения с высоколежащих уровней энергии, не проявляющихся при фотовозбуждении за счет высокой удельной мощности возбуждения. В растровых электронных приборах имеется возможность изменять удельную мощность возбуждения образца на несколько порядков.

- послойный анализа образцов от 5-20нм до целых микрон в зависимости от энергии

возбуждающих электронов (от 0,5 до 40кэВ). Это дает возможность исследовать люминесцентные свойства образца с различной глубины без специальной пробоподготовки.

- локальные исследования образцов с пространственным разрешением от 1мкм и получение пространственного распределения дефектов в образце.

- контроль состава исследуемого микрообъема методом рентгеноспектрального микроанализа.

Настоящая работа посвящена в первую очередь исследованиям наноматериалов и многослойных гетероструктур. В связи с этим наиболее важными возможностями метода КЛ является возможность получения спектров с различной глубины структуры за счет изменения энергии электронного пучка. На рис.1 приведена глубина проникновения электронного пучка в GaN в зависимости от энергии электронного зонда.

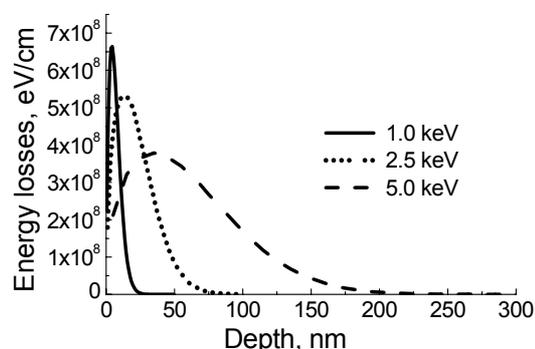


Рис.1 Потери энергии электронов в нитриде галлия по глубине образца при разных энергиях электронного зонда [2].

При этом форма области торможения электронов существенно зависит от энергии электронного пучка и от типа образца. При небольших энергиях (1-5 кэВ) область торможения электронов близка к полусфере, при больших энергиях – имеет форму груши (Рис.2). При энергиях более 5 кэВ электроны «проскакивают» поверхностный слой и люминесценция генерируется в более глубоких слоях образца.

При условии излучательной дезактивации электронно-дырочных пар в той же области, где они были образованы при облучении образца электронным пучком, в спектрах

катодолуминесценции наблюдаются излучение с различной глубины образца.



Рис.2 Зависимость формы области торможения электронов в зависимости от их энергии 1) энергия электронов 1кэВ, 2) 2,5 кэВ, 3) 5 кэВ [3]

Например, на Рис.3 приведены КЛ спектры пленки $In_{0,1}Ga_{0,9}N$, возбуждаемые электронным пучком с энергиями 1, 2,5, 5 и 10кэВ. Толщина пленки составляла 200нм. Красный сдвиг полосы КЛ при возбуждении образца электронным пучком с энергией 1кэВ говорит об относительном увеличении содержания индия в верхнем слое пленки толщиной 10-20нм. В остальной своей части пленка, скорее всего, однородна по составу. При энергиях более 5кэВ в спектре проявляется излучение подложки GaN (полоса с максимумом излучения 3,44эВ).

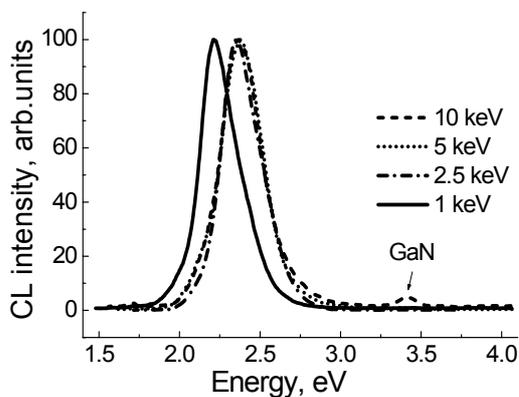


Рис.3 Катоделуминесценция пленки $In_{0,1}Ga_{0,9}N$ толщиной 200нм при возбуждении электронным пучком энергией 1, 2.5, 5 и 10 кэВ. ($T=300^{\circ}$) [2].

При исследовании многослойных структур с малой диффузионной длиной носителей заряда по изменению спектров КЛ можно оценить глубину залегания слоя и его толщину. На Рис.4 приведен пример исследования структуры на основе A_2B_6 : ZnMgSSe/CdSeQD/ZnSSe/GaAs при $T=300^{\circ}$ [3]. Особенностью этой структуры было большая

толщина верхнего четверного слоя (1,2 μ к), что затрудняло его исследование методом фотолуминесценции.

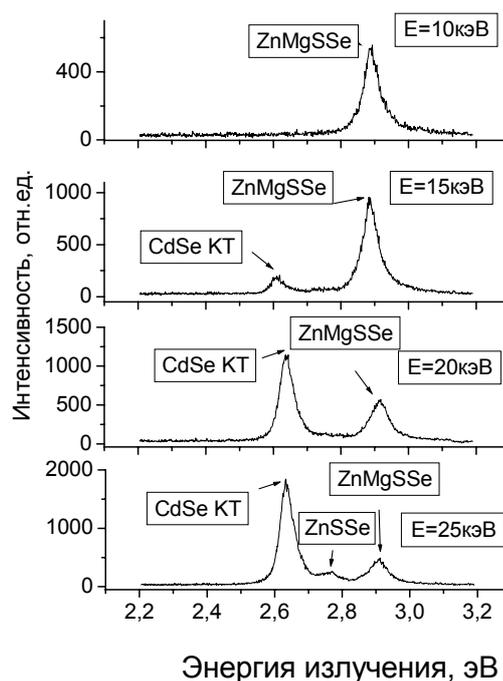


Рис.4 Спектры катодолуминесценции структуры ZnMgSSe/CdSeQD/ZnSSe/GaAs при энергиях электронного пучка 10, 15, 20 и 25кэВ

В Табл.1 приведена глубина проникновения электронов зонда различной энергии и те слой структуры, до которых доходят электроны зонда.

Табл.1

Энергия электронов, кэВ	Глубина проникновения зонда, мк	слои структуры и их толщина
10	0,5	ZnMgSSe - 1,3 мк
15	1,3	CdSe КТ 5нм
20	1,5	ZnSSe - 0,2 мк
25	1,8	

Таким образом, при энергиях электронов 5 и 10 кэВ электроны тормозятся в верхнем слое и в спектрах КЛ проявляется излучение четверного раствора с максимумом излучения 2.9эВ. При больших энергиях зонда в спектрах наблюдается излучение слоя с квантовыми точками (15 кэВ). При дальнейшем увеличении энергии зонда интенсивность излучения верхнего слоя уменьшается. Интенсивность КЛ квантовых точек увеличивается за счет увеличения доли электронов, проходящих через этот слой. В то же время появляется полоса излучения нижнего слоя ZnSSe (Рис.5).

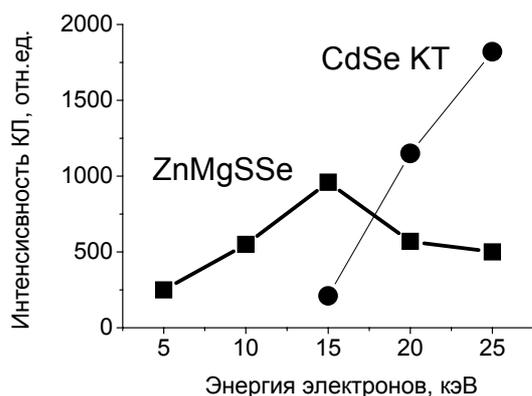


Рис.5 Зависимость интенсивности излучения верхнего слоя ZnMgSSe и слоя с квантовыми точками CdSeQD от энергии электронного зонда.

Исследование КЛ различных слоев при изменении энергии электронного пучка может быть использовано для оценки транспортных свойств носителей заряда в многослойных структурах. При хорошем качестве интерфейса между верхними слоями и каналом (слоем с квантовыми точками) в спектрах КЛ будет проявляться только излучение канала. Это наблюдалось для лазерных структур на основе A_2B_6 [3], светодиодных структур на основе нитридов и структур для HEMT транзисторов на основе AlGaAs/InGaAs/GaAs [4]. Толщина верхнего слоя этой структуры составляла 50нм, толщина канала InGaAs – 12нм. В Табл.2 приведены глубины проникновения электронного зонда для этой структуры.

Табл.2

Энергия электронов, кэВ	Глубина проникновения зонда, мк
1	0,02
2,5	0,07
5	0,2
10	0,6

В спектрах КЛ при всех используемых энергиях электронного зонда наблюдается излучение, связанное с люминесценцией канала InGaAs (Рис.6)

Как видно из рисунка максимум интенсивности излучения канала наблюдается при энергиях электронного зонда 2.5 – 5 кэВ. При этих энергиях основные потери энергии электронного зонда происходят вблизи канала. При энергии электронов 1 кэВ электроны теряют свою энергию в приповерхностном слое структуры.

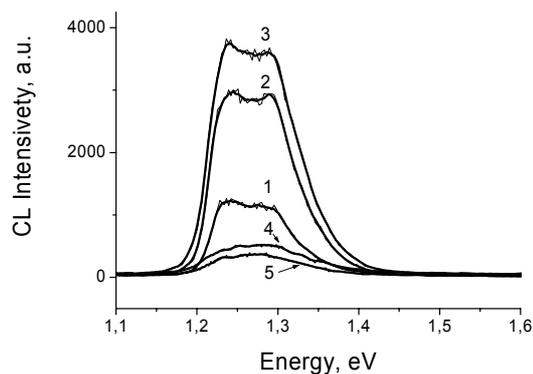


Рис.6 Спектры КЛ структуры при различных энергиях электронного зонда 1) 1 кэВ, 2) 2,5кэВ, 3)5 кэВ, 4) 10кэВ, 5) 15кэВ.

Зависимость интенсивности КЛ от энергии пучка приведена на Рис.7.

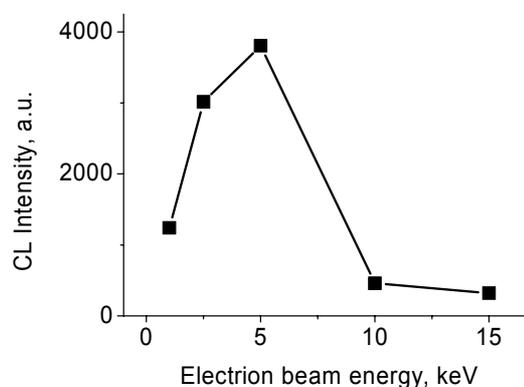


Рис.7 Зависимость интенсивности КЛ канала от энергии электронного зонда.

Вследствие большей диффузионной длины носителей заряда и хорошего качества интерфейса электроны достигают канала, где излучательно дезактивируются. При больших энергиях электронного зонда (более 5кэВ) носители в основном поступают со стороны подложки. Интересно, что при этом меняется форма полосы излучения. На основании формы полосы катодолуминесценции можно сделать выводы о симметрии потенциальной ямы канала [6].

Еще одной важной особенностью метода локальной катодолуминесценции является возможность определения уровней ловушек и оценка энергии активации [7] в полупроводниках и структурах на их основе. В связи с тем, что при облучении образца электронами, ловушки могут характеризоваться высоким сечением захвата электронов. В результате при стационарном облучении образца электронным пучком наблюдается медленное (от долей секунд до минут) изменение интенсивности катодолуминесценции (явление аналогичное термолуминесценции). Медленное разгорание катодолуминесцентного сигнала наблюдалось для пленок на основе A_2B_6 (ZnSe, ZnSSe, ZnMgSSe),

для светодиодных структур на основе нитридов (InGaN/GaN), и структур на основе AlGaAs/InGaAs/GaAs. Изменяя изменение времени разгорания катодолюминесценции для пленок на основе A_2B_6 оценивалась энергия активации ловушек. При исследовании многослойных структур интересным является не только определение ловушек в слоях, но и транспорт носителей заряда в структуре при стационарном облучении электронным пучком.

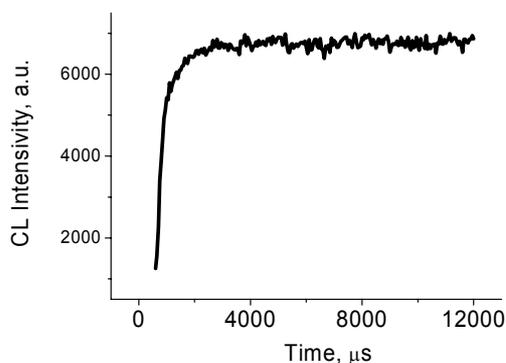


Рис.8 Изменение интенсивности КЛ от времени канала InGaN (максимум излучения - 1,26 эВ) в структуре AlGaAs/InGaAs/GaAs при стационарном облучении электронным зондом (энергия электронов – 5 кэВ)

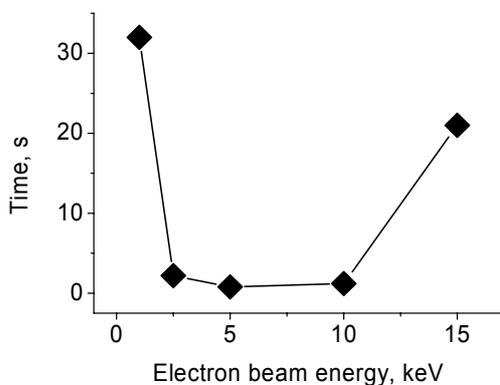


Рис.9 Зависимость времени разгорания катодолюминесценции структуры AlGaAs/InGaAs/GaAs максимум излучения - 1,26 эВ при стационарном облучении электронным зондом в зависимости от энергии электронного зонда

На Рис.8 приведена характерная зависимость изменения интенсивности во времени при непрерывном облучении образца электронным зондом. На Рис. 9 показана зависимость времени разгорания катодолюминесценции от энергии зонда для наноразмерного канала InGaAs (HEMT транзисторов на основе AlGaAs/InGaAs/GaAs) в зависимости от энергии электронного пучка. Из рисунка следует, что дезактивация ловушек

происходит существенно быстрее вблизи канала (при энергиях электронов 2,5-5кэВ).

Таким образом, метод локальной катодолюминесценции позволяет исследовать структуры послойно, оценивать равномерность состава тонких слоев, характеризовать эффективность наноразмерных элементов структуры, транспортные свойства носителей заряда различных слоев в структурах, обнаруживать и оценивать уровень активации ловушек.

Исследованные структуры были выращены в ФТИ им. А.Ф.Иоффе. Авторы благодарят технологов, предоставивших структуры для исследований: В.Н.Жмерика, С.В.Иванова, И.В.Седову, С.В.Сорокина, Н.А.Малеева.

[1] М.В. Заморянская, С.Г. Конников, А.Н. Заморянский ПТЭ, 4, 1 (2004)

[2] Y.V. Domracheva, L.A.Bakaleinikov, E.Yu. Flegontova, V.N. Jmerik, T.B. Popova, M.V.Zamoryanskaya Microchimica Acta, (2008) в печати.

[3] J.I. Goldstein, D. Newbury, P. Echlin, D.C. Joy, C. Fiori, E. Lifshin «Electron Microscopy and X-Ray Microanalysis» New York and London - 1981

[4] A.S.Ivanov, I.V.Sedova, A.A.Sytnikova, S.G.Konnikov, T.B.Popova, M.V.Zamoryanskaya ФТП, 4, 488 (2007)

[5] V.S. Khrustalev, A.V. Bobyl, S.G. Konnikov. N.A.Maleev, M.V. Zamoryanskaya ФТП, 4, 488 (2007)

[6] Steven K. Brierley, William E. Hoke, Peter S. Lyman, Henry T. Hendriks Appl. Phys. Lett. 59, 25, (1991)

[7] A.A. Shakhmin, I.V. Sedova, S.V. Sorokin, V.I. Sokolov, M.V. Zamoryanskaya, H.-J. Fitting Journal of Materials Science: Materials in Electronics (2008) в печати.

Запись информации на массивах магнитных наночастиц зондом магнитно-силового микроскопа

В.Л.Миронов, О.Л.Ермолаева, Б.А.Грибков

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия
e-mail: mironov@ipm.sci-nnov.ru

Уменьшение размеров магнитных элементов является одной из основных тенденций развития современных систем магнитной записи информации. В связи с этим большую актуальность в последнее время приобретают исследования магнитных состояний упорядоченных массивов ферромагнитных наночастиц [1]. Особый интерес вызывают массивы частиц, изготавливаемых методами литографии из тонкопленочных структур с перпендикулярной анизотропией [2,3], как наиболее перспективные для применения в качестве дискретной среды для сверхплотной записи информации. Минимальные латеральные размеры наночастиц достигают 30 нм, что при пространственном периоде расположения частиц в массиве ~ 45 нм обеспечивает плотность записи на уровне 300 Gbits/in² [3].

В настоящей работе рассмотрена проблема оптимизации системы для записи информации на основе массива частиц, как среды для хранения данных, и магнитно-силового микроскопа (МСМ) как средства для записи и чтения информации.

В качестве простейшей модели среды для записи информации рассмотрен массив сферических однодоменных наночастиц радиуса r_p с коэрцитивным полем H_{cp} , намагниченных вдоль вертикальной оси. В расчетах рассматривался МСМ зонд, представляющий собой сферическую ферромагнитную частицу радиуса r_t с коэрцитивным полем H_{ct} , также намагниченную вдоль вертикальной оси (рис. 1). В качестве реалистичного процесса перемагничивания принято, что перемагничивание происходит при касании частицы зондом.

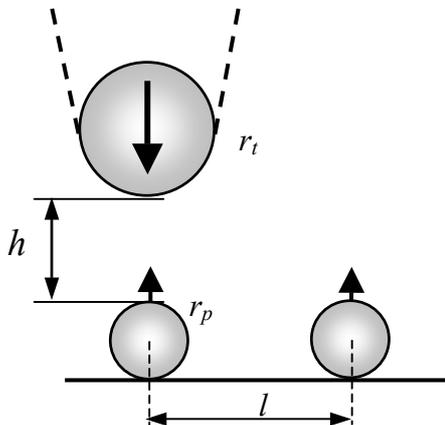


Рис. 1. Схематическое изображение МСМ зонда и массива наночастиц.

Для эффективного хранения, записи и чтения информации в такой системе необходимо выполнение следующих условий:

- любая частица массива не должна перемагничиваться полем соседних частиц;
- зонд при касании должен перемагничивать расположенную под ним частицу и не перемагничивать соседние;
- суммарное поле всех частиц не должно перемагничивать зонд.

Эти условия сводятся к системе неравенств (1), которые определяют область возможных параметров, таких как расстояние между частицами и радиус зонда.

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha \frac{H_{sp}}{H_{cp}} \frac{4}{(l+2)^3} \leq 1 \\ \frac{H_{st}}{H_{cp}} \frac{2R^3}{(R+1)^3} - \alpha \frac{H_{sp}}{H_{cp}} \frac{4}{(l+2)^3} \geq 1 \\ \frac{H_{st}}{H_{cp}} \frac{R^3 |2(R+1)^2 - (2+l)^2|}{((R+1)^2 + (2+l)^2)^{5/2}} + \alpha \frac{H_{sp}}{H_{cp}} \frac{4}{(l+2)^3} \leq 1 \\ \frac{H_{sp}}{H_{ct}} \frac{2}{(R+1)^3} + \frac{H_{sp}}{H_{ct}} \frac{4}{(l+2)^3} \sum_{k=l, n=0}^{\infty} \frac{|2(R+1)^2 / (l+2)^2 - k^2 - n^2|}{(k^2 + n^2 + (R+1)^2 / (l+2)^2)^{5/2}} \leq 1 \end{array} \right. \quad (1)$$

В системе (1) введены следующие обозначения: $H_{sp} = 8\pi M_{sp} / 3$, $H_{st} = 8\pi M_{st} / 3$ - собственные магнитные поля на поверхности зонда и частицы; $R = r_t / r_p$, $L = l / r_p$ - нормированные радиус зонда и расстояние между частицами в массиве; α - безразмерная константа, величина которой зависит от геометрии массива. Для массива с квадратной симметрией $\alpha = 2.26$.

Результаты численного решения системы неравенств (1) при характерных параметрах величин остаточной намагниченности и коэрцитивных полей ($H_{st} = 11$ кЭ; $H_{ct} = 300$ Э; $H_{sp} = 6.4$ кЭ) для случаев $H_{cp} > 0.02H_{st}$ и $H_{cp} < 0.02H_{st}$ приведены на рис. 2. Область параметров, удовлетворяющих системе неравенств, обозначена темным цветом. Существование двух характерных областей на диаграммах возникает из условия, что зонд не должен перемагничивать соседние частицы, и связано со структурой z-компоненты поля, которая при удалении от оси симметрии МСМ зонда меняет свой знак. Минимальный размер зонда, при котором он еще может изменить направление намагниченности частицы равен:

$$r_{i \min} = \frac{r_p}{\sqrt[3]{(2H_{st}) / \left(H_{cp} + \frac{4\alpha H_{sp} r_p^3}{(l + 2r_p)^3} \right)} - 1}$$

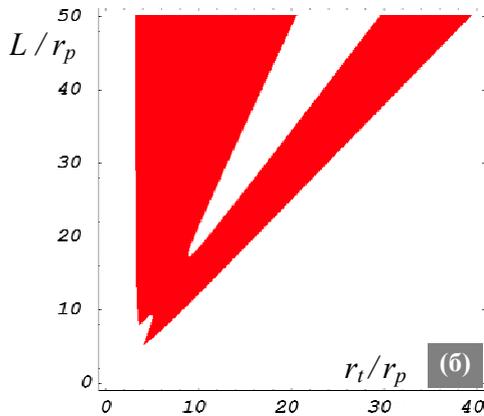
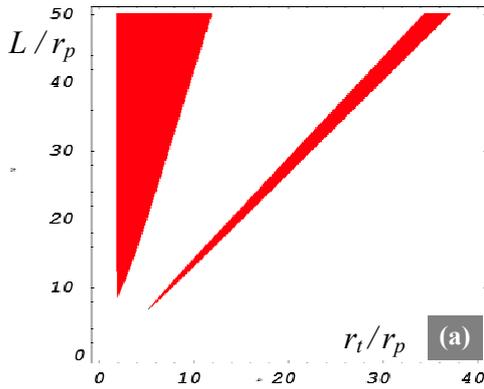


Рис. 2. (а) - диаграмма при $H_{cp} > 0.02H_{st}$
(б) - при $H_{cp} < 0.02H_{st}$.

В процессе чтения данных величина фазового МСМ контраста $\Delta\varphi_0$ зависит от высоты сканирования h и соотношения радиусов зонда и частицы:

$$\Delta\varphi_0 = \frac{64}{3} \frac{Q}{K} \frac{\pi^2 M_{sp} M_{st} r_p^3 r_t^3}{(r_p + r_t + h)^5}$$

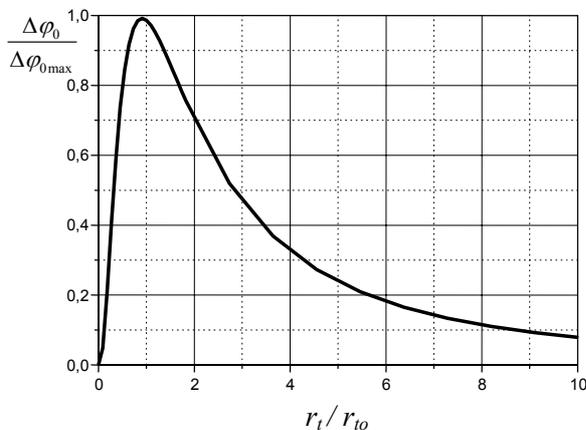


Рис. 3. Зависимость контраста от радиуса зонда.

Оптимальным, т.е. реализующим максимальный контраст является сферический зонд, имеющий радиус:

$$r_{io} = 3/2(r_p + h).$$

Отметим, что данный параметр зависит от высоты сканирования.

Кроме того, для чтения информации необходимо, чтобы зонд мог разрешить две соседние частицы в массиве. Разрешение магнитно-силового микроскопа определяется параметрами зонда и высотой сканирования. В частности, пространственное разрешения можно характеризовать минимальным расстоянием l_{min} между центрами двух однородно намагниченных вдоль оси Z частиц, при котором они еще видны на МСМ изображении как два отдельных объекта. В качестве критерия разрешения выбиралось условие Релея, заключающееся в том, что величина МСМ контраста в максимуме, когда зонд располагается над одной из частиц, должна быть в два раза больше величины контраста в минимуме, когда зонд находится посередине между двумя частицами. Данное условие для сферического зонда и сферических частиц (рис. 1) записывается в виде:

$$h < (1.2 l - r_t - r_p),$$

так что пространственное разрешение определяется как размерами зонда и частицы, так и высотой сканирования.

Были проведены предварительные тестовые эксперименты по МСМ записи информации на массиве наночастиц CoPt с перпендикулярной анизотропией. Показано, что с помощью стандартных МСМ зондов возможна запись на массиве частиц диаметром 80 нм с расстоянием между частицами 600 нм. Приводятся результаты численного моделирования процесса перемагничивания частиц CoPt зондом МСМ.

Авторы выражают благодарность С.А.Гусеву, С.Н.Вдовичеву, А.Ю.Климову, В.В.Рогову за предоставленные образцы, И.А.Шерешевскому, И.М.Нефедову, И.Р.Каретниковой за помощь в микромагнитных расчетах, а также А.А.Фраерману за многочисленные полезные обсуждения.

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 08-02-01202) и РАН в рамках программы "Низкоразмерные квантовые структуры".

Литература

- [1] M.Albrecht et al. - Appl. Phys. Lett., 81, 2875 (2002).
- [2] M.Todorovic et al. - Appl. Phys. Lett., 74, 2516 (1999).
- [3] M.Albrecht et al. - J. App. Phys., 91, 6845 (2002).
- [4] L.F.Zhang et al. - J. App. Phys., 97, 103912 (2005).
- [5] S.Gider et al. - Appl. Phys. Lett., 69, 3269 (1996).

Поляризационная оптика азополимерных структур

Ю.В. Пономарев, С.А. Иванов, Ю.А. Румянцев, А.А. Громченко

МГУ, Физический факультет, Ленинские горы, ГСП-2, Москва, Россия.

Азосодержащие полимеры активно исследуются в последние 20 лет из-за большой фотоиндуцированной добавки к показателю преломления и фотоориентации молекул азокрасителя в результате взаимодействия с лазерным излучением. Под действием линейно поляризованного света молекулы азокрасителя совершают обратимые транс-цис переходы, причем в цис состоянии переходят преимущественно транс изомеры, ориентированные параллельно поляризации воздействующего излучения (говорят, что в угловом распределении транс изомеров «выжигается дыра»), а за счет повторяющихся актов обратной цис-транс фотоизомеризации стержнеобразные транс изомеры стремятся ориентироваться перпендикулярно поляризации воздействующего излучения [1]. В итоге среда становится аналогом одноосного кристалла, оптическая ось которого параллельна вектору \vec{E} световой волны, что проявляется в таких явлениях как двулучепреломление (ДЛП) и дихроизм – эффект известный как фотоиндуцированная оптическая анизотропия.

Азосодержащие полимеры применяются при изготовлении многих устройств для обработки и передачи оптических сигналов, таких как: линз Френеля [2], оптических переключателей [3], могут быть использованы в задачах адаптивного восстановления волнового фронта [4]. За счет большой светоиндуцированной добавки к показателю преломления и чувствительности к поляризации воздействующего излучения азосодержащие полимеры можно применять для записи поляризационных голограмм с высокой дифракционной эффективностью [5-8], а также использовать эти материалы в качестве сред для хранения оптической информации [9-11]. В 2003 году группа ученых создала прототип системы ввода/вывода оптической информации, основанной на поляризационной голографической записи в пленке азосодержащего полимера [12]. В качестве среды-носителя информации использовался слой азосодержащего полимера толщиной порядка 2 мкм. Авторы добились 10% дифракционной эффективности и плотности записи информации равной 2.77 бит/мкм². Можно упомянуть еще одно интересное свойство азокрасителей, а именно ориентировать молекулы жидкого кристалла (ЖК), находящиеся в окружении азокрасителя. Под действием линейно поляризованного света молекулы азокрасителя выстраиваются преимущественно перпендикулярно поляризации воздействующего

излучения и за счет сил межмолекулярного взаимодействия переориентируют ЖК молекулы [13, 14]. На этом эффекте основаны принципы действия различных оптических устройств: зеркал [15], линз [2], оптически управляемых ЖК дисплеев [16, 17], пространственных фильтров [18]. Таким образом, область применения азокрасителей достаточно обширна, но до настоящего нет достаточно полной теории взаимодействия излучения с этими веществами. Не ясно до конца влияние окружения азокрасителей на динамику их переориентации под действием света.

В литературе широко распространена полуфеноменологическая модель для описания процессов переориентации азокрасителей под действием света, основанная на балансных уравнениях для концентраций транс и цис изомеров [19-23]. Дюмонтом был предложен подход к теоретическому описанию взаимодействия света с азокрасителями [19], однако модель, построенная на основании этого подхода, не учитывала взаимодействием с полимерной матрицей и не могла объяснить долговременное сохранение анизотропии после выключения света.

Цель настоящего доклада двоякая: с одной стороны дать обзор различных приложений, связанных с индуцированной оптической анизотропией азополимеров и с другой – последовательный анализ на ряде азополимеров возможностей, предоставляемых методами поглощения и двулучепреломления для исследования динамики оптической анизотропии азополимеров и сравнение экспериментальных результатов с результатами, полученными с использованием модели Дюмонта.

1. Восстановление динамики изменения концентрации цис-изомеров и анизотропии распределения транс-изомеров из измерения дихроизма и двулучепреломления азополимеров.

Будем полагать, что молекулы цис-изомеров оптически изотропны [24] и их свойства описываются сечением поглощения σ_c и поляризуемостью α_c . Будем полагать также, что молекулы транс-изомеров имеют стержнеобразную форму [25], пространственная ориентация которых в системе координат связанной с образцом описывается единичным вектором

$$\vec{m}(\Omega) = \{\cos \varphi \sin \theta, \sin \varphi \sin \theta, \cos \theta\}.$$

Оптические свойства транс-изомеров в системе

координат связанной с вектором \vec{m} описываются тензорами поглощения $\hat{\sigma}_t$ и восприимчивости $\hat{\alpha}_t$ с единственной отличной от нуля компонентой zz равной σ_t , α_t соответственно. Пространственную ориентацию транс-изомеров будем описывать с помощью плотности их углового распределения $n_t(\Omega, t)$. В силу изотропности оптических свойств цис-изомеров их концентрация $N_c(t)$ не зависит от угла Ω и может быть записана в виде:

$$N_c(t) = N_0 - \int n_t(\Omega, t) d\Omega, \quad (1)$$

где N_0 - концентрация азокрасителей.

В процессе поглощения света в результате транс-цис переходов меняется угловая ориентация транс-изомеров и, как следствие, оптические свойства азополимера. Диагональные компоненты тензора поглощения азополимера β_z, β_x в предположении, что можно пренебречь поглощением матрицы, могут быть записаны в виде:

$$\beta_i(t) = \sigma_c N_c(t) + \int n_t(\Omega, t) (S^{-1} \mathcal{E}_i S)_{ii} d\Omega$$

(2) где $i = x, z$, а S - матрица перехода из системы связанной с молекулой транс-изомера в систему связанную с азополимером.

Разложим угловое распределение транс-изомеров в ряд по полиномам Лежандра:

$$n_t(\Omega, t) = \frac{1}{4\pi} N_0 \sum T_i P_i(\cos \theta) \quad (3)$$

В силу симметрии функции распределения транс-изомеров: $n_t(\theta, t) = n_t(\pi - \theta, t)$ в разложении (3) будут присутствовать только члены четного порядка. Коэффициенты разложения (3) имеют простой физический смысл: $T_0(t)$ отражает в силу (1) относительную концентрацию транс-изомеров, а коэффициенты при старших членах разложения отражают анизотропию углового распределения транс-изомеров. Подставив (3) в (2), получим:

$$\Delta\beta_z = \left[\left(\sigma_c - \frac{\sigma_t}{3} \right) (1 - T_0) + \frac{2}{15} \sigma_t T_2 \right] N_0$$

$$(4.1) \quad \Delta\beta_x = \left[\left(\sigma_c - \frac{\sigma_t}{3} \right) (1 - T_0) - \frac{1}{15} \sigma_t T_2 \right] N_0 \quad (4.2)$$

здесь $\Delta\beta_i(t) = \beta_i(t) - \beta_{0i}$, $i = x, z$ и β_{0i} - компоненты тензора поглощения неосвещенного азополимера. Полагая, что в неосвещенном азополимере все молекулы азокрасителя находятся в транс состоянии и изотропно распределены по углам, имеем $\beta_0 = \beta_x(0) = \beta_z(0) = \frac{1}{3} \sigma_t N_0$. Таким образом, измерив с помощью пробного излучения

$\Delta\beta_x(t)$, $\Delta\beta_z(t)$ и $\beta_0(t)$ можно восстановить динамику относительной концентрации транс-изомеров и анизотропию их углового распределения:

$$T_0(t) = 1 - \frac{\Delta\beta_z(t) + 2\Delta\beta_x(t)}{9(\alpha - 1/3)\beta_0} \quad (5.1)$$

$$T_2(t) = \frac{\Delta\beta_z(t) - \Delta\beta_x(t)}{0,6\beta_0} \quad (5.2)$$

где $\alpha = \sigma_c / \sigma_t$.

Отношение сечений поглощения цис- и транс-изомеров α может быть оценено по начальной стадии зависимости $\Delta\beta_x(t)$ и $\Delta\beta_z(t)$ сразу после включения воздействующего излучения. Таким образом, из временной зависимости поглощения слабого пробного излучения, линейно поляризованного параллельно и перпендикулярно воздействующему, можно определить α и β_0 и восстановить динамику изменения концентрации транс-изомеров $T_0(t)$ и анизотропию их углового распределения $T_2(t)$ в результате освещения азополимера линейно поляризованным излучением.

Выше был рассмотрен случай оптически тонкого образца, когда можно пренебречь изменением интенсивности воздействующего излучения при его прохождении через образец. Поскольку длину волны воздействующего на азополимер излучения обычно выбирают в области поглощения транс-изомера ($n - \pi^*$ перехода), то, как правило, оптическая толщина образца для записываемого излучения оказывается больше 1. Если имеется модель динамики транс-изомеризации, то по экспериментально измеренным зависимостям $\Delta\beta_x(t)$, $\Delta\beta_z(t)$ оптически толстого образца можно восстановить динамику коэффициентов $T_0(t)$ и $T_2(t)$ оптически тонкого образца. В случае оптически толстого образца в пренебрежении светоиндуцированным изменением поглощения в (4) должны стоять коэффициенты $T_0(t)$, $T_2(t)$ усредненные по толщине образца.

2. Обсуждение результатов.

Эксперименты проводились на двух полимерных образцах (А и Б). Полимер А - это смесь РММА (полиметилметакрилат) с азокрасителем 4-4оксицианоазобензол (ЦАБО-6 М) с концентрацией азокрасителей 0.5% по весу. Полимер Б - это гомополимеры {4-[(метакрилоилоксиалкилен)метиламино]-4-Х-азобензол}, где заместители $X = NO_2, Cl$ со 100% содержанием азокрасителей. В динамике светоиндуцированной добавки к коэффициенту поглощения можно отметить две характерные особенности. Во-первых, на начальном этапе характер изменения поглощения различен для

образцов А и Б. Коэффициент поглощения для параллельной поляризации уменьшается для обоих образцов, в то время как поглощение для ортогональной поляризации на начальном участке растет для образца А и уменьшается для образца Б. Это различие может быть объяснено разным значением отношения сечений поглощения транс- и цис-изомеров $\alpha = \sigma_c / \sigma_t$.

Полученные экспериментальные зависимости $T_0(t), T_2(t)$ и оценки параметров $N_0, \sigma_t, \alpha, \gamma_t$ позволили провести тестирование модели Дюмонта, описываемой уравнением (8). При этом использовались три члена разложения углового распределения концентрации транс-изомеров в ряд по полиномам Лежандра. Отметим, что модель Дюмонта описывает динамику изменения концентраций транс- и цис-изомеров в процессе светового воздействия на образец и принципиально не описывает эффекта памяти, присущего азополимерам, поскольку в ней не учитывается активное влияние матрицы [22,23]. Таким образом, можно констатировать, что на начальном этапе освещения модель Дюмонта в сделанных предположениях о сечениях поглощения цис- и транс-изомеров достаточно хорошо описывает экспериментально наблюдаемые зависимости и, как следствие, адекватно отражает процессы трансизомеризации, происходящие на этих временах.

[1] Todorov T., Nikolova L., Tomova N., Appl. Opt. 23, 4309 (1991)
 [2] Lin L.-C., Jau H.-C., Lin T.-H., Fuh A. Y.-G., Opt. Express 2900, Vol. 15, No. 6 (2007)
 [3] Ivanov M., Ilieva D., Minchev G., Petrova Ts., Dragostinova V., Todorov T., Nikolova L., App. Phys Lett 86, 181902 (2005)
 [4] Simonov A. N., Larichev A. V., Shibaev V. P., Stakhanov A. I., Opt. Comm. 197, 175-185 (2001)
 [5] Бакланова Е. А., Ураев Д. В., Шмальгаузен В. И., Вест. Моск. Универ., серия 3, №1, 10-14, (2005)
 [6] Andruzzi L., Altomare A., Ciardelli F., Solaro R., Macromolecules 32, 448-454 (1999)
 [7] Blanche P.-A., Lemaire Ph.C., Maertens C., Dubois P., Jerome R., Opt. Comm. 185, 1-12 (2000)
 [8] Wang C., Fei H., Yang., Wei Z., Qui Y., Chen Y., Opt. Comm. 159, 58-62 (1999)
 [9] Dhar L., Curtis K., Tackitt M., Schilling M., Campbell S., Wilson W., Hill A., Boyd C., Levinos N., Harris A., Opt. Lett., Vol. 23, No 21 (1998)
 [10] Kawata S., Kawata Y., Chem. Rev., 100, 1777-1788 (2000)
 [11] Ramanujam P.S. Holme C., Hvilsted S., Pedersen M., Andruzzi F., Paci M., Tassi E.L., Magagnini P., Hoffman U., Zebger I., Siesler H.W., Pol. for Advan. Tech., Vol. 7, 768-776 (1996)
 [12] Lorincz E., Szarvas G., Koppa P., Ujhelyi F., Erdei G., Suto A., Varhegyi P., Sajti Sz., Kerekes A.,

Ujvari T., Ramanujam P.S., Proc. of SPIE, 4991 (2003)
 [13] Kiselev A.D., Chigrinov V.G., Huang D.D. Phys. Rev. E 72, 061703 (2005)
 [14] Kwok H.-S., Chigrinov V.G., Takada H., Takatsu H., IEEE/OSA Journal of Display Tech., Vol. 1, No. 1 (2005)
 [15] Lin T.-H., Huang Y., Zhou Y., Fuh A.Y.G., Wu S.-T., Opt. Exp. 4479, Vol. 14, No. 10 (2006)
 [16] Lin T.-H., Jau H.-C., Hung S.-Y., Fuh H.-R., Fuh A.Y.G., App. Phys. Lett. 89, 021116 (2006)
 [17] Chigrinov V.G., Kwok H.S., Takada H., Takatsu H., Proc. of SPIE, 6487 (2007)
 [18] Fuh A.Y.G., Lin T.-S., Proc. of SPIE, 6487 (2007)
 [19] Dumont M., Mol. Cryst. Liq. Cryst., 282, 437 (1996)
 [20] Симонов А.Н., Ларичев А.В., Кв. Элект., 28, №1 (1999)
 [21] Симонов А.Н., Ураев Д.В., Шibaев В.П., Костромин С.Г., Кв. Элект., 32, №2 (2002)
 [22] Kiselev A.D., J. Phys: Condens Matter 14, 13417-13428 (2002)
 [23] Yaroshchuk O.V., Kiselev A.D., Zakrevskyy Yu., Bidna T., Kelly J., Chien L.-C., Lindau J., Phys. Rev., E 68, 011803 (2003)

Изменение функции пространственной когерентности при брэгговском отражении рентгеновского пучка

В.А. Бушуев

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Ленинские горы, 119991 ГСП-1 Москва, Россия
e-mail: vabushuev@yandex.ru

Проведено теоретическое рассмотрение влияния когерентных свойств источника рентгеновского излучения (рентгеновские трубки, источники синхротронного излучения, лазер на свободных электронах) на пространственное распределение интенсивности поля и на функцию пространственной когерентности этого поля при брэгговском отражении от монокристалла.

ВВЕДЕНИЕ

С появлением синхротронных источников рентгеновского излучения третьего поколения резко повысился интерес к проведению исследований, использующих высокую степень пространственной когерентности этого излучения. К настоящему времени получены впечатляющие результаты в области получения рентгеновских когерентных фазоконтрастных (in-line голография и томография) [1-3], дифракционных [4] и безлинзовых [5] изображений с субмикронным разрешением, в области интерферометрии на основе фазовых решеток [6] и флуктуационно-корреляционной динамики [7]. Более полную библиографию можно найти в работах [8-10].

Когерентные свойства поля рентгеновского излучения оказывают самое непосредственное влияние на характер распространения этого излучения в свободном пространстве, на дифракционное отражение частично когерентного излучения от кристаллов или многослойных зеркал, на формирование фазоконтрастного и дифракционного изображений различных объектов.

Цель работы заключается в исследовании эволюции корреляционной функции электрического поля в рентгеновском диапазоне длин волн на пути “источник-объект-детектор”. Актуальность такого исследования связана с тем, что пространственное распределение интенсивности рентгеновского пучка в каждой точке указанного выше пути существенным образом зависит от размера источника, функции пространственной когерентности излучения источника, от расстояний от источника до объекта и от объекта до детектора. Кроме того, специальным образом поставленные эксперименты позволят по измеряемой интенсивности определять не только радиус пространственной когерентности в плоскости объекта, но и когерентные свойства излучения самого источника.

В связи с достаточно большими расстояниями (50-100 м), характерными для экспери-

ментов с использованием синхротронного излучения, крайне важным является строгий учет изменения фазы волны и дифракционного расплывания пучка по мере его распространения в свободном пространстве от источника до объекта, а затем и до детектора. Большинство исследований, проводимых ранее, ограничивались рассмотрением частных и (или) предельных случаев: 1) приближение плоской или сферической волны, 2) приближение расходящегося когерентного или полностью некогерентного излучения. В реальной же ситуации излучение представляет собой, как правило, частично когерентный и ограниченный пучок.

1. ОТРАЖЕНИЕ СЛУЧАЙНОЙ ВОЛНЫ

Функция когерентности случайного комплексного электромагнитного поля $E(\mathbf{r}, t)$ характеризует корреляцию между полями в различных точках пространства в различные моменты времени. Для поля, стационарного во времени, она определяется следующим образом:

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau) = \langle E(\mathbf{r}_1, t) E^*(\mathbf{r}_2, t + \tau) \rangle, \quad (1)$$

где угловые скобки означают усреднение за достаточно большой промежуток времени по сравнению с характерным временем флуктуаций поля. Нормированную на единицу функцию когерентности (1) называют корреляционной функцией (или фактором когерентности):

$$\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau) = |\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau)| / [I(\mathbf{r}_1)I(\mathbf{r}_2)]^{1/2}, \quad (2)$$

где $I(\mathbf{r}) = \langle |E(\mathbf{r})|^2 \rangle = \Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}; 0)$ - интенсивность поля в точке \mathbf{r} .

Рассмотрим вначале простейший случай, когда на кристалл падает случайная волна

$$E(\mathbf{r}, z, t) = A_0(\mathbf{r}) \exp(ik_0 z - i\omega_0 t), \quad (3)$$

где комплексная амплитуда волны $A_0(\mathbf{r})$ зависит случайным образом только от координаты точки \mathbf{r} , лежащей в плоскости, перпендикулярной направлению распространения вдоль оси z ; $k_0 = \omega_0/c = 2\pi/\lambda$, λ - длина волны. Таким образом, волну (3) можно рассматривать как “искаженную” плоскую волну. Введем поперечную функцию пространственной когерентности (ФПК)

$$\Gamma_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle A_0(\mathbf{r}_1) A_0^*(\mathbf{r}_2) \rangle. \quad (4)$$

Представим $A_0(\mathbf{r})$ в виде интеграла Фурье:

$$A_0(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) d^2\mathbf{q}. \quad (5)$$

Так как амплитуды $A_0(\mathbf{q})$ по-разному зависят от \mathbf{q} в разных реализациях случайного поля, то они также являются случайными функциями.

Для стационарных (во времени) и однородных (изотропных в пространстве) случайных полей интенсивность поля $\langle A_0(\mathbf{r}) \rangle^2 = I_0 = \text{const}$, а ФПК (4) не должна зависеть от \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 , т.е. должна определяться только модулем разности координат $\rho = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$. После подстановки (5) в (4) видно, что эти условия выполняются лишь в том случае, если спектральные амплитуды $A_0(\mathbf{q})$ являются δ -коррелированными:

$$\langle A_0(\mathbf{q})A_0^*(\mathbf{q}') \rangle = B_0(\mathbf{q})\delta(\mathbf{q} - \mathbf{q}'). \quad (6)$$

Введем понятие спектральной плотности (угловой "спектр мощности") $G_0(\mathbf{q})$ с помощью следующего соотношения:

$$\langle A_0(\mathbf{r})A_0^*(\mathbf{r}') \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} G_0(\mathbf{q})d^2\mathbf{q}, \quad (7)$$

где $G_0(\mathbf{q}) \geq 0$. Так как, согласно (4) и (7), $\Gamma_0(0) = \int B_0(\mathbf{q})d^2\mathbf{q} = \int G_0(\mathbf{q})d^2\mathbf{q}$, то $B_0(\mathbf{q}) = G_0(\mathbf{q})$, а ФПК $\Gamma_0(\rho)$ и спектральная плотность $G_0(\mathbf{q})$ связаны между собой прямым и обратным преобразованиями Фурье:

$$\Gamma_0(\rho) = \int_{-\infty}^{\infty} G_0(\mathbf{q})\exp(-i\mathbf{q}\rho)d^2\mathbf{q}, \quad (8)$$

$$G_0(q) = 1/(2\pi)^4 \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_0(\rho)\exp(i\mathbf{q}\rho)d^2\rho. \quad (9)$$

Этот хорошо известный в статистической оптике результат [11], аналогичный теореме Винера-Хинчина для сигналов, случайных во времени, приводится здесь потому, что в случае дифракционного отражения случайного пучка такие простые соотношения для ФПК $\Gamma_h(\mathbf{r}, \rho)$ отраженного пучка отсутствуют (см. раздел 3).

В дальнейшем для простоты ограничимся рассмотрением одномерного случая. Если ФПК (8) падающей на кристалл плоской случайной волны имеет гауссовский вид

$$\Gamma_0(\rho) = I_0 \exp[-(\rho/\rho_0)^2], \quad (10)$$

где ρ_0 - поперечная длина пространственной когерентности (ДПК), то спектральная плотность (9) также является гауссовской функцией:

$$G_0(q) = (I_0/\Delta q_0 \pi^{1/2}) \exp[-(q/\Delta q_0)^2]. \quad (11)$$

Здесь $\Delta q_0 = 2/\rho_0$ - ширина спектра мощности $G_0(q)$ в q -пространстве, что эквивалентно угловой ширине спектра $\Delta\theta_0 = \Delta q_0/k_0 = \lambda/\pi\rho_0$.

Получим выражения для поперечной ФПК

$$\Gamma_h(\rho, s) = \langle A_h(x, s)A_h^*(x + \rho, s) \rangle \quad (12)$$

дифракционно отраженной волны $E_h(\mathbf{r}) = A_h(x, s) \times \exp(i\mathbf{k}_h\mathbf{r})$ и кривой дифракционного отражения $P_R(\Delta\theta)$ при падении на кристалл плоской случайной волны с произвольными статистическими характеристиками. Здесь $\mathbf{k}_h = \mathbf{k}_0 + \mathbf{h}$, \mathbf{h} - вектор обратной решетки, $s = -k_0\gamma_0\Delta\theta$, $\gamma_0 = \cos(\mathbf{k}_0, \mathbf{n})$, \mathbf{n} - нормаль к поверхности, направленная в глубь кристалла, $\Delta\theta$ - угловая отстройка от угла Брэгга

θ_B с поправкой на преломление. По аналогии с (5) разложим $A_h(x, s)$ на поверхности кристалла в интеграл Фурье и учтем, что каждая плоскостная компонента $A_h(q, s) = R(q + s)A_0(q)$, где $R(q)$ - комплексный амплитудный коэффициент дифракционного отражения:

$$R(q) = (\eta/q_B)(q - q_0 \pm [(q - q_0)^2 - q_B^2]^{1/2}), \quad (13)$$

где

$$q_0 = k_0\gamma_0\chi_0(1 + b)/2b\sin 2\theta_B,$$

$$q_B = k_0\gamma_0 C(\chi_h\chi_{-h})^{1/2}/b^{1/2}\sin 2\theta_B.$$

Здесь $\eta = (b\chi_h/\chi_{-h})^{1/2}$, $\chi_{0,\pm h}$ - фурье-компоненты поляризуемости, $b = \gamma_0/|\gamma_h|$ - коэффициент асимметрии отражения, $\gamma_h = \cos(\mathbf{k}_h, \mathbf{n})$, $C = 1$ или $\cos 2\theta_B$ для σ - или π -поляризованного излучения. Знак в (13) определяется из условия $\text{Im}(\epsilon) > 0$, где $\epsilon = (C\chi_{-h}R + \chi_0)2\gamma_0$.

С привлечением (6) получим, что ФПК

$$\Gamma_h(\rho, s) = \int_{-\infty}^{\infty} |R(q + s)|^2 G_0(q) \exp(-iq\rho) dq. \quad (14)$$

Таким образом, ФПК отраженной волны определяется преобразованием Фурье от произведения кривой дифракционного отражения когерентной плоской волны и спектральной плотности падающей волны. Кривая дифракционного отражения $P_R(s) = \Gamma_h(0, s)/bI_0$.

ДПК ρ_h отраженной волны можно оценить следующим простым образом. Аппроксимируем $|R(q)|^2$ в (14) гауссовской кривой с шириной q_B . В итоге получим, что

$$\rho_h \approx (1/b)(\rho_0^2 + L_h^2)^{1/2}, \quad (15)$$

где $L_h = L_{ex}\sin 2\theta_B/|\gamma_h|$, $L_{ex} = \lambda(\gamma_0/|\gamma_h|)^{1/2}/\pi C|\chi_h|$ - глубина экстинкции. Из (15) следует, что в случае сильно некогерентного падающего излучения с малой длиной когерентности $\rho_0 \ll L_h$ ДПК отраженного излучения $\rho_h \approx L_h/b$ всегда увеличивается по сравнению с ρ_0 . При дальнейшем увеличении ρ_0 (особенно при $\rho_0 \gg L_h$) ДПК отраженного излучения приближается к $\rho_h \approx \rho_0/b$. При этом в симметричном случае брэгговского отражения $\rho_h \approx \rho_0$. Наиболее оптимальным с точки зрения повышения степени когерентности отраженного излучения является резко асимметричный случай с $b \ll 1$, для которого $\rho_h \gg \rho_0$ (в этом случае излучение падает на кристалл под малым скользким углом). Интегральные ДПК определяются как $\rho_{gi} = 0.5 \int \mu_g(\rho) d\rho$, где $g = 0, h$. В случае ФПК (10) $\rho_{0i} = \rho_0 \sqrt{\pi}/2 \approx 0.886\rho_0$.

На рис. 1 и 2 представлены функции корреляции отраженной волны $\mu_h(\rho)$ при различных значениях ДПК ρ_0 падающего излучения в случаях симметричного и резко асимметричного брэгговского отражения.

Видно, что при $\rho_0 \geq L_h$ корреляционные функции $\mu_0(\rho)$ и $\mu_h(\rho)$ практически совпадают (кривые 2 и 2'). Однако в случае слабокоррелированного исходного излучения помимо почти трехкратного увеличения ДПК происходит существенное изменение формы корреляционной функции

$\mu_h(\rho)$: исходная гауссовская функция $\mu_0(\rho)$ трансформируется в отраженном излучении в кривую с затухающими осцилляциями (ср. кривые I и I'). С переходом к резко асимметричному отражению отмеченные выше особенности становятся более ярко выраженными (рис. 2).

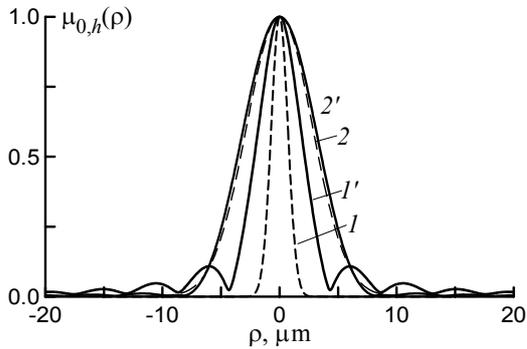


Рис. 1. Функции корреляции падающего (штриховые кривые) и отраженного (сплошные кривые) излучения при $\rho_0 = 1 \mu\text{m}$ (I) ($\rho_{hi} = 2.8 \mu\text{m}$ (I')) и $\rho_0 = 4 \mu\text{m}$ (2) ($\rho_{hi} = 3.8 \mu\text{m}$ ($2'$)). Излучение $\text{CuK}\alpha$, $\text{Si}(111)$, $b = 1$, $L_{ex} = 1.48 \mu\text{m}$, $L_h = 2.9 \mu\text{m}$.

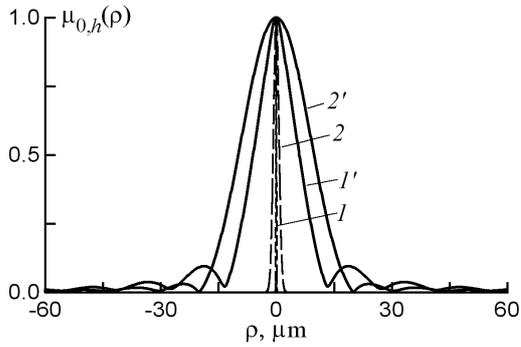


Рис. 2. Функции корреляции падающего (штриховые кривые) и отраженного (сплошные кривые) излучения при $\rho_0 = 0.1 \mu\text{m}$ (I) ($\rho_{hi} = 7.7 \mu\text{m}$ (I')) и $\rho_0 = 1 \mu\text{m}$ (2) ($\rho_{hi} = 10.5 \mu\text{m}$ ($2'$)). Излучение $\text{CuK}\alpha$, отражение $\text{Si}(111)$, коэффициент асимметрии $b = 0.1$, $L_{ex} = 0.83 \mu\text{m}$, $L_h = 0.91 \mu\text{m}$.

2. РЕНТГЕНОВСКИЙ ПУЧОК

Более реальной моделью по сравнению с волной вида (3) является ограниченный в пространстве рентгеновский пучок. Пусть в плоскости $z = 0$ в области Σ_0 задан пучок $E_0(x) = A_0(x) \times \exp(ik_0z)$ с произвольной комплексной амплитудой $A_0(x) = A_{0r}(x) \exp[i\psi_0(x)]$, где $A_{0r}(x) = |A_{0r}(x)| \times \exp[i\varphi_0(x)]$, $\varphi_0(x)$ – регулярная фаза, $\psi_0(x)$ – случайная фаза, описывающая когерентные свойства поля. Требуется определить поле $A(x, z)$ и ФПК этого поля в произвольной точке (x, z) области Σ .

Произведем фурье-преобразование поля $A_0(x)$ и ограничимся рассмотрением параксиальной области (т.е. вблизи оси z при $k_x \ll k_0$) для пучка с узким угловым спектром $A_0(k_x)$. В итоге получим, что амплитуды поля в области наблюдения Σ и в области Σ_0 (“источник”) связаны следующим интегральным соотношением:

$$A(x, z) = \int G(x - \xi, z) A_0(\xi) d\xi, \quad (16)$$

где

$$G(x - \xi, z) = (i\lambda z)^{-1/2} \exp[i\pi(x - \xi)^2/\lambda z] \quad (17)$$

– пропагатор свободного пространства.

Так как амплитуда $A_0(\xi)$ в (16) является случайной функцией, то будем рассматривать эволюцию ФПК поля

$$\Gamma(x, \rho, z) = \langle A(x, z) A^*(x + \rho, z) \rangle = \quad (18)$$

$$= \iint G(x - \xi, z) G^*(x + \rho - \xi', z) \langle A_0(\xi) A_0^*(\xi') \rangle d\xi d\xi'$$

в зависимости от расстояния z , пространственного распределения поля $|A_0(x)|$, фазы $\varphi_0(x)$ и степени пространственной когерентности излучения источника. Усреднение в (18) приводит к появлению в двойном интеграле (18) ФПК источника $\mu_0(\xi - \xi') = \langle \exp[i\psi_0(\xi) - i\psi_0(\xi')] \rangle$ с некоторой длиной пространственной когерентности ρ_0 .

Функция $\Gamma(x, 0, z)$ представляет собой интенсивность поля $I(x, z)$, а функция $\mu(\rho) = |\Gamma(x, \rho, z)| / [I(x, z) I(x + \rho, z)]^{1/2}$ – корреляционную функцию в плоскости z .

В частном случае источника с гауссовым профилем $|A_0(x)| = \exp[-(x/r_0)^2]$, с квадратичным законом изменения фазы $\varphi_0(x) = \alpha_0(x/r_0)^2$ и ФПК $\mu_0(\rho) = \exp[-(\rho/\rho_0)^2]$ из (18) можно получить следующие аналитические выражения для интенсивности поля $I(x, z_1)$, корреляционной функции $\mu_1(\rho, z_1)$ и регулярной фазы $\varphi_1(x, z_1) = \alpha_1(x/r_1)^2$ в любой плоскости $z = z_1$:

$$I(x, z_1) = (1/S_1^{1/2}) \exp[-2(x/r_1)^2],$$

$$\mu_1(\rho, z_1) = \exp[-(\rho/\rho_1)^2]. \quad (19)$$

Здесь $r_1 = r_0 S_1^{1/2}$ – ширина пучка, $\rho_1 = \rho_0 S_1^{1/2}$ – поперечная ДПК, где

$$S_1(z_1) = (1 + \alpha_0 D_1)^2 + D_1^2 + 2D_1 W_1, \quad (20)$$

$$D_1 = \lambda z_1 / \pi r_0^2, \quad W_1 = \lambda z_1 / \pi \rho_0^2, \quad (21)$$

$$\alpha_1(z_1) = \alpha_0 + (1 + \alpha_0^2) D_1 + 2W_1. \quad (22)$$

Поперечный размер пучка r_1 и ДПК ρ_1 пропорциональны одному и тому же волновому параметру $S_1^{1/2}$, который возрастает с увеличением расстояния z_1 и параметра фазы α_0 , а также с уменьшением размера источника r_0 и длины когерентности ρ_0 в плоскости источника.

В случае полностью некогерентного источника ($\rho_0 \ll r_0$) с $\alpha_0 = 0$ из (20) следует, что на достаточно большом расстоянии $z_1 \gg Z_0 = \pi r_0 \rho_0 / \lambda$ от источника ДПК $\rho_1 \approx \lambda z_1 \sqrt{2} / \pi r_0$. Если, например, $\lambda \approx 0.1 \text{ нм}$, $r_0 = 10 \mu\text{m}$ и $\rho_0 = 0.1 \mu\text{m}$, то $Z_0 \approx 3 \text{ см}$. Длина когерентности ρ_1 станет сравнима с размером источника r_0 на расстоянии $z_1 \approx \pi r_0^2 / \lambda \sqrt{2}$. Так, в случае $r_0 = 10 \mu\text{m}$ расстояние $z_1 \approx 2.2 \text{ м}$, что позволяет проводить исследования по фазовому контрасту малых объектов даже с использованием полихроматического излучения микрофокусных рентгеновских трубок [12].

Можно показать, что ширина углового спектра излучения в любой плоскости z_1

$$\Delta\theta_1 = (\lambda/\pi r_1) [1 + \alpha_1^2 + 2(r_1/\rho_1)^2]^{1/2} \quad (23)$$

не зависит от расстояния z_1 от источника. Она определяется размером источника r_0 (дифракционная расходимость $\lambda/\pi r_0$, как для плоской волны), параметром фазы α_0 , описывающим искривление волнового фронта, и отношением r_0/ρ_0 , определяющим степень нескоррелированности излучения различных точек источника.

3. ДИФРАКЦИЯ СЛУЧАЙНОГО ПУЧКА

Амплитуда поля отраженного пучка на поверхности кристалла $A_h(x, s)$ определяется сверткой амплитуды падающего пучка $A_1(x)$ с функцией Грина $G_B(x)$ задачи динамической брэгговской дифракции:

$$A_h(x, s) = \int_0^\infty G_B(\xi) A_1(x - \xi) \exp(-is\xi) d\xi, \quad (24)$$

где

$$G_B(\xi) = (1/2\pi) \int_{-\infty}^\infty R(q) \exp(iq\xi) dq. \quad (25)$$

Подставим (24) в (12) и после усреднения получим следующее общее выражение для ФПК поля в отраженном пучке:

$$\Gamma_h(x, \rho, s) = \int_0^\infty d\xi \int_0^\infty d\xi' G_B(\xi) G_B^*(\xi') \mu_1(\xi - \xi' + \rho) \times \\ \times A_{1r}(x - \xi) A_{1r}^*(x + \rho - \xi') \exp[-is(\xi - \xi')]. \quad (26)$$

При выводе (26) мы считали, что ФПК падающего пучка зависит только от разности аргументов $\rho = x_2 - x_1$. Такое допущение справедливо для квазиоднородного случайного поля, в частности, для гауссовского пучка при $\rho_1 \ll r_1$, а также в том случае, когда поле $E(x)$ можно представить в виде $E(x) = E_r(x)E_f(x)$, где $E_r(x)$ – действительная регулярная функция, а $E_f(x)$ – случайное однородное поле с $E_f(x)E_f^*(x) = 1$ [11].

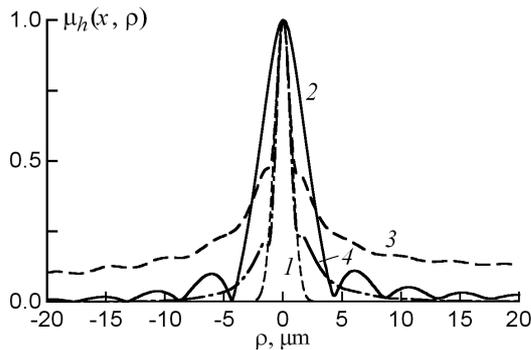


Рис. 3. Корреляционные функции $\mu_h(x, \rho)$ в различных точках x поперечного сечения отраженного пучка: $x = 0$ (2), $x = r_1$ (3) и $x = -r_1$ (4). Кривая 1 – корреляционная функция падающего пучка $\mu_1(\rho) = \exp[-(\rho/\rho_1)^2]$ с параметрами: поперечный размер $r_1 = 50 \mu\text{m}$, ДПК $\rho_1 = 1 \mu\text{m}$, $\alpha_1 = 100$, $\Delta\theta_1 = 24.8''$. ДПК отраженного пучка $\rho_{hi} = 2.7 \mu\text{m}$, $5.7 \mu\text{m}$ и $1.3 \mu\text{m}$ для кривых 2, 3 и 4, соответственно. Излучение $\text{CuK}\alpha$, отражение $\text{Si}(111)$, $b = 1$.

Обычно при анализе когерентных свойств частично когерентного отраженного пучка предполагается, что его ФПК также зависит только от

расстояния $\rho = x_1 - x_2$, т.е. $\Gamma_h(x_1, x_2) = \Gamma_h(\rho)$. Однако, как следует из (26) (см. также рис. 3), поперечная ФПК поля $\mu_h(x, x+\rho)$ после дифракционного отражения имеет разный вид в различных точках x в поперечном сечении пучка. Более того, профиль отраженного пучка и форма ФПК отличаются от функции Гаусса. Например, при малых длинах корреляции поля в падающем пучке корреляционная функция отраженного пучка $\mu_h(x = 0, \rho)$ близка к функции вида $|\sin(\beta)/\beta|$, где $\beta \approx \rho/\rho_h$, ρ_h – длина корреляции после дифракционного отражения (см. кривую 2 на рис. 3). При приближении к краям пучка у функции $\mu_h(x, \rho)$ появляются ярко выраженные достаточно протяженные “крылья” (см. рис. 3). ДПК отраженного пучка $\rho_h(x)$ также зависит от поперечной координаты. В практически важных случаях изменение этой длины может составлять 10-100%. С увеличением угловой расходимости падающего пучка степень искажения корреляционной функции $\mu_h(x, \rho)$ увеличивается. Как и в случае случайной плоской волны, после отражения пучка от монокристалла ДПК ρ_h может увеличиваться в десятки раз по сравнению с ДПК ρ_1 падающего излучения и достигать непосредственно после монохроматора 10-100 μm .

Полученные результаты имеют важное практическое значение для корректного определения ФПК рентгеновского излучения, отраженного от монокристалла, на основе анализа экспериментальных данных, например, по наблюдению интерференционных картин рентгеновского изображения щелей или нитей.

Автор признателен И.В. Кожевникову за полезные обсуждения темы работы. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 06-02-17249, № 07-02-00324) и ISTC (Project No. 3124).

- [1] Snigirev, A., Snigireva, I., Kohn, V. *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 5486 (1995).
- [2] Cloetens, P., Barrett, R., Baruchel, J. *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **29**, 133 (1996).
- [3] Kohn, V., Snigireva, I. and Snigirev, A., Phys. Rev. Lett. **85**, 2745 (2000).
- [4] Robinson, I.K., Libbert, J.L., Vartanyants, I.A. *et al.*, Phys. Rev. B, **60**, 9965 (1999).
- [5] Miao, J., Charalambous, P., Kirz, J. and Sayre, D., Nature (London) **400**, 342 (1999).
- [6] Pfeiffer, F., Bunk, O., Schulze-Briesche, C. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 164801 (2005).
- [7] Mochrie, S.G.J., Mayes, A.M., Sandy, A.R. *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 1275 (1997).
- [8] Kohn, V., Snigireva, I. and Snigirev, A., Optics Commun. **198**, 293 (2001).
- [9] Vartanyants, I.A. and Robinson, I.K. Optics Commun. **222**, 29 (2003).
- [10] Vartanyants, I.A., Robinson, I.K., McNulty, I. *et al.*, Synchrotron Rad. **14**, 453 (2007).
- [11] Ахманов, С.А., Дьяков, Ю.Е. и Чиркин, А.С. *Введение в статистическую радиофизику и оптику*. М.: Наука, 1981, 640 с., С. 103.
- [12] Wilkins, S.W., Gureyev, T.E., Gao, D. *et al.*, Nature **384**, 335 (1996).

Рентгеновские фильтры на основе трековых мембран. Мифы и реальность

А.В.Митрофанов, П.Ю.Апель

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, 119991, Москва, Россия
ОИЯИ, Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н.Флерова, 141980, Дубна, Россия
e-mail mitrofa@sci.lebedev.ru

В докладе представлен обзор работ, в которых использовались или предлагалось использовать трековые мембраны в качестве оптических дифракционных фильтров, в том числе рентгеновских фильтров, отсекающих длинноволновую часть спектра в УФ, видимой и ближней ИК областях. Успехи мембранной технологии последних лет и глубокое понимание процессов травления треков в полимерных мембранах позволяют сейчас изготавливать образцы мембран с порами микронных (рис.1) и субмикронных размеров, причем плотность пор, их диаметр, а иногда форма могут при изготовлении фильтров варьироваться [1]. Большинство полученных здесь результатов относятся к исследованиям пористых фильтров, сделанных из лавсана (ПЭТФ, Mylar). Оптические характеристики этого полимера [4] в мягкой рентгеновской области приведены на рис.2.

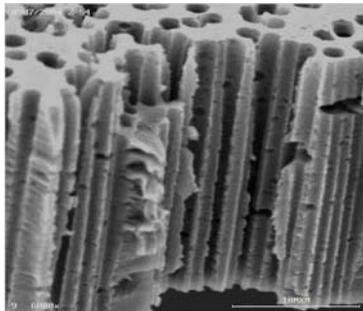


Рис.1. Поперечный скол трековой лавсановой мембраны со сквозными порами, маркер – 10 мкм.

В докладе обсуждается вопрос о коэффициентах пропускания фильтров на основе трековых мембран. Для образцов с порами цилиндрической формы получены спектральные кривые пропускания. Результаты сравниваются с экспериментальным массивом данных, известных к настоящему времени. Изучаемые образцы, как правило, имели стенки пор с сильно развитым рельефом поверхности, что проявлялось в особенностях кривых пропускания фильтров. Рельеф возникает из-за химического и радиационного травления поверхности при изготовлении фильтра, и в какой-то степени может быть управляемым. Для некоторых задач рентгеновской оптики такую поверхность можно рассматривать как высоко эффективный

диффузный экран на отражение [2]. Обсуждаются близкие по теме вопросы реализации идеально черной поверхности и фазовых экранов в мягкой рентгеновской области. В последнее время наблюдается интерес не только к ПЭТФ мембранам, но и другим, более перспективным полимерным мембранам как основы для изготовления дифракционных фильтров [3].

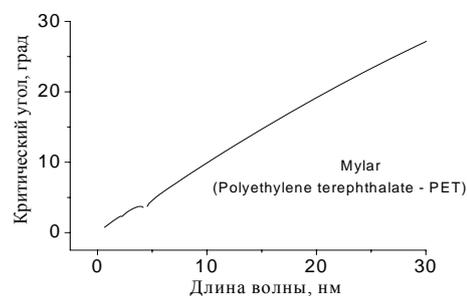
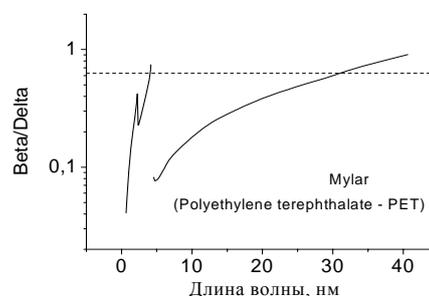


Рис.2. Отношение констант β/δ и критический угол θ_c как функция длины волны для ПЭТФ [4].

Технические возможности фильтров на основе трековых мембран [5] позволяют рассматривать эти пористые объекты как новый, еще мало изученный оптический материал, перспективный для использования в мягкой рентгеновской области спектра.

- [1] Apel P.Yu., Blonskaya I.V., Dmitriev S.N. et al, Nanotechnology **18**, 305302 (2007).
- [2] Naulleau P.P., Liddle J.A., Salmassi F. et al, Applied Optics **43**, 5323 (2004).
- [3] Митрофанов А.В., Апель П.Ю., Блонская И.В., Орелович О.Л., ЖТФ, **76**, вып.9, 121 (2006).
- [4] http://www.cxro.lbl.gov/optical_constants/
- [5] Mitrofanov A.V., Apel P.Yu., Nucl. Instrum. Methods **B282**, 332 (2006).

Мессбауэровские исследования состояния атомов железа в ультратонких пленках, получаемых методом ионного наплаивания

В.Г.Семенов, А.В.Калямин, В.В.Панчук, В.С.Володин

Химический факультет СПбГУ, Университетский пр. 26, Санкт-Петербург, Петродворец, Россия
e-mail: val_sem@mail.ru

Развитие нанотехнологий ставит перед препаративной химией новые задачи прецизионного синтеза нано- и мультинанослоев, а также 2D- и 3D-наноструктур на основе неорганических, органических и гибридных (неорганических и органических) веществ. Среди методических приемов такого синтеза важное место занимают методы «химической сборки» [1,2], т.е. послойного (Layer-by-Layer) синтеза. Они основаны на проведении последовательных актов адсорбции низкоразмерных предшественников на поверхность подложки с обязательным удалением не прореагировавшего избытка реагента. В результате на поверхности формируется слой синтезируемого вещества толщиной в единицы или доли нанометра (нанослой). При многократном повторении реакций адсорбции толщина слоя возрастает пропорционально числу циклов обработки. Мы использовали метод ионного наплаивания (ИН), основанный на проведении на поверхности подложки в растворах необратимых актов сорбции катионов и анионов, дающих при взаимодействии трудно растворимое соединение. При синтезе этим методом толщина слоя задается с максимально высокой точностью числом циклов ИН, а сам синтез может быть выполнен в мягких условиях при комнатной температуре и простом аппаратурном оформлении.

Целью данной работы являлась оптимизация условий получения нанослоев гидроксида железа на кремниевых и кварцевых подложках методом ионного наплаивания с регулируемой толщиной, задаваемой числом циклов ионного наплаивания, и исследование полученных тонких пленок методом Мессбауэровской спектроскопии (МС). Этот метод является наиболее информативным при изучении, как состояния, так и форм существования железа в тонких пленках, так как МС является уникальным источником информации, как о химических, так и о структурных превращениях. Метод не деструктивный, требует минимальной подготовки образцов для анализа и исследований и позволяет проводить послойный анализ и фазовый анализ под покрытием, при этом толщины исследуемых слоев могут изменяться в очень широких пределах.

Для синтеза железосодержащих пленок с помощью метода ионного наплаивания были использованы подложки разного состава: (плавленый кварц 14-го класс полировки) и

монокристаллический кремний с размерами 1,5см×2см. Перед процедурой нанесения подложки предварительно обрабатывались по следующей схеме: промывались этиловым спиртом и выдерживались в концентрированной серной кислоте на водяной бане при температуре 90-100 С^о в течение 10 мин, затем промывались дистиллированной водой, раствором КОН (рН= 9) и вновь водой. В результате обработки поверхность кварца была покрыта силанольными группами. В качестве реагентов для синтеза пленок использовались: соль Мора с концентрацией в водном растворе 5×10⁻³ моль/л. и водные растворы перекиси водорода Н₂О₂, с концентрацией 3% и 0,3%.

Для достижения рН= 8,5 – 9 в растворы Н₂О₂ добавляли щелочь КОН, нужная величина рН устанавливалась путем измерения на рН-метре.

Для синтеза нанослоев в автоматизированном режиме была использована установка, которая состоит из: блока управления, включающего персональный компьютер, и блока исполнения, управляющего перемещением держателя образца и его последовательным погружением на заданный интервал времени в сосуды с реагентами. Сосуды объемом 50мл были заполнены растворами реагентов и промывными жидкостями, в которые последовательно и многократно погружались образцы. В качестве промывных жидкостей использовалась дистиллированная вода, непрерывно протекавшая через химические стаканы проточного типа.

Процесс синтеза пленок проводился по следующей химической схеме. При погружении подложки в первый сосуд, содержащий соль Мора, происходила ионообменная сорбция ионов двухвалентного железа на силановых группах подложки. Затем избыток реагента отмывался в следующем сосуде потоком дистиллированной воды. После этого образец переносился в сосуд с окислителем – перекисью водорода, где двухвалентное железо окислялось до трехвалентного. В следующем сосуде избыток реагента также отмывался потоком дистиллированной воды. В результате выполнения последовательности описанных операций на поверхности подложки образовывался монослой железосодержащего гидроксида. Схема проведения химических процессов, приводящих к формированию одного монослоя, приведена на рис. 1.

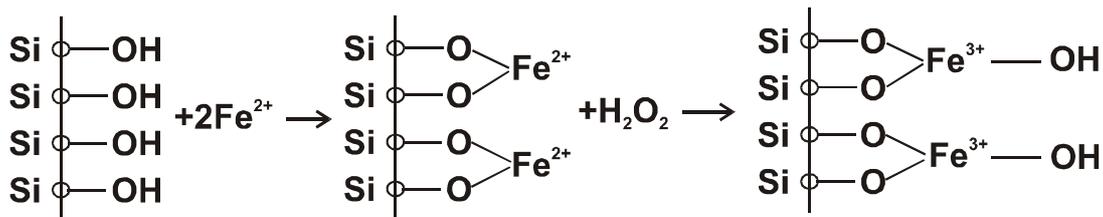


Рис.1 Последовательность химических реакций при формировании одного железосодержащего монослоя

В образовавшемся монослое ионообменными группами являются гидроксильные группы, связанные с трехвалентным железом. Обмен ионов водорода гидроксильных групп на ионы двухвалентного железа является началом образования следующего монослоя. Последовательное применение рассмотренных выше реакций приводит к образованию второго слоя во втором цикле. Для получения пленки с заданным количеством монослоев нужно выполнить эту процедуру необходимое количество раз. В нашем случае проводилось 0 циклов ионного наслаивания для каждого из образцов. По окончании нанесения слоев подложки промывались этиловым спиртом для удаления воды из глубины слоев и высушивались на воздухе. Следует отметить, что концентрация перекиси водорода критична к точности метода ионного наслаивания. Так повышение концентрации перекиси водорода с 0,3% до 3% приводило к образованию не одного монослоя, а неизвестного количества монослоев, по-видимому, из-за недостаточной отмывки перекиси.

Анализ толщины проводился методом эллипсометрии на двух образцах: на кварцевой подложке и подложке монокристаллического кремния. На каждом из образцов измерения проводилась в нескольких точках. По данным эллипсометрии были получены средние значения толщин пленок: на кварце – $17\text{нм} \pm 2,5\text{нм}$, на кремнии – $16\text{нм} \pm 2,1\text{нм}$. Эти результаты позволяют сделать оценку усредненной толщины одного монослоя – порядка 0,2-х нм. Эллипсометрические измерения показали, что метод ионного наслаивания позволяет контролируемым способом получать наноструктуры, представляющие из себя ультратонкие пленки, состоящие из набора нанослоев, однородные по толщине и составу.

Состояния атомов железа в нанослоях, полученных способом ионного наслаивания, исследовались методом Мессбауэровской спектроскопии на рассеяние с регистрацией электронов конверсии, сопутствующих процессу ядерного резонансного поглощения.

Для отработки метода была исследована серия образцов пленок, в которых при нанесении использовалось природное железо, содержащее только 2% изотопа ^{57}Fe . Величина

эффекта резонансного поглощения на таких образцах не превышала 0,5%, что не позволяло провести качественный и количественный анализ с приемлемой точностью. В дальнейшем при синтезе использовались образцы, обогащенные по изотопу ^{57}Fe . В результате удалось получить мессбауэровские спектры с величиной эффекта 20-30%. Следует отметить, что форма спектров при замене на изотопно-обогащенное железо не изменилась, зато отношение сигнал-шум увеличилось в 50 раз. Мессбауэровские спектры пленок, нанесенных на кварцевую и кремниевую подложки, оказались идентичными, что показывает, что пленки являются идентичными по своим физико-химическим свойствам.

В результате математической обработки экспериментальных спектров, для атомов железа были получены параметры (изомерный химический сдвиг и квадрупольное расщепление), соответствующие параметрам гидроксидов железа FeOOH для α и γ модификаций, находящихся в ультрадисперсном состоянии. Из результатов обработки исходных спектров видно, что железо в тонких пленках находится в двух неэквивалентных положениях (рис.2а). Изомерные сдвиги для обоих состояний практически одинаковы ($I.S. \sim 0,36$ мм/с) и отвечают атомам железа в состоянии Fe^{3+} . В первом преимущественном состоянии наблюдается большая величина квадрупольного расщепления ($QS \sim 0,9$ мм/с), что указывает на большую асимметрию в окружении резонансного атома. Наиболее вероятным объяснением этого факта является наличие в ближайшем окружении гидроксильных групп, которые образовались в результате синтеза этих структур. Для атомов железа во втором состоянии величина квадрупольного расщепления почти в два раза ниже ($QS \sim 0,5$ мм/с), что свидетельствует о более высокой симметрии электрического окружения резонансных атомов. К сожалению, рентгеноструктурный анализ не дал результатов в силу очень малой толщины полученных пленок. Для того чтобы с большей достоверностью определить фазовый состав полученных пленок, образец с пленкой, нанесенной на кварцевую подложку, был подвергнут термообработке при разных температурах: 160° , 350° , 500° и 750°C с

выдержкой в течение 1 часа 30 минут в муфельной печи. Целью этой обработки было удаление излишков воды и OH- групп, которые могли присутствовать в пленке, с одновременным контролем возможных фазовых превращений, которые могли произойти при таких термообработках. Мессбауэровские спектры исходного образца и образцов, прошедших термообработку приведены на рис.2. Из приведенных на рис.2 спектров видно, что только термообработка при 750⁰С привела к модификации исходной пленки толщиной в

десятки нанометров в пленку, состоящую из окисла железа Fe₂O₃, мессбауэровский спектр которого представляет из себя магнитную сверхтонкую структуру, с величиной сверхтонкого магнитного поля равной 51,5 Т. Таким образом можно получать ультратонкие пленки, состоящие из окислов железа, находящихся в магнитноупорядоченном состоянии. Такие пленки являются хорошим кандидатом в качестве носителя магнитной информации, они могут быть использованы в оптике в качестве магнитных затворов и т.д.

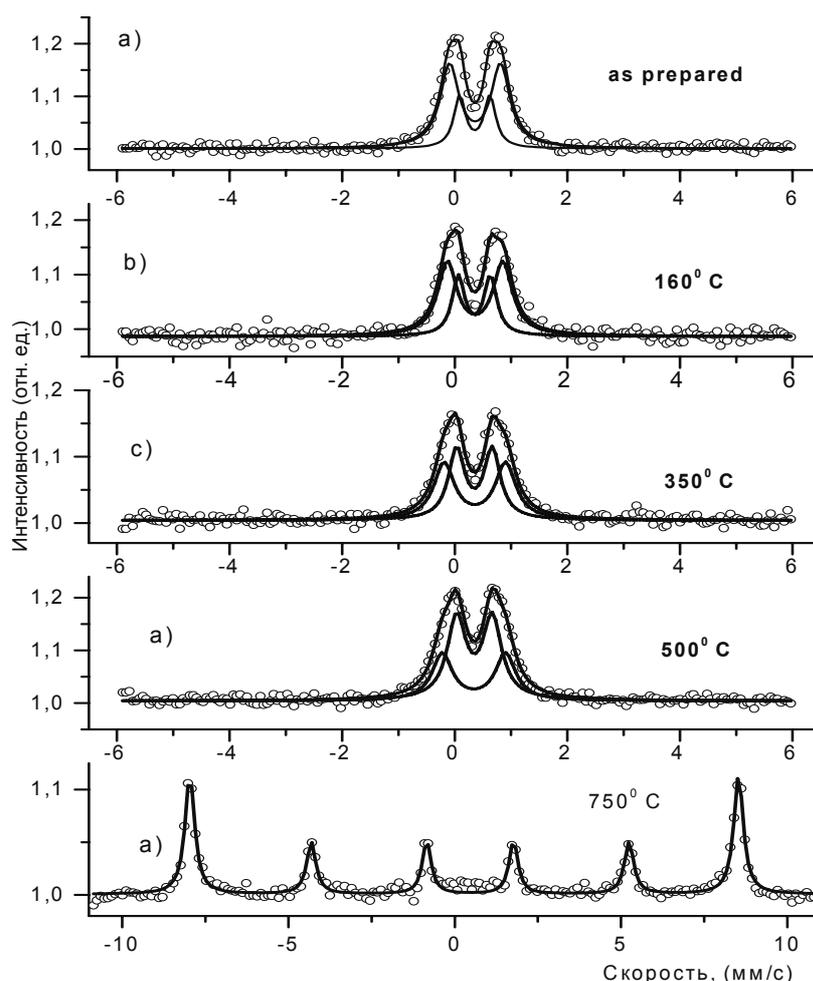


Рис. 2. Экспериментальные мессбауэровские спектры и результаты их разложения на отдельные составляющие, соответствующие различным состояниям атомов железа.

Анализ результатов математической обработки всей последовательности мессбауэровских спектров, измеренных при разных температурах, позволил сделать следующий вывод. Увеличение температуры отжига приводит к изменению локального окружения атомов железа. Происходит перераспределение атомов железа из состояния с большим квадрупольным расщеплением в состояние с малым квадрупольным расщеплением, т.е. растет степень симметрии локального окружения.

1. В.Б. Алесковский Химия надмолекулярных соединений Изд. СПбГУ, Санкт-Петербург, сс. 124,(1996)
2. Толстой В.П. «Успехи химии» Т. 62. № 3. с. 260-267, (1993)

Деление кванта возбуждения в структуре с нанокристаллами кремния

D. Timmerman¹, I. Izeddin¹, P. Stallinga^{1,2}, И. Н. Яссиевич³, T. Gregorkiewicz¹

¹Van der Waals—Zeeman Institute, University of Amsterdam, Valckenierstraat 65, NL-1018 XE Amsterdam, The Netherlands

²Center for Electronics, Opto-electronics and Telecommunications, University of The Algarve, Faro, Portugal

³ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Россия

E-mail: Irina.Yassievich@mail.ioffe.ru

Фотовольтаические приборы обычно работают в широком диапазоне длин волн возбуждения. Например, солнечные элементы должны работать не только в диапазоне видимого света, но и иметь возможность использовать ультрафиолетовую и инфракрасную части спектра. Эффективность преобразования энергии кванта возбуждения в электрическую энергию есть одно из условий повышения эффективности солнечных элементов. При поглощении кванта света с энергией превышающей ширину запрещенной зоны полупроводника избыточная энергия обычно теряется, превращаясь в тепло. Возможность создания полупроводниковых структур, где эта избыточная энергия идет на рождение дополнительной электронно-дырочной пары, представляет актуальную задачу для приложений в фотовольтаике.

Множественное рождение электронно-дырочных пар при возбуждении светом ультрафиолетового диапазона наблюдалось недавно для ряда полупроводниковых нанокристаллов [1,2], в том числе для коллоидных растворов с кремниевыми нанокристаллами [3]. Было предложено несколько механизмов для объяснения процесса множественного рождения экситонов. Работы в этом направлении сейчас интенсивно ведутся в ряде стран. Однако, экситоны при этом рождались в одном нанокристалле и характеризовались коротким временем жизни из-за оже-рекомбинации, что затрудняет возможность практического использования такого эффекта.

В докладе представлены результаты экспериментального исследования фотолюминесценции SiO_2 с нанокристаллами кремния, в котором было показано, что в исследуемой структуре при возбуждении светом с энергией большей, чем 3 эВ, рождается два экситона в соседних нанокристаллах, т. е. рождаются два пространственно разнесенных экситона. В этом случае оже-процессы подавлены. В результате энергии одного кванта преобразуется в излучение 2-х квантов с энергией вблизи 1.5 эВ.

Эксперименты выполнялись на пленках с нанокристаллами Si толщиной 2 мкм, полученными напылением на кварцевую подложку [4]. Нанокристаллы имели диаметр 3,1 нм с разбросом около 14 % и их плотность

была $4,1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, среднее расстояние между поверхностями нанокристаллов было сравнимо с их диаметром. Расчет методом Монте-Карло показал, что при случайном распределении нанокристаллов Si более чем 50% нанокристаллов имеют ближайший соседний нанокристалл на расстоянии меньше, чем 1 нм. Исследовались также пленки, дополнительно легированные эрбием. В этом случае плотность ионов эрбия составляла $2,8 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и они были распределены, как и нанокристаллы, случайно. Вычисление показывает, что внутри нанокристаллов могло оказаться около 6,6 % ионов эрбия, а все остальные ионы находились в SiO_2 . Возбуждение осуществлялось импульсами перестраиваемого оптического параметрического лазера (с длительностью импульса 5нс, частотой повторения 10 Гц и мощностью 1-10 мДж). При накачке в ультрафиолетовой области использовались третья гармоника неодимового лазера и лазер на красителях с накачкой эксимерным лазером. Интенсивность излучения измерялась на длинах волн 1535 нм и 914 нм для фотолюминесценции ионов эрбия, и экситонов, локализованных в нанокристаллах. Сигнал интегрировался по всей длительности импульсов излучения, а именно в течение 1мс для люминесценции нанокристаллов и нескольких миллисекунд при регистрации излучения ионов эрбия. Эксперименты проводились при комнатной температуре. Другие детали экспериментов представлены в [5].

Была измерена зависимость интенсивности люминесценции эрбия и экситонов нанокристаллов, а также поглощения от длины волны возбуждающего излучения. Отношение интенсивности фотолюминесценции к поглощению пропорционально коэффициенту

$$\eta = N_{PL} / N_{abs},$$

где N_{PL} и N_{abs} - число квантов излучения и поглощения, соответственно. Коэффициент η определяет эффективность возбуждения люминесценции. На Рис. 1 представлена зависимость эффективности возбуждения для люминесценции эрбия, а на Рис. 2 — для люминесценции экситонов, локализованных

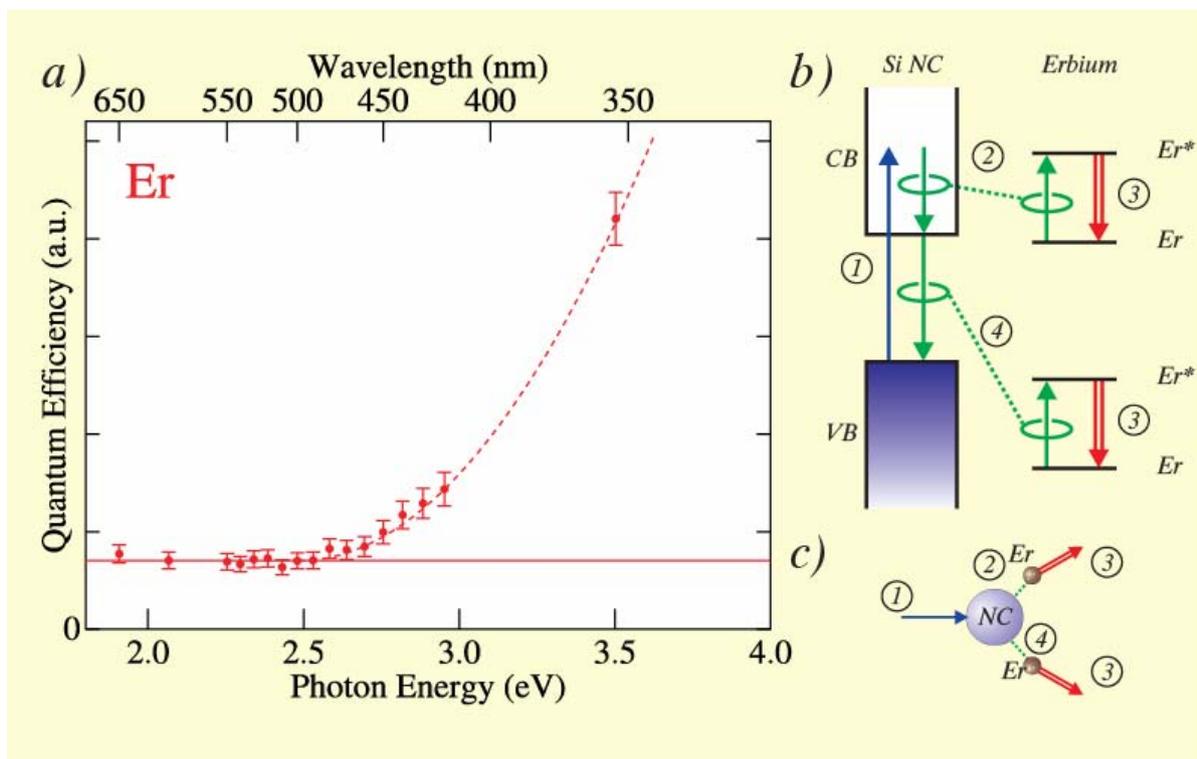


Рис. 1. Зависимость эффективности возбуждения фотолюминесценции эрбия от длины волны возбуждения. Прямая сплошная линия соответствует предполагаемой зависимости для процесса, когда при поглощении одного фотона возбуждается один ион эрбия в матрице SiO₂ (a). На правой части рисунка (b) представлена схема процесса: один поглощенный фотон – два возбужденных иона.

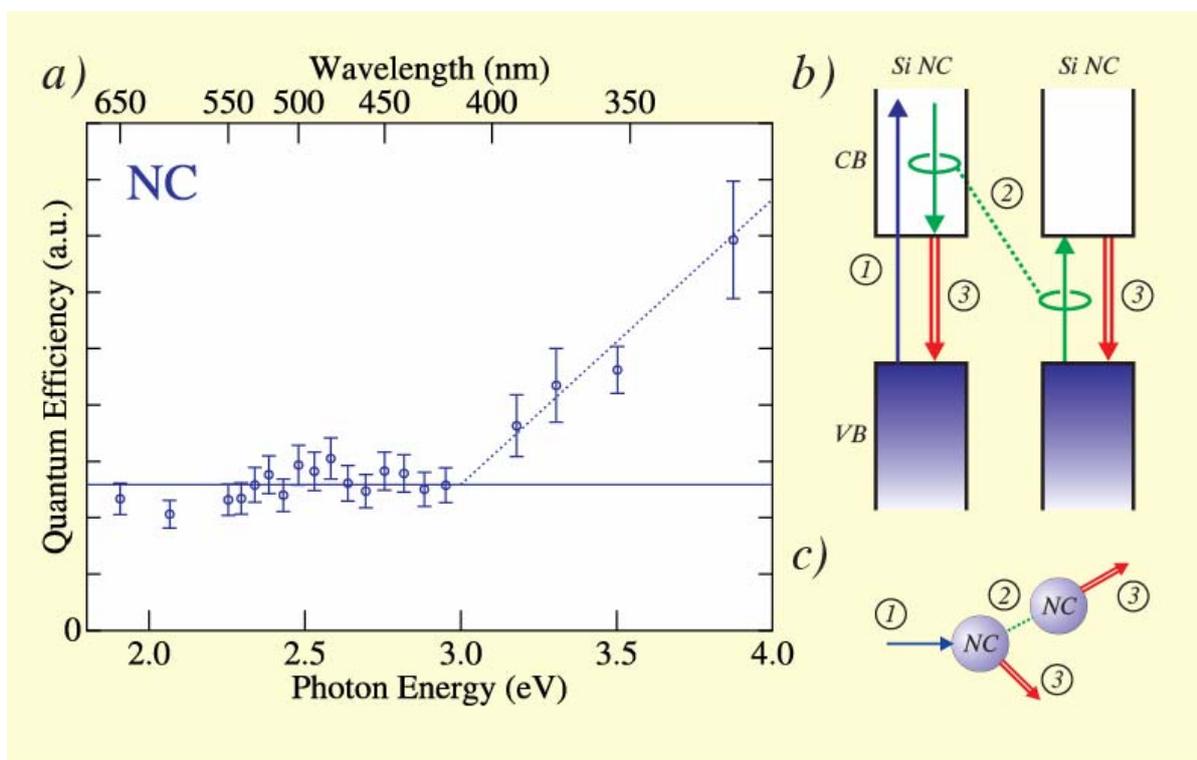


Рис. 2. Зависимость эффективности возбуждения фотолюминесценции нанокристаллов Si в SiO₂ от длины волны возбуждения. Прямая сплошная линия соответствует предполагаемой зависимости для процесса: один поглощенный фотон - один испущенный фотон (a). На правой части рисунка (b) представлена схема процесса: один поглощенный фотон - два испущенных фотона.

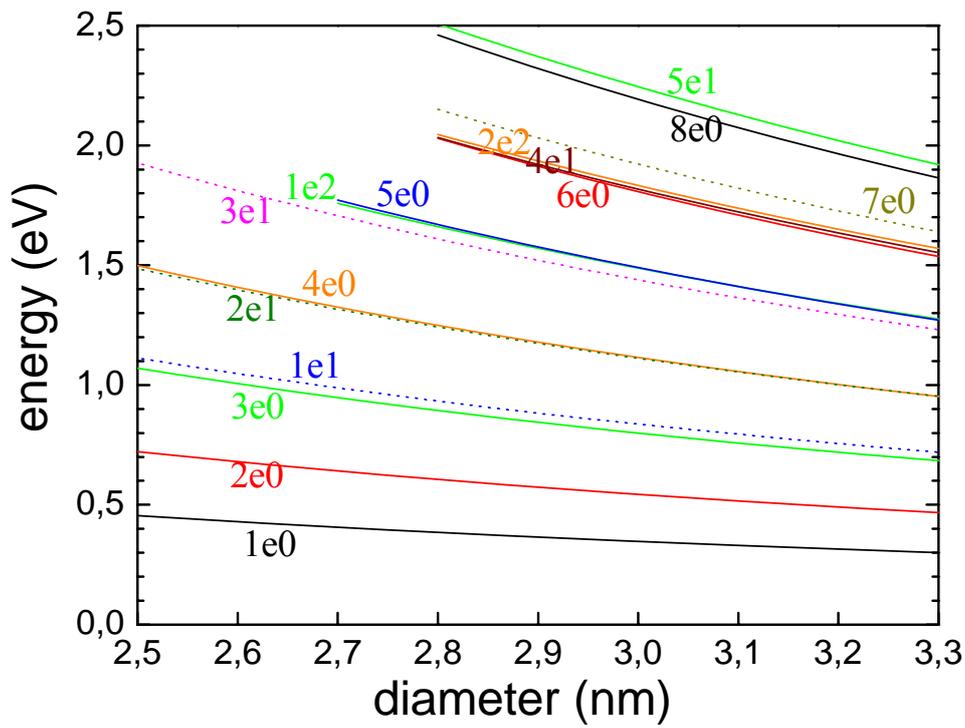


Рис. 3. Электронные уровни энергии. В связи с сильной анизотропией эффективной массы существует два типа электронных состояний (они помечены цифрой 0 или 1; первая цифра нумерует порядок состояния одного типа).

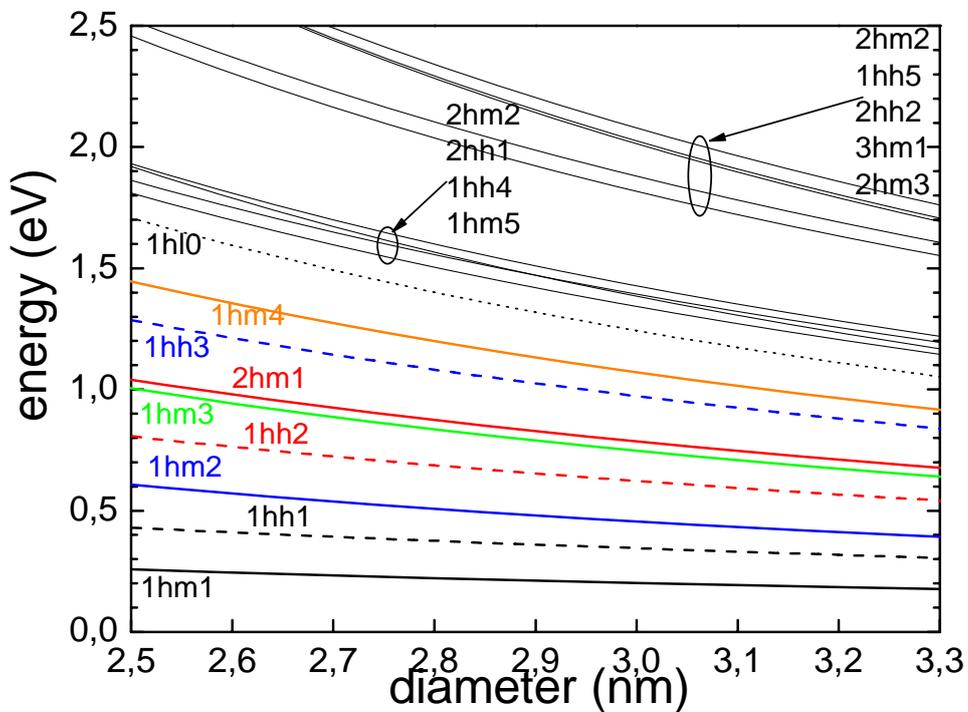


Рис. 4. Дырочные уровни энергии. Существует три типа дырочных состояний: состояния, построенные из тяжелых дырок (hh), построенные из легких дырок (hl) и смешанные (hm). Первая цифра нумерует состояния одного типа по порядку, последняя определяет значение полного углового момента. При вычислении уровней энергии не учитывалось спин-орбитальное взаимодействие.

в нанокристаллах кремния. Для однофотонного процесса, в котором один поглощенный фотон вызывает один квант фотолюминесценции, эффективность должна оставаться постоянной при изменении длины волны возбуждения. Это имеет место при энергиях кванта возбуждения меньших, чем 2.3 эВ для фотолюминесценции эрбия и 3 эВ для фотолюминесценции экситонов. При больших энергиях наблюдается рост эффективности возбуждения с возрастанием энергии кванта возбуждения. Таким образом, когда энергия кванта поглощения превышает пороговое значение, релаксация системы в основное состояние идет за счет эмиссии двух фотонов. Деление кванта возбуждения происходит в одном случае с помощью ионов эрбия, а с другой нанокристаллов Si.

Механизм появления двух или более экситонов при поглощении одного фотона активно обсуждается в настоящее время. Было предложено три идеи:

- 1) ионизация горячим носителем заряда, созданным при поглощении фотона с большой энергией[2,6],
- 2) когерентная суперпозиция одно и много-экситонного состояний, которая может иметь место в случае медленной энергетической релаксации[7],
- 3) рождение многоэкситонного состояния через виртуальное состояние (процессы второго порядка теории возмущений)[8]

Формирование двух или более экситонов в процессах 2) и 3) имеет место непосредственно в момент поглощения фотона и происходит в том же нанокристалле, где поглощается фотон. Процесс 1) является двух ступенчатым, появление второй электрон-дырочной пары идет с задержкой и она может быть создана в соседнем нанокристалле. Этот процесс аналогичен ударной ионизации в объемных полупроводниках, где он при увеличивает квантовый выход фотолюминесценции обычно не более, чем на 1%. Для горячего носителя заряда, локализованного в кремниевом нанокристалле, вероятность ионизации резко возрастает, так как энергетическая релаксация носителей сильно замедлена из-за дискретности спектра состояний. На рис.3 и 4 приведен спектр энергетических уровней электронов и дырок для кремниевых нанокристаллов с размером 2,5-3,3нм. Спектр был вычислен на основе теоретической модели, развитой в работе [9]. Видно, что для исследованных в эксперименте нанокристаллов расстояние между уровнями существенно превышало, как энергию акустических, так и оптических фононов.

Естественно поэтому предположить, что процесс “разрезания” кванта поглощения происходит за счет ионизации соседнего нанокристалла или иона эрбия в SiO₂ горячим носителем заряда, рожденным в нанокристалле кремния при поглощении света.

Итак показано, что в SiO₂ с большой плотностью нанокристаллов кремния фотон, поглощенный в нанокристалле Si, делится на два фотона за счет возбуждения ионов эрбия или соседнего нанокристалла. Этот эффект деления кванта поглощения ультрафиолетового диапазона несомненно будет использован для увеличения эффективности работы кремниевых солнечных элементов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ-NWO 047.017.022.

- [1] Nozik, A. J., *Physica E* **14**, 115.(2002).
- [2] Schaller, R.D., and Klimov, V.I *Phys.Rev. Lett.* **92**, 186601 (2004).
- [3] Beard, M.C. et al. *Nano Lett.* **7**, 2506 (2007)
- [4] Fujii, M., Yoshida, V., Kanzawa, Y., Hayashi, S., and Yamamoto, K. *Appl.Phys.Lette.* **71**, 1198 (1997).
- [5] Timmerman, D., Izeddin, I., Stallinga, P., Yassievich, I. N., and Gregorkiewicz T. *Nature Photonics* (to be published February 2008)
- [6] Elingston, R.J, et al. *Nano Lett* **5**, 865 (2005)
- [7] Shabaev, A., Efros, A.L., and Nozik, A.J., *Nano Lett.* **6**, 2856 (2006)
- [8] Schaller, R.D., Agranovich, V.M., and Klimov, V.I., *Nature Phys.* **1**, 189 (2006.)
- [9] Moskalenko, A.S., Berakdar, J., Prokofiev, A.A., and Yassievich I.N., *Phys. Rev. B* **76**, 085427 (2007)

Электрولюминесценция горячих носителей заряда в режиме спонтанного и стимулированного излучения из лазерных наноструктур и поглощение ИК излучения горячими электронами в квантовых ямах

Л.Е. Воробьев¹, В.Л. Зерова¹, Д.А. Фирсов¹, В.А. Шалыгин¹,
М.Я. Винниченко¹, В.Ю. Паневин¹, Т. Папхави¹, К.С. Борщев², А.Е. Жуков²,
З.И. Соколова², И.С. Тарасов², G. Belenky³

¹С.-Петербургский государственный политехнический университет, ул. Политехническая 29, Санкт-Петербург, Россия

²Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, Санкт-Петербург, Россия

³State University of New York at Stony Brook, Stony Brook, NY 11794-2350, USA
e-mail: LVor@rphf.spbstu.ru

В работе изучен разогрев и зависимость концентрации носителей заряда от тока в квантовых ямах (КЯ) гетероструктур в режимах спонтанного и стимулированного излучения, а также разогрев носителей заряда в двойных КЯ продольным электрическим полем и его влияние на межподзонное поглощение света.

Работа состоит из двух частей. В первой части получены зависимости концентрации носителей заряда и температуры горячих электронов и дырок как функции тока в режимах спонтанного и индуцированного излучения ближнего ИК диапазона в лазерных наноструктурах с КЯ на примере структур InGaAs/GaAs. В частности, рассмотрена и область токов, превышающих пороговые на два порядка.

При поверхностных концентрациях носителей заряда в КЯ, близких к пороговым в лазерах с КЯ, вероятность электрон-электронного (e-e) и электрон-дырочного (e-h) взаимодействия выше, чем вероятность испускания оптических фононов. Поэтому инжектированные носители заряда передают избыточную энергию ансамблю электронов и дырок, увеличивая их электронную температуру, а затем уже эти горячие электроны и дырки передают энергию решетке при испускании, главным образом, оптических фононов. Коэффициент усиления $g \sim (f_e + f_h - 1)$. Разогрев носителей заряда приводит к уменьшению функции распределения электронов f_e и дырок f_h и уменьшению g . Поэтому для поддержания условий генерации излучения концентрация носителей заряда должна возрасти. Итак, при больших уровнях накачки, когда ток j многократно превышает пороговый, поток избыточной энергии, которую переносят инжектированные электроны и дырки достаточно велик и приводит к возрастанию электронной температуры и, как следствие, к росту концентрации электронов и дырок. Стабилизация концентрации электронов с ростом тока, которая наступает при возникновении стимулированного излучения, в области достаточно сильных токов ($j \gg j_{th}$) уже

не имеет места из-за разогрева носителей заряда. В режиме спонтанного излучения с ростом тока растет как поток энергии, передаваемый инжектированными носителями заряда ансамблю электронов и дырок, так и концентрация носителей заряда. Поэтому энергия, передаваемая ансамблю электронов и дырок в расчете на один электрон (или дырку), слабо меняется с ростом тока. Вследствие этого в режиме спонтанного излучения разогрев носителей заряда будет несущественным, если в структуре отсутствует исходное легирование, т.е. концентрация электронов достаточно сильно растет с ростом тока. Вышеописанная качественная картина подтверждается расчетом, основанном на экспериментальных данных. На рис.1 представлены спектры излучения мощного лазера в режиме генерации. КЯ содержала один уровень размерного квантования электронов $e1$ и несколько уровней дырок. Генерация связана с переходами электронов $e1 \rightarrow hh1$.

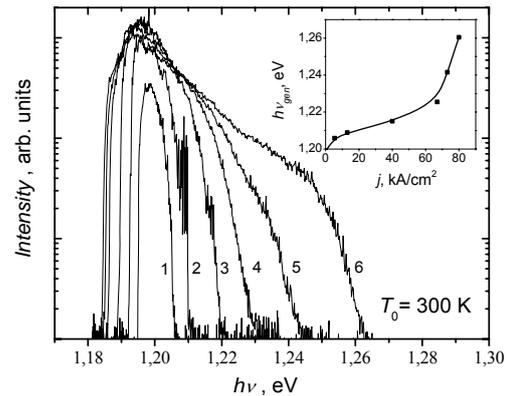


Рис.1. Спектры генерации при $T_0 = 300$ К при различных плотностях тока накачки j (эксперимент) для лазерного диода с длиной резонатора 1.5 мм и шириной полоска 100 мкм ($j_{th} = 0.195$ кА/см²): 1 – $j = 5.3$ кА/см², 2 – 13 кА/см², 3 – 40 кА/см², 4 – 67 кА/см², 5 – 73 кА/см², 6 – 80 кА/см². На вставке – зависимость энергии коротковолнового края полосы генерации от плотности тока накачки.

На рисунках 2 и 3 показана зависимость поверхностной концентрации электронов n_s и температуры горячих носителей заряда T_e от тока накачки. В режиме спонтанной эмиссии концентрация быстро растет с током (см. вставку к рис.2), в то время как средняя энергия электронов и дырок с током не меняется. При возникновении стимулированного излучения концентрация носителей заряда при $j > j_{th}$ стабилизируется (см. вставку к рис.2). При $j \gg j_{th}$ и концентрация, и температура растут с ростом j (рис.2,3). Такое поведение зависимостей $n_s(j)$ и $T_e(j)$ в режимах спонтанного и индуцированного излучения качественно описано выше.

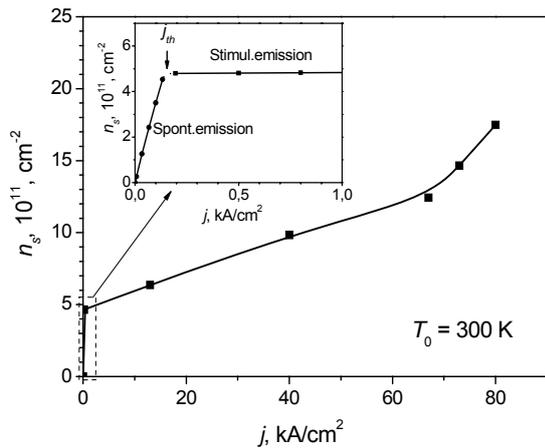


Рис.2. Зависимость поверхностной концентрации неравновесных электронов от плотности тока накачки в режиме индуцированного излучения при $j > j_{th} = 0.195 \text{ кА/см}^2$; $T_0 = 300 \text{ К}$. На вставке показан начальный участок этой зависимости, включающий участок спонтанного излучения при $j < j_{th}$.

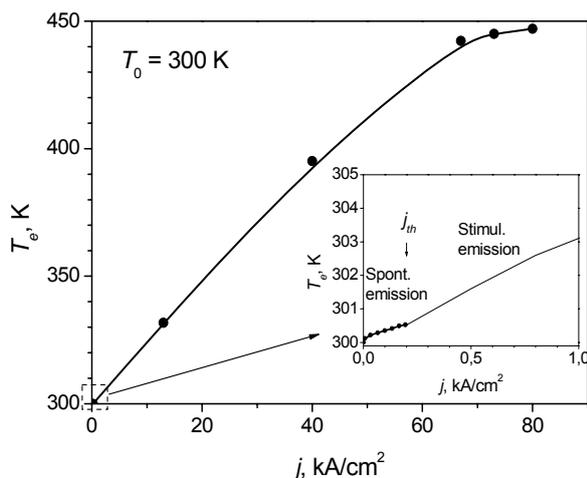


Рис.3. Зависимость температуры неравновесных электронов от плотности тока накачки при $j > j_{th} = 0.195 \text{ кА/см}^2$; $T_0 = 300 \text{ К}$. На вставке показан начальный участок этой зависимости, включающий участок спонтанного излучения при $j < j_{th}$.

Отметим, что разогрев носителей заряда приводит к их выбросу из КЯ, что вызывает уменьшение квантовой эффективности лазеров и может быть одной из причин насыщения люкс-амперной характеристики лазеров. Анализ показывает, что этот эффект тем меньше, чем больше глубина КЯ [1].

Вторая часть работы посвящена изучению разогрева носителей заряда латеральным электрическим полем в туннельно-связанных квантовых ямах (ТСКЯ) GaAs/AlGaAs по межподзону поглощению света. Структура содержала 100 периодов ТСКЯ. Спектры коэффициента поглощения света α при межподзонных переходах при двух температурах решетки T_0 , схема переходов и изменение поглощения света $\Delta\alpha$ в сильном электрическом поле E показаны на рис. 4.

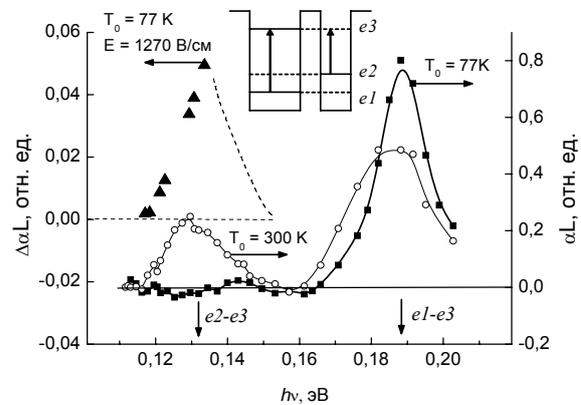


Рис. 4. Равновесные спектры межподзонного поглощения света при температурах решетки $T_0 = 77 \text{ К}$ и 300 К (правая ось) и модуляция поглощения в поле $E = 1270 \text{ В/см}$ (левая ось).

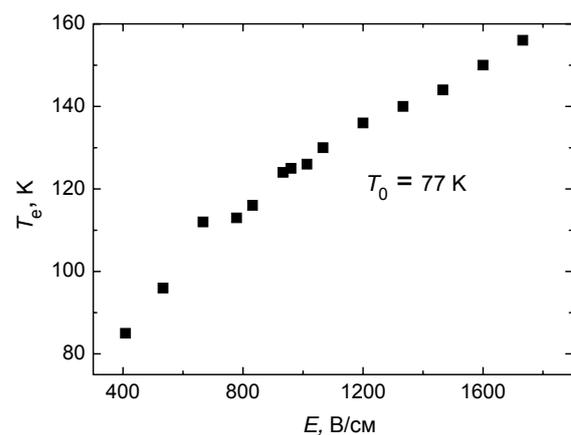


Рис.5. Зависимость температуры горячих электронов T_e от напряженности латерального электрического поля E (эксперимент).

Трансформация спектра поглощения с ростом температуры решетки T_0 происходит из-за перераспределения электронов между уровнями $e1$ и $e2$ в широкой и узкой КЯ.

Аналогичный эффект следует ожидать при разогреве электронов сильным электрическим полем. Используя перестраиваемый CO_2 -лазер, мы получили спектр модуляции поглощения света для переходов электронов $e2 \rightarrow e3$. Анализируя изменение α с температурой решетки T_0 и при приложении поля E , можно из эксперимента определить электронную температуру T_e как функцию поля (рис. 5).

Используя зависимость скорости рассеяния энергии горячих электронов в КЯ от их температуры с учетом накопления неравновесных оптических фононов [2], можно теоретически рассчитать зависимость $T_e(E)$. Оказалось, что вычисленные значения T_e меньше

тех, что определены экспериментально из анализа данных, представленных на рис. 4. Возможно, что имеется неучтенный механизм рассеяния энергии горячих электронов, например, при рассеянии на колебаниях решетки вблизи интерфейсов.

[1]. Л.Е. Воробьев, В.Л. Зерова, К.С. Борщев, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, G. Belenky, ФТП **42**, № 6, 2008

[2]. Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, В.Л. Зерова, Д.А. Фирсов, ФТП **37(5)**, 604, 2003

Квантовые биения и терагерцовая отрицательная проводимость на пролетных частотах в нанометровых полупроводниковых гетероструктурах

В.А. Козлов¹, В.А. Вербус¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603950, г. Нижний Новгород, Россия
kozlov@ipm.sci-nnov.ru

Первая успешная попытка создания твердотельного источника излучения в THz диапазоне волн была осуществлена несколько десятилетий назад, когда были созданы р-Ge лазеры [1,2] и мазеры [3,4]. Создание квантовых каскадных лазеров [5,6] обеспечило прорыв твердотельных источников излучения в высокочастотную часть THz диапазона и средний инфракрасный диапазон. В настоящее время существует необходимость в создании твердотельных источников в низкочастотной части THz диапазона волн, что дополнит успехи в освоении этого диапазона квантовыми каскадными лазерами. Особенно большой интерес представляет создание перестраиваемых по частоте полупроводниковых генераторов. Дело в том, что в квантовом каскадном лазере переход носителей с излучением кванта происходит между резонансными уровнями, сформированными в полупроводниковой гетероструктуре методами зонной инженерии. Поэтому частота излучения жестко привязана к структуре уровней и электронная перестройка частоты затруднена.

Для создания перестраиваемых полупроводниковых источников излучения THz диапазона очень привлекательным является использование динамической отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) горячих баллистических электронов [7-9]. При этом под динамической ОДП будем понимать такую дифференциальную проводимость, которая отрицательна на высоких частотах, и положительна на низких [10]. Такая отрицательная проводимость может возникнуть на частотах определяемых временем пролета [11] горячими электронами наноразмерных барьеров специальной формы в полупроводниковых гетероструктурах. Поскольку время пролета барьера прямо связано с электрическим полем, а частотная область, где возникает отрицательная проводимость, сравнительно широка, то частота излучения здесь может легко перестраиваться приложенным напряжением или внешним резонатором.

В низкочастотной части THz диапазона частот энергия кванта $\varepsilon = \hbar\omega$ сравнима с тепловой энергией $\varepsilon = kT$ (для температур $T \sim 50 \div 300$ K), поэтому здесь нужно учитывать много занятых электронных состояний. В то же время, обычный механизм создания инверсии населенности, посредством перенаселенности одиночного уровня невозможен, и необходимо рас-

сматривать открытую квантовую систему с непрерывным спектром. В этом случае инверсия населенности означает, что функция распределения f электронов удовлетворяет следующему условию $\partial f / \partial \varepsilon > 0$. Для описания происходящих здесь процессов нужно применять как квазиклассическое, так и квантовое описание, поскольку с одной стороны уровней много, а с другой, при некоторых формах барьеров, приходится учитывать туннелирование электрона.

В данной работе представлен простой квантовый матричный метод для расчета дифференциальной проводимости. Этим методом рассчитана динамическая ОДП, и продемонстрировано, что таким методом можно проводить моделирование гетероструктур с динамической ОДП в THz диапазоне волн. Метод основан на представлении гетероструктуры в виде последовательного набора слоев (в y - z плоскости) с постоянной потенциальной энергией V и эффективной массой m^* в каждом слое. Граница между соседними слоями является ступенчатой функцией (Рис.1). Толщина слоев при этом может быть равна, например, константе решетки. Граничные условия между слоями следующие:

$$\psi_l = \psi_r;$$

$$(m_l^*)^{-1} \partial \psi_l / \partial x = (m_r^*)^{-1} \partial \psi_r / \partial x;$$

где ψ - волновая функция, m^* - масса электрона, индексы l, r - относятся к левому и правому слоям соответственно. Приложенный внешний потенциал состоит из переменной и постоянной составляющей и имеет следующий вид $V_{bias} = V_0 + V_s (e^{-i\omega_s t} + e^{i\omega_s t})$ где $V_s \ll V_0$.

Здесь V_0 - постоянная компонента приложенного напряжения и V_s - амплитуда малого переменного сигнала частоты ω_s . Первый и последний слои предполагаются сильно допированными, так что электрическое поле и скачок потенциала в этих слоях отсутствуют. Это означает, что мы рассматриваем открытую систему с двумя резервуарами с левого и правого конца. Амплитуда приложенного переменного напряжения (которая изначально имеет линейное распределение вдоль оси x) меняется вдоль оси x как ступенчатая функция [12]. Волновая функция ψ электронов в гетероструктуре имеет вид $\psi = \psi_0 e^{-i\omega t} + \psi_p e^{-i(\omega+\omega_s)t} + \psi_m e^{-i(\omega-\omega_s)t}$, при этом $\psi_p, \psi_m \ll \psi_0$.

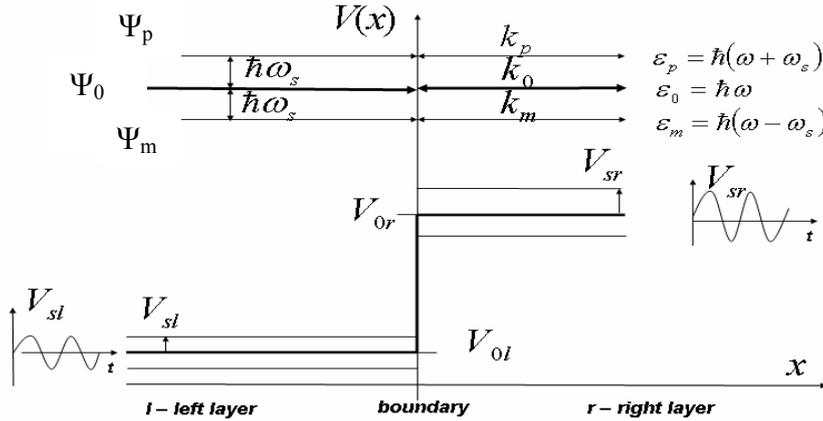


Рис.1. Соединение двух слоев в гетероструктуре

В каждом слое гетероструктуры волновая функция электронов может быть представлена в виде плоских волн бегущих навстречу друг другу. Амплитуда падающей на барьер волны определяет интенсивность падающего электронного пучка, который можно создать, например, с помощью инжектора с резонансным туннелированием. Рассмотрим баллистический пролет электронов через короткую гетероструктуру, с учетом квантовых интерференционных эффектов. Для описания тока в каждом слое удобно ввести комплексный градиент γ волновой функции ψ следующим образом $\gamma = (\partial \psi / \partial x) / (im^*)$. Эта величина непрерывна на границе вместе с волновой функцией ψ . Полный ток $j = j_0 + j_1$ состоит из постоянной j_0 и переменной j_1 составляющих. Ток j_0 постоянен вдоль гетероструктуры. Переменный ток $j_1 = j_a e^{i\omega t} + j_a^* e^{-i\omega t}$ зависит от

времени t и координаты x из за группировки электронов. В этой модели разность потенциалов существует только как скачек потенциала между слоями, поэтому работа, осуществляемая переменным полем над электронами, происходит только на границах. Чтобы получить полную работу переменного электрического поля нужно просто просуммировать работы на всех границах. Расчеты показали, что амплитуда переменного тока j_a испытывает биения вдоль оси x и может менять знак. Изучая зависимость тока j_a и падение потенциала V_s от координаты x можно найти условия, когда работа переменного поля над электроном отрицательна. Это означает, что энергия отдается переменному полю, и в системе появляется динамическая (ОДП).

Результаты компьютерных расчетов переменного тока показаны на Рис 2.

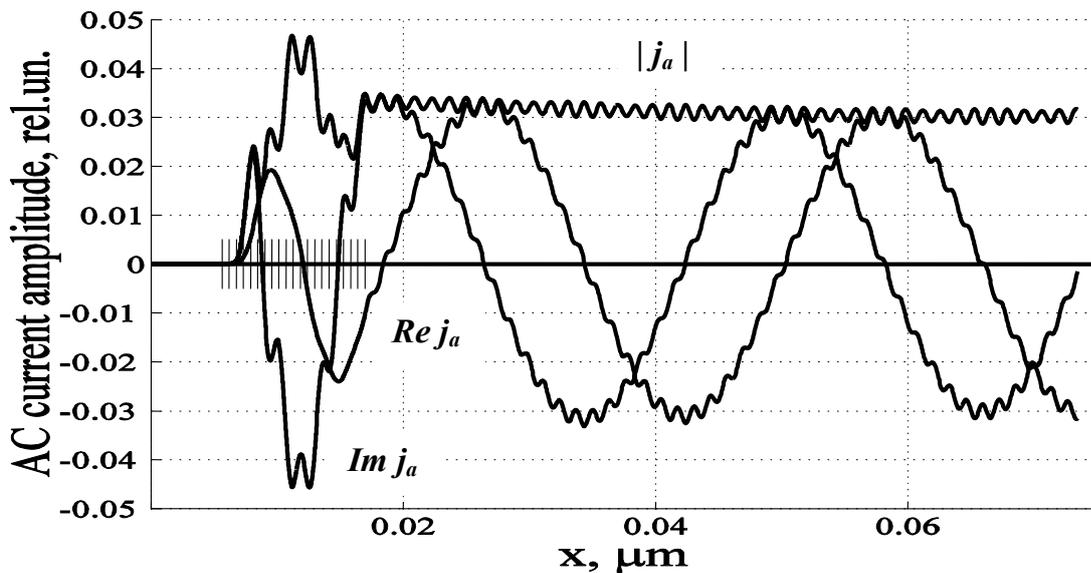


Рис.2. Зависимости действительной и мнимой компонент комплексной амплитуды переменного тока, а также ее модуля от координаты x .

Короткая вертикальная штриховка на оси x в Рис. 2 показывает область, в которой происходит изменение профиля потенциала гетероструктуры. Первый и последний слой имеют постоянное значение потенциала и не заштрихованы. Переменные токи в этих слоях не производят никакой работы. Они показаны для демонстрации квантовых биений волновой функции. Небольшие быстрые колебания (рябь) на Рис.2 возникли из-за аппроксимации потенциального профиля ступенчатой функцией и, следовательно, их необходимо проигнорировать.

Действительная и мнимая части высокочастотной проводимости показаны на Рис.3.

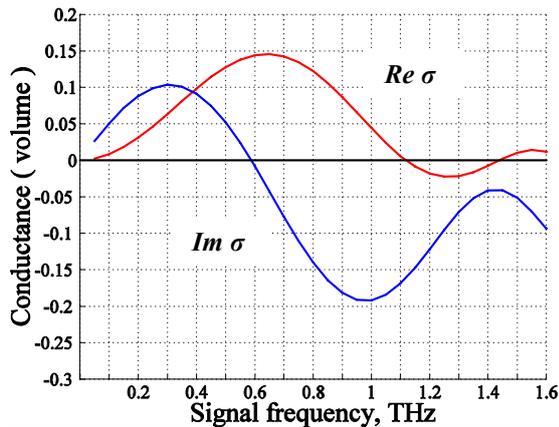


Рис.3. Частотная зависимость проводимости для гетероструктуры с линейным потенциальным профилем

Из этого рисунка видно, что действительная часть проводимости на низких частотах положительна, а на высоких частотах, определяемых временем пролета электроном гетероструктуры, отрицательна. Это означает, что в рассматриваемой системе имеет место динамическая ОДП. Наличие динамической ОДП очень важно для стабильности системы, поскольку дает возможность использовать многослойные гетероструктуры, в которых содержится большое количество последовательно включенных барьеров, разделенных сильно легированными ямами.

Причина появления динамической ОДП связана с группировкой электронов в координатном пространстве, при их квазибаллистическом движении в гетероструктуре. Подобный механизм был предложен [13] и реализован [14] в вакуумной электронике еще в 30-х годах прошлого века. Дело в том, что в вакуумных диодах вблизи пролетной частоты, определяемой прямым постоянным напряжением на диоде, имеется достаточно широкая частотная область, где реальная часть проводимости отрицательна. Это происходит потому, что в присутствии слабого переменного поля вблизи катода происходит модуляция скорости электронного потока, которая при движении электронов к аноду в уско-

ряющем постоянном поле приводит к образованию групп электронов, двигающихся в отрицательной фазе по отношению к переменному полю. Похожий процесс, приводящий к образованию динамической ОДП в рассматриваемых гетероструктурах можно, описать квантовомеханически следующим образом. В начальной части гетероструктуры происходит модуляция волновой функции слабым переменным потенциалом частоты ω_s . Это приводит к появлению компонент волновых функций ψ_p и ψ_m , соответствующих энергиям $\epsilon_p = \hbar(\omega + \omega_s)$ и $\epsilon_m = \hbar(\omega - \omega_s)$. При продвижении вдоль оси x

эти компоненты приобретают разный набег фаз, поскольку они имеют разные волновые вектора. Это приводит к возникновению пространственных биений в волновой функции. В силу этого в разных слоях гетероструктуры временные биения волновой функции происходят в разных фазах, и поэтому вызванный этими биениями переменный ток на частоте сигнала ω_s также имеет разные фазы. При этом можно добиться такого сдвига фаз, что переменный ток станет работать против переменного потенциала, фаза которого остается постоянной. Дело в том, что мы рассматриваем систему, размеры которой много меньше длины волны электромагнитного излучения, а скорости движения электронов много меньше скорости света. Поэтому изменением фазы переменного поля на размерах системы можно пренебречь. Отметим, что в [15] было проведено квантовое рассмотрение индуцированного излучения электронных пучков в вакуумной электронике.

Для иллюстрации пространственных биений волновой функции электрона на Рис. 4 и 5 представлены зависимости действительной и мнимой частей волновых функций ψ_p и ψ_m для частот сигнала ω_s , соответствующих положительной проводимости (Рис.4) и для случая, когда проводимость отрицательна (Рис.5). При положительной проводимости электроны должны преимущественно переходить на уровень ϵ_p , а при отрицательной проводимости на уровень ϵ_m , поэтому из Рис. 5 видно, что волновая функция ψ_p на выходе из гетероструктуры имеет меньшую амплитуду, чем ψ_m . Предложенным методом легко можно вычислить пространственное распределение переменного тока на терагерцовой частоте ω_s , которое возникает в результате биений компонент волновой функции отстоящих друг от друга на частоту ω_s . При распространении вдоль координаты направленной вглубь структуры переменный ток, вызванный возникновением квантовых биений, изменяет знак и начинает совершать отрицательную работу, которая приводит к возникновению в системе отрицательной дифференциальной проводимости.

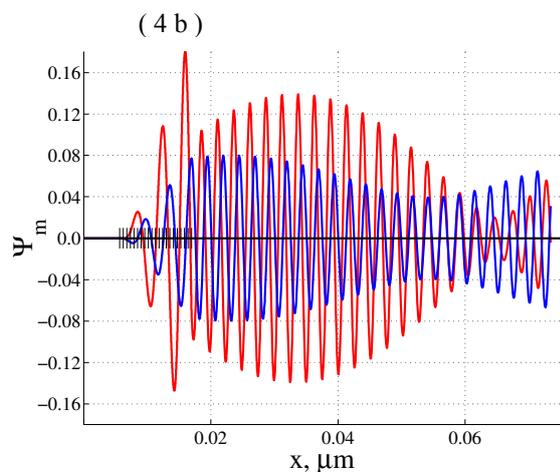
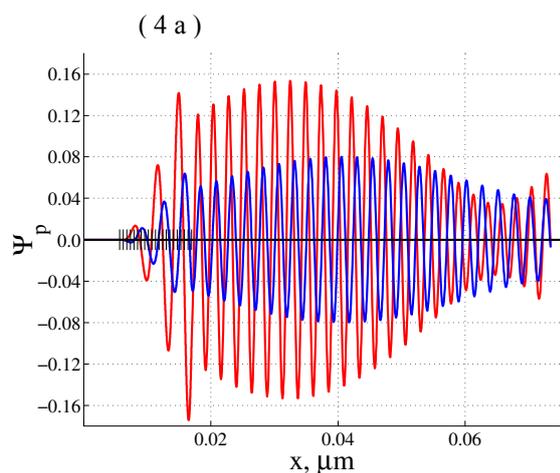


Рис.4 Действительные и мнимые части волновых функций Ψ_r и Ψ_m для частоты сигнала ω_s , при которой происходит диссипация электромагнитного излучения.

Из расчета пространственной зависимости переменного тока легко определить толщину гетероструктуры, при которой область пространства, где совершается отрицательная работа, будет превышать область, в которой происходит диссипация.

В результате компьютерного моделирования с использованием предложенной модели показано, что в гетероструктурах со специально подобранным потенциальным профилем может возникнуть достаточно большое значение динамической ОДП в терагерцовом диапазоне частот.

[1] Andronov A. A. et al, Письма в ЖЭТФ, **30**, 578 (1979).
 [2] Andronov A. A. et al, Письма в ЖЭТФ, **40**, 69 (1984).
 [3] Kozlov V. A. et al, Письма в ЖЭТФ, **37**, 142 (1983).

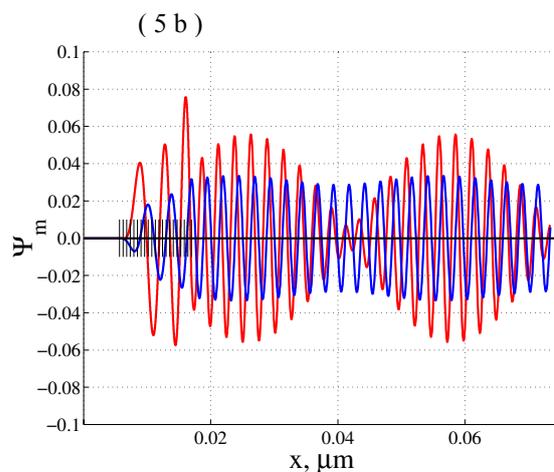
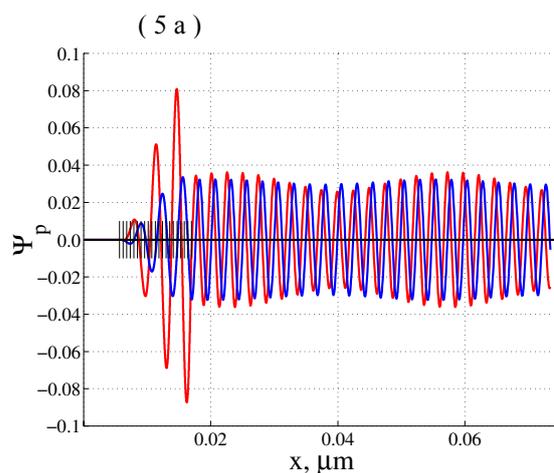


Рис. 5 Действительные и мнимые части волновых функций Ψ_r и Ψ_m для частоты сигнала ω_s , при которой электроны совершают работу над переменным полем.

[4] Ivanov Yu. L. et al, Письма в ЖЭТФ, **9**, 613 (1983).
 [5] Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А., ФТП, **5**, 797 (1971).
 [6] Faist J., Capasso F., Sivco D. L., Sitori C. et al, Science, **264**, 553 (1994).
 [7] Kozlov V. A. et al, Mater. Sci. Forum, **384**, 139 (2002).
 [8] Kozlov V. A. et al, Semic. Sci. Technol., **19**, S99 (2004).
 [9] Gribnicov Z. S., Vagidov N. Z., Mitin V. V. et al, Appl. Phys, **9**, 5435 (2003).
 [10] Price P. J., J. Appl. Phys., **53**, 8805 (1982).
 [11] Capasso F. et al, IEEE J. Quantum Electron., **QE-22**, 1853 (1986).
 [12] Kozlov V.A., Nikolaev A.V., Verbus V.A., Springer Proc. in Physics, **110**, 257 (2006)
 [13] Benham W. E., Philos. Mag., **11**, 457 (1931).
 [14] Liewellyn F. B. and Bowen A. E., Bell. Syst. Tech. J., **18**, 280 (1939).
 [15] Абубакиров Э. В., Петелин М. И., Известия ВУЗов: Радиофизика, **26**, 1141 (1983).

Спектры примесной фотопроводимости напряженных гетероструктур InGaAs/GaAsP

В.Я.Алешкин, А.А.Антонов, Д.И.Бурдейный, В.И.Гавриленко, Б.Н.Звонков, Д.В.Козлов,

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105
e-mail: dvkoz@ipm.sci-nnov.ru

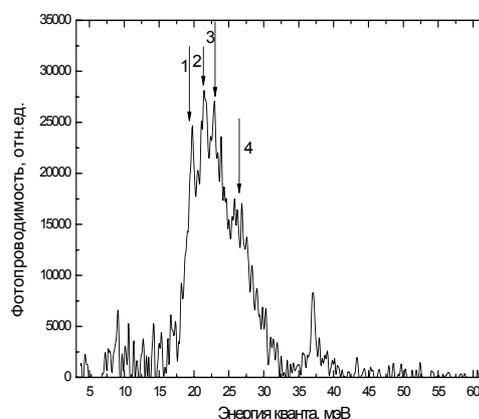
В последнее время особый интерес к мелким акцепторам в полупроводниках и полупроводниковых гетероструктурах, в частности, к их резонансным состояниям, связан с обнаружением стимулированного длинноволнового ИК излучения в одноосно сжатом p-Ge и в напряженных гетероструктурах Si/SiGe:В в сильных электрических полях [1,2].

Энергии резонансных состояний мелких акцепторов в полупроводниках и полупроводниковых структурах определялись экспериментально по положению особенностей в спектрах фотопроводимости или поглощения, связанных с переходами на эти состояния с основного примесного уровня [3]. До настоящего времени спектры примесной фотопроводимости удавалось измерить только в гетероструктурах, в которых квантовые ямы реализуются в слоях чистого материала, а барьеры - в слоях твердого раствора. Однако, из-за низкой подвижности носителей до настоящего времени не удавалось провести измерения спектров примесной фотопроводимости в квантовых ямах в слоях твердых растворов. В данной работе обнаружена примесная фотопроводимость в слоев твердого раствора p-InGaAs.

Исследовалась фотопроводимость структуры $\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}/\text{GaAs}_{0.9}\text{P}_{0.1}$ с квантовыми ямами шириной 200 Å. Структура была легирована углеродом на расстоянии 50 Å от гетерограниц. Структура была изоморфно выращена на подложке GaAs, при этом слои InGaAs оказываются двусно сжаты в плоскости роста структуры, а слои GaAsP – двусно растянуты. Квантовые ямы для дырок реализуются в такой гетероструктуре в слоях, содержащих индий, при этом высота квантового барьера оказывается около 80 мэВ, что значительно превышает величину энергии ионизации мелких акцепторов в объемном GaAs (26 мэВ). Отметим также, что двусное сжатие слоев InGaAs, эквивалентное по действию на акцепторный спектр одноосному растяжению [3] уменьшает энергию ионизации [3]. Также к уменьшению энергии ионизации акцепторов в слоях InGaAs приводит, вследствие уменьшения эффективной массы дырок, увеличение доли In в растворе.

Измеренные спектры фотопроводимости данной гетероструктуры представлены на рис.1. Видно, что в спектре присутствует мощная полоса проводимости, соответствующая энергиям фотонов 20-30 мэВ. У

длинноволнового края этой полосы имеется несколько узких линии соответствующих энергиям фотонов 19.5, 21, 5 и и 23. мэВ, а на коротковолновом краю присутствует широкая линия соответствующая энергиям фотонов 26 – 28 мэВ. Также имеется узкая линия фотопроводимости, соответствующая энергии 37 мэВ.



Для интерпретации измеренного спектра фотопроводимости был рассчитан спектр мелкого акцептора помещенного вблизи центра квантовой ямы описанной выше структуры. Расчеты проводились в приближении эффективной массы. Гамильтониан уравнения для огибающих волновых функций включал в себя гамильтониан Латтинжера, член связанный с деформацией, ограничивающий потенциал квантовой ямы, и кулоновский потенциал.

Использовалось аксиальное приближение; при этом в недиагональных элементах гамильтониана Латтинжера были опущены слагаемые пропорциональные $(\gamma_2 - \gamma_3)$ (γ_2, γ_3 - параметры Латтинжера). В аксиальном приближении сохраняется проекция полного момента J на нормаль к квантовой яме, и спектр акцептора оказывается двукратно вырожденным по знаку этой проекции.

Волновая функция акцептора разлагалась по базису из огибающих волновых функций свободных дырок в квантовой яме, которые являются собственными функциями гамильтониана в отсутствие кулоновского потенциала, аналогично [3]

Подставляя такое разложение в уравнение эффективной массы, получаем интегральное

уравнение для коэффициентов разложения. Далее интеграл может быть заменен дискретной суммой и задача сведется к диагонализации конечномерной эрмитовой матрицы.

Таким образом были рассчитаны основное состояние акцепторов помещенных в гетероструктуру $\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}/\text{P}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ на расстояние в 50 Å от ее гетерограницы, соответствующее проекции момента на ось роста структуры (ось z – направленная по нормали к плоскости квантовой ямы) $J = \pm 3/2$ и возбужденные p - подобные состояния, соответствующие проекциям момента $J = \pm 3/2$, $\pm 1/2$ и $\pm 5/2$, относящиеся к различным подзонам размерного квантования.

В таблице представлены результаты расчетов энергий основного акцепторного состояния, а также локализованных и резонансных состояний, на которые разрешены переходы с основного уровня. Индекс (2) показывает состояния относящиеся ко второй подзоне размерного квантования. P_{\pm} – уровни относящиеся к нижней подзоне пронумерованы (I-IV уровни).

Состояние	Энергия (мэВ), отсчитываемые от дна $hh1$	
1s ($J = \pm 3/2$)	-20.00	
1s (2), ($2p_0, J = \pm 3/2$)	-6.76	
I уровень ($2p_{\pm}, J = \pm 1/2$)	-7.8	
II уровень	$3p_{\pm}, J = \pm 1/2$	-3.8
	$2p_{\pm}, J = \pm 5/2$	-4.0
III уровень	$4p_{\pm}, J = \pm 1/2$	-2.0
	$3p_{\pm}, J = \pm 5/2$	-1.9
IV уровень ($4p_{\pm}, J = \pm 5/2$)	-0.6	
hh2	6.46	
$2p_{\pm}(2) (J = \pm 1/2)$	3.46	
$2p_{\pm}(2) (J = \pm 5/2)$	3.98	
$3p_{\pm}(2) (J = \pm 1/2)$	5.0	
$3p_{\pm}(2) (J = \pm 5/2)$	5.6	

Сигнал фотопроводимости пропорционален интенсивности генерации (на единицу объема) свободных дырок. Под действием электромагнитного излучения дырка переходит в непрерывный спектр или на локализованные возбужденные состояния. Во втором случае дырка, перешедшая на возбужденное состояние, может попасть в непрерывный спектр, поглотив акустический фон (термическая ионизация). Отметим, что вероятность такой ионизации при низкой температуре убывает по экспоненциальному закону с ростом энергии связи локализованного состояния. Таким

образом, можно ожидать, что линии связанные с переходами на глубокие уровни (с энергиями ионизации 6-7 мэВ) будут слабыми).

Однако известно, что в спектре фотопроводимости p -Ge присутствуют мощные линии, связанные с переходами на локализованные состояния с энергией связи 3 и 2 мэВ [5], поэтому можно ожидать, что и в нашем случае в спектре фотопроводимости могут быть заметны переходы на более мелкие состояния с энергией ионизации 2-4 мэВ.

Широкую полосу фотопроводимости 20-30 мэВ естественно связать с переходами с основного состояния акцепторов в непрерывный спектр нижней подзоны. Тогда, можно предположить, что узкие пики фотопроводимости в длинноволновой части спектра обусловлены переходами на локализованные уровни, энергия связи которых меньше 4 мэВ. И действительно, разница энергий квантов 1 и 2 наблюдаемых узких линий составляет 2 мэВ, что энергетическому зазору парой близких состояний с энергиям связи около 4 мэВ и парой состояний с энергией связи 2 мэВ (см. таблицу). Разница энергий квантов 2 и 3 линий составляет около 1.5, что близко к рассчитанному расстоянию между III и IV p_{\pm} - подобными уровнями.

Широкую линию фотопроводимости можно связать с переходами на резонансные акцепторные состояния, относящиеся ко второй подзоне размерного квантования: уровни $2p_{\pm}(2)$ и $3p_{\pm}(2)$ (см. таблицу). Уширение этой линии может быть обусловлено дисперсией ширины квантовых ям гетероструктуры, поскольку положение краев подзон размерного квантования сильно зависит от ширины ямы.

Коротковолновая линия (37 мэВ) в спектре является резонансом Фано – асимметричной особенностью в спектре фотопроводимости, наблюдающейся при энергиях близких к энергии оптического фона (36 мэВ для GaAs) [5]. Отметим, что объемном p -GaAs резонанс Фано не наблюдается.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (проекты # 07-02-01307, 08-02-01126, 07-02-00549) и РАН.

1. И.В. Алтухов, М.С. Каган, В.П. Синис. Письма ЖЭТФ, **47**, 136 (1988)..
2. И.В. Алтухов, М.С. Каган, К.А.. Королев и др. ЖЭТФ, **101**, 756 (1992).
3. В.Я.Алешкин., Б.А.Андреев, В.И. Гавриленко и др., ФТП **34**, 582 (2000).
4. В.Н.Мурзин./ Субмиллиметровая спектроскопия коллективных и связанных состояний носителей заряда в полупроводниках.// Москва, Наука.
5. В.Я. Алешкин, А.В. Антонов, Л.В. Гавриленко, В.И.Гавриленко, ЖЭТФ, **128**, 822 (2005).

Времена жизни локализованных состояний мелких доноров в кремнии

В.Н. Шастин, Р.Х. Жукавин, В.В. Цыпленков, S.G. Pavlov¹, Н.-W. Hubers¹,
P. J. Phillips²

Институт физики микроструктур, Российская академия наук, 603950 Нижний Новгород, Россия

¹Institute of Planetary Research, German Aerospace Center (DLR), D-12489 Berlin, Germany

²FOM-Institute for Plasma Physics, 3439 MN Nieuwegein, The Netherlands

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

В докладе приводятся и обобщаются результаты проведенных измерений и теоретических расчетов по временам жизни возбужденных состояний мелких доноров (P, As) пятой группы в кремнии при низких температурах решетки кристалла $T < 10\text{K}$. Измерения выполнены методом пробного импульса (pump-probe) с использованием импульсного ИК лазера на свободных электронах FELIX. В рамках анизотропной многодолинной модели дана количественная оценка роли внутридолинных и междолинных фононов во внутрицентровом релаксационном процессе. Показано, что излучение TA-f и LA-f фононов, ролью которых обычно пренебрегается, дают заметный, а для некоторых состояний, что зависит от химической природы донора, и определяющий вклад в рассматриваемый процесс. Теоретические оценки находятся в хорошем соответствии с данными измерений. Полученные результаты представляют интерес с точки зрения развития источников и детекторов ИК излучения на основе кремния и кремниевых структур.

Эксперимент

Исследовались образцы, легированные фосфором и мышьяком с концентрацией в диапазоне $N_d = 2-4 \times 10^{15} \text{см}^{-3}$ с малым уровнем компенсации (бор, $N_a/N_d < 1\%$). Исходные слитки были выращены как методом Чохральского так и методом зонной плавки. Для исследования были вырезаны пластины толщиной ~ 1 мм. Они помещались в проточный гелиевый криостат, что позволяло поддерживать температуру около 5 К.

Измерения времен жизни были проведены методом pump-probe с использованием импульсного перестраиваемого лазера на свободных электронах FELIX. Перестройка длины волны могла быть осуществлена во всем диапазоне, соответствующем энергиям переходов доноров, включая их ионизацию (20–40 мкм, или 30–60 мэВ). Ширина спектра импульса накачки составляла величину 0,2–0,3 мэВ. Добавим, что в рабочем режиме FELIX излучает макроимпульсы длительностью около 6 мкс с частотой повторения 5 Гц.

В наших измерениях каждый макроимпульс состоял из микроимпульсов длительностью 3–6 пс, разделенных интервалом 40 нс. Энергия

макроимпульса составляла ~ 150 мкДж (~ 1 мкДж в микроимпульсе) и могла быть уменьшена с помощью аттенюаторов. Использовалась трехлучевая балансная оптическая схема [1]. В этом случае 5% доля выходной мощности отвлекается и после деления на две равные части, формирует пробный (probe) и эталонный (reference) импульсы, следующие друг за другом в одном направлении. Эталонный импульс задержан на 20 нс и следует за импульсом накачки (pump), а задержка пробного импульса относительно импульса накачки регулируется. Направление распространения излучения накачки и зондирующего сигнала не совпадают, образуя угол $\sim 10^\circ$, что дает возможность избежать прямого воздействия накачки на фотоприемник (Ge:Ga). Оба пучка фокусируются на образец в пятно диаметром ~ 1 мм. Добавим, что поляризация волны накачки ортогональна поляризации сигнальной волны, что позволяет усилить развязку зондирующего излучения с возбуждающим с помощью поляризатора. Знак напряжения смещения на фотоприемнике менялся во времени с частотой 25 МГц в синхронизме с регистрацией пробного и эталонного импульсов. Такая схема регистрации обеспечивала нулевой сигнал в отсутствии накачки и позволяла фиксировать небольшие изменения в пропускании пробного импульса, несмотря на довольно сильную нестабильность ($\sim 10\%$) FELIX мощности. Времена релаксации изучались по зависимости сигнала от оптической задержки между пробным импульсом и импульсом накачки.

Следует отметить важную специфику состояний доноров. Прежде всего, все уровни энергии кулоновского центра дискретны и линии поглощения достаточно узки. Например, линия $2p_0-1s(A_1)$ в Si:P при $N_d \sim 2 \times 10^{15} \text{см}^{-3}$ имеет ширину $\text{FWHM} \approx 0,03 \text{мэВ}$ [2], что много меньше ширины линии излучения ФЭЛа. Кроме того, при возбуждении доноров изменяется не только поглощение на переходах из основного состояния, но и поглощение на переходах с возбужденных состояний центра в континуум. Первое дает положительный отклик, а второе отрицательный. И это связано с тем, что при накачке населенность основного состояния $1s(A_1)$ уменьшается, а населенность возбужденных состояний увеличивается. В

результате суммарный отклик зависит от степени отстройки частоты излучения накачки от примесного перехода и величин поглощения на всех вовлеченных переходах.

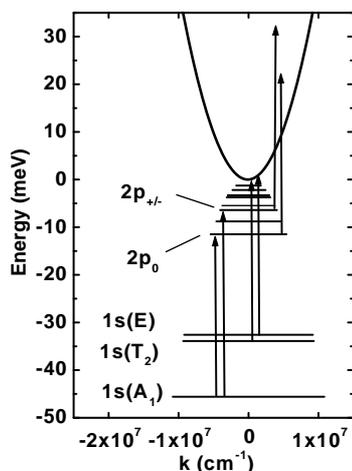


Рис.1. Оптические переходы в доноре (фосфор), определяющие сигнал «pump-probe».

Для иллюстрации на Рис.1 показаны переходы с участием кванта накачки, а также отражены релаксационные процессы на примере Si:P. Для оценок можно опираться на данные по сечению поглощения на переходах $1s(A_1)-2p_0$ и $1s(A_1)-2p_{\pm}$: $\sigma_{2p_0} = 2 \times 10^{-14} \text{ см}^2$ and $\sigma_{2p_{\pm}} = 4 \times 10^{-14} \text{ см}^2$ [2]. Однако, эффективно, значения этих параметров грубо на порядок меньше, если учесть ширину линии излучения ФЭЛа. Для сравнения сечение фотоионизации состояний $1s(E, T_2)$ не зависит от уширения и имеют величину $\sigma_{1s(E, T_2)\text{-cont}} \approx 2.5 \times 10^{-15} \text{ см}^2$ для кванта света с энергией $\sim 30 \text{ мэВ}$ (ср. [3]).

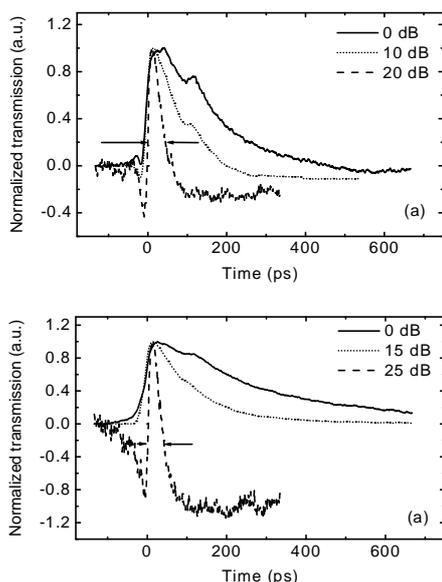


Рис. 2. Сигнал «pump-probe» для Si:P при различных уровнях интенсивности FELIX при накачке: (а) – $2p_0$, (б) – $2p_{\pm}$.

Следует иметь ввиду также и то, что энергия связи состояния $1s(A_1)$ зависит от атома

донора, что приводит к отличиям в сечениях поглощения и временах жизни.

Рис. 2-3 представляют результаты измерений времен релаксации донора при возбуждении оптически разрешенных переходов $2p_0-1s(A_1)$ и $2p_{\pm}-1s(A_1)$ в P и As центрах. Величина времени жизни определялась на уровне $1/e$ от максимума положительного отклика при минимально доступном из-за ограничения по чувствительности уровне мощности накачки $\approx 10^{25} \text{ квант/см}^2\text{с}$ (ослабление $\geq 20 \text{ дБ}$). Данные приведены в Таблице. 1.

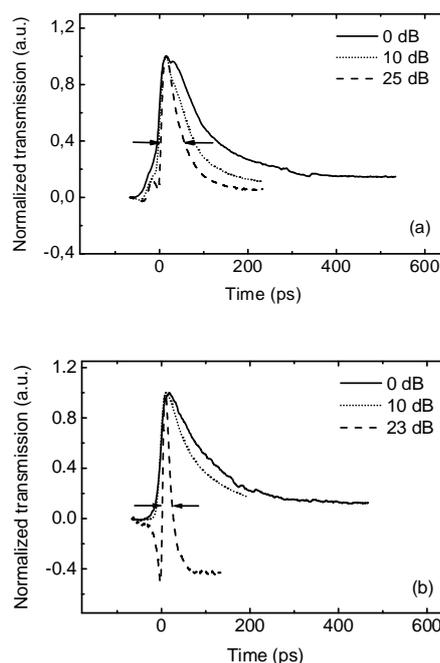


Рис. 3. Сигнал «pump-probe» для Si:As при различных уровнях интенсивности FELIX при накачке: (а) – $2p_0$, (б) – $2p_{\pm}$.

	P	As
$2p_0$	$46 \pm 6 \text{ ps}$	$53 \pm 3 \text{ ps}$
$2p_{\pm}$	$41 \pm 6 \text{ ps}$	$23 \pm 3 \text{ ps}$

Таблица 1. Времена жизни состояний $2p_0$ и $2p_{\pm}$ доноров P, As в Si.

Теория

В этой части представлены результаты расчетов скорости релаксации состояния $2p_0$ на переходе в отщепленную группу состояний $1s(E, T_2)$ мелких доноров в кремнии с излучением междолинных акустических f и g фононов. Показана зависимость темпов данных процессов от энергии перехода. В качестве волновых функций примесных состояний использованы известные вариационные функции метода эффективных масс [4], но параметры, определяющие локализацию волновых функций, определялись из соответствия асимптотического поведения волновых функций на больших

расстояниях асимптотикам, вычисленным на основе квазиклассического приближения [5]. Этот подход позволяет надежно определить параметры локализации волновых функций состояний доноров по их энергии связи. Эти

параметры в сильной степени влияют на электрон-фононное взаимодействие. При расчете использованы константы деформационного потенциала, используемые в [6].

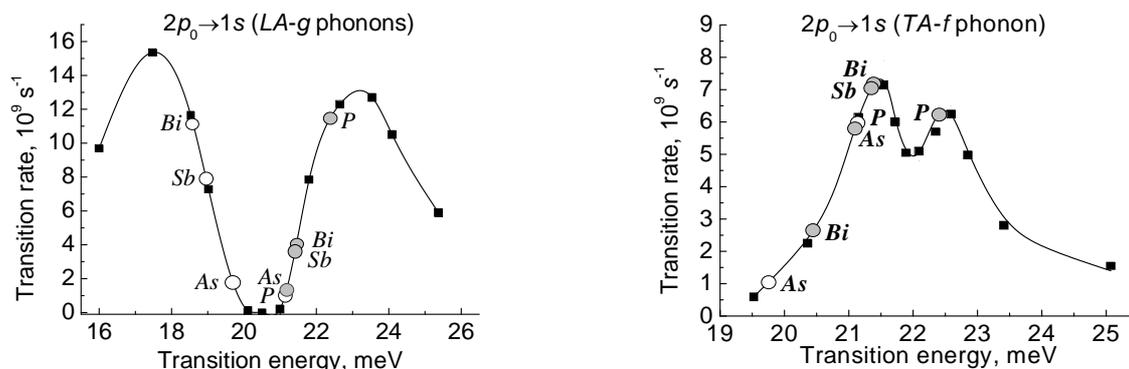


Рис. 4. Слева: темп перехода $2p_0 \rightarrow 1s$ при взаимодействии с LA-g фононами. Справа: Темп перехода $2p_0 \rightarrow 1s$ при взаимодействии с TA-f фононами.

Результат представлен на Рис.4 в приближении приведенной долины, т.е. без учета распределения волновых функций верхнего и нижнего состояний по долинам кремния. Квадратными точками на графике показаны расчетные значения, которые соединены интерполяционной кривой. Кружки отмечают значения соответствующие переходам в донорах P, Bi, As и Sb. Темные кружки соответствуют переходам из состояния $2p_0$ в состояния $1s(T_2)$, светлые – из $2p_0$ в $1s(E)$. Символы E и T_2 отражают симметрию распределения волновых функций по долинам зоны проводимости.

Чтобы учесть фактор распределения состояний доноров по долинам, нужно результат Рис. 4 умножить на коэффициент симметрии верхнего и нижнего состояний перехода. Значения этих коэффициентов даны в Табл. 2. В Табл. 3 собраны рассчитанные темпы

междолинных переходов для доноров P, Bi, As и Sb. Здесь уже учтены коэффициенты распределения волновых функций по долинам и все переходы между состояниями отличающимися симметрией просуммированы.

	K_g (g – переходы)			K_f (f – переходы)		
1 \ 2	A_1	E	T_2	A_1	E	T_2
A_1	1/6	1/6	1/6	4/3	1/3	2/3
E	1/3	1/3	1/3	2/3	5/3	4/3
T_2	1/2	1/2	1/2	2	2	2

Таблица 2. Коэффициенты междолинных переходов между состояниями 1 и 2.

Донор	P			Bi			As			Sb		
Сим-метрия $2p_0$	A_1	E	T_2	A_1	E	T_2	A_1	E	T_2	A_1	E	T_2
$1s(E)$	4,3	10,1	8,2	3,5	3,5	3,5	1,3	2,3	2	5,2	13,1	10,4
$1s(T_2)$	18	18	18	5,3**	5,3**	5,3**	13,3	13,3	13,3	16	16	16
				16,8*	16,8*	16,8*						

Таблица 3. Результирующий темп переходов $2p_0 \rightarrow 1s(E, T_2)$ на LA-g и TA-f фононах для доноров V- группы в кремнии в единицах 10^9 c^{-1} . В доноре Bi состояние $1s(T_2)$ расщеплено из-за спин-орбитального взаимодействия, поэтому для перехода в $1s(T_2)$ состояние донора Bi в таблице указано два значения. Звездочкой (*) отмечено состояние $1s(T_2: \Gamma_7)$, (**) – состояние $1s(T_2: \Gamma_8)$.

В Табл. 4 для сравнения приведены вероятности внутримолиновых переходов между состояниями мелкого донора в Si с излучением

длинноволновых поперечных (W_T) и продольных (W_L) акустических фононов, полученные в рамках модифицированной с

учетом анизотропии водородоподобной модели кулоновского центра. Скорости релаксации показаны в единицах 10^9 c^{-1} .

	w_L	w_T	ΔE , мэВ
$2p_0 \rightarrow 1s$	1,9	0,02	19,8
$2s \rightarrow 2p_0$	22	1,2	2,7
$2s \rightarrow 1s$	5,6	0,15	22,4
$2p_{\pm 1} \rightarrow 2s$	3,8	0,8	2,4
$2p_{\pm 1} \rightarrow 2p_0$	14	0,4	5,1
$2p_{\pm 1} \rightarrow 1s$	0,01	0	24,9
$3p_0 \rightarrow 2p_{\pm 1}$	0,8	0,52	0,9
$3p_0 \rightarrow 2s$	3,8	0,8	3,4
$3p_0 \rightarrow 2p_0$	24	0,48	6,0
$3p_0 \rightarrow 1s$	0,14	0	25,8
$3p_{\pm 1} \rightarrow 3p_0$	0,10	0,52	2,4
$3p_{\pm 1} \rightarrow 2p_{\pm 1}$	3,8	0,3	3,3
$3p_{\pm 1} \rightarrow 2p_0$	2,4	0,07	3,3

Таблица 4. Вероятности внутридольных переходов между состояниями мелкого донорного центра в кремнии.

Обсуждение результатов

Сравнение данных эксперимента и результатов расчета показывает хорошее соответствие, что вселяет уверенность в их надежности. Кроме того, полученные данные позволяют объяснить основные характеристики и условия по наблюдению стимулированного излучения доноров фосфора и мышьяка как при внутрицентровом, так и ионизирующем их оптическом возбуждении. Но все перечисленное не исключает необходимость проведения «rimpr-probe» измерений с меньшими значениями уровня интенсивности накачки. Последнее позволило бы максимально исключить возбуждение состояний континуума и уменьшить разогрев фононов. И то и другое дают дополнительные каналы возбуждения и релаксации, что усложняет интерпретацию и уменьшает точность использовавшегося метода измерений.

Работа поддержана грантами РФФИ 08-02-00333 и РФФИ-ННИО 08-02-91951.

[1] P. C. Findlay, C. R. Pidgeon, R. Kotitschke, A. Hollingworth, B. N. Murdin, C. J. G. M. Langerak, A. F. G. van der Meer, C. M. Ciesla, J. Oswald, A. Homer, G. Springholz and G. Bauer, Phys. Rev. B. **58**, 12908 (1998).

[2] A. K. Ramdas and S. Rodriguez, Rep. Prog. Phys. **44**, 1297 (1981).

[3] N. Sclar, Prog. Quant. Electr., **9**, 149 (1984).

[4] W. Kohn, J.M. Luttinger. Phys. Rev., **90**, 915 (1955).

[5] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).

[6] C. Jacoboni, L. Reggiani. Rev. Mod. Phys., **55**, 645 (1983).

Плазмон-плазмонное рассеяние и гигантское уширение линии подзатворного плазмонного резонанса в нанометровом гетеротранзисторе с двумерным электронным каналом

О.В. Полищук¹, W. Knap², В.В. Попов¹

¹Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН
ул. Зеленая 38, 410019 Саратов, Россия

²GES, UMR 5650 CNRS-Universite Montpellier 2,
34095 Montpellier, France
e-mail: polischuk@soire.renet.ru

В последнее время проводятся интенсивные экспериментальные и теоретические исследования явлений резонансного детектирования, преобразования частоты и генерации терагерцового излучения при возбуждении плазменных колебаний в гетеротранзисторах с двумерными электронными каналами [1-3]. Различают два типа плазменных колебаний в структуре полевого гетеротранзистора – плазменные колебания, возбуждаемые соответственно под затворным электродом и в неэкранированных участках канала транзистора. Эти две различные плазмонные моды принято называть соответственно подзатворными и межконтактными плазмонами [4]. Подзатворные плазмоны имеют линейную дисперсию, а частота межконтактных плазмонов пропорциональна квадратному корню из их волнового вектора. Большинство потенциальных практических приложений связаны с подзатворными плазмонами, поскольку частота подзатворного плазмонного резонанса может эффективно перестраиваться путем изменения затворного напряжения, в то время как частота межконтактных плазмонных резонансов определяется, главным образом, длиной межконтактных (неэкранированных) подводных участков канала транзистора.

Разумеется, как подзатворные, так и межконтактные плазмонные моды существуют в «чистом виде» независимо друг от друга только в идеализированных структурах. Из общих физических соображений можно ожидать, что в реальных транзисторных структурах, где имеется как подзатворный, так и межконтактные участки электронного канала, подзатворные и межконтактные плазмоны могут вступать в различные типы межмодового взаимодействия и образовывать гибридные плазмонные моды.

В ряде теоретических работ [5,6] отмечалась важность влияния межконтактных (неэкранированных) участков электронного канала на частоты подзатворных плазмонных резонансов. Однако в указанных работах проводимость межконтактных участков электронного канала полагалась чисто резистивной, что не позволяло описывать возбуждение плазмонов на межкон-

тактных участках электронного канала. В работе [7] были теоретически рассмотрены подзатворные плазмонные резонансы в частично экранированном однородном двумерном электронном канале с учетом возбуждения плазмонов на неэкранированных участках канала. В указанной работе был предсказан эффект рассеяния подзатворных плазмонов на неэкранированных плазмонах, возникающий на краях затворного электрода. Рассеяние подзатворных плазмонов на неэкранированных плазмонах может давать соответствующий вклад в ширину линии подзатворного плазмонного резонанса.

Полная ширина линии подзатворного плазмонного резонанса, в общем случае, связана, по крайней мере, с тремя механизмами затухания подзатворной плазмонной моды [7]: 1) диссипацией энергии плазмона за счет электронного рассеяния на подзатворном участке канала транзистора; 2) радиационным затуханием, связанным с тем, что осциллирующие плазмонные токи излучают электромагнитные волны в окружающее пространство; 3) рассеянием подзатворных плазмонов на межконтактных плазмонах, возникающим на краях затворного электрода. Величина диссипативного вклада в полную ширину линии плазмонного резонанса в двумерной электронной системе равна $1/\tau$, где τ – время электронной релаксации. Величина радиационного вклада в полную ширину линии подзатворного плазмонного резонанса оказывается на несколько порядков меньше, чем величина диссипативного вклада даже в двумерных электронных системах с высокой подвижностью электронов при низких температурах, поскольку подзатворные плазмоны слабо связаны с внешним терагерцовым излучением из-за их акустической природы и, как следствие, малого интегрального дипольного момента подзатворной плазмонной моды [7].

Оптимальная связь плазмонной моды с внешним терагерцовым излучением реализуется при условии, когда радиационное затухание плазмонной моды становится равным затуханию плазмонной моды в результате действия всех нерадиационных механизмов затухания [8]. Малое радиационное затухание подзатворных плаз-

монов соответствует слабой связи подзатворных плазмонов с терагерцовым излучением. Поэтому в транзисторных структурах с коротким затвором и развитыми межконтактными подводящими участками электронного канала подзатворные плазмонные резонансы практически не видны в спектрах терагерцового поглощения такого транзистора на фоне гораздо более сильного поглощения, связанного с резонансами межконтактных плазмонов (имеющих гораздо больший интегральный дипольный момент в силу оптической природы этой плазмонной моды) и друдевского поглощения в протяженных подводящих межконтактных участках канала транзистора [9]. При этом частота межконтактных плазмонных резонансов слабо зависит от напряжения на ультракоротком затворном электроде.

Одной из возможностей экспериментального наблюдения подзатворных плазмонных резонансов является измерение спектров терагерцового фотоотклика транзистора. Поскольку наводимая внешней терагерцовой волной фотоэдс связана с нелинейными свойствами плазмонов, возбуждаемых именно на подзатворном участке электронного канала с асимметричными граничными условиями на противоположных концах этого участка, подзатворные плазмонные резонансы приводят к соответствующим резонансным пикам в спектре терагерцового фотоотклика [1].

В недавней экспериментальной работе [10] был измерен терагерцовый плазмонный фотоотклик гетеротранзистора на основе структуры InGaAs/InAlAs с ультракоротким (50 нм) затворным электродом и длинными (с длиной порядка микрона) подводящими межконтактными (неэкранированными) участками двумерного электронного канала. Подвижность электронов в канале транзистора при рабочей температуре (60 К) составляла $36000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, что соответствует времени электронной релаксации порядка 0.8 пс. Было экспериментально обнаружено, что наблюдаемая ширина линии подзатворного плазмонного резонанса на порядок величины превышает вклад диссипативного затухания плазменных колебаний. Указанный факт не удается объяснить в модели резистивных межконтактных участков двумерного электронного канала [5,6].

В данной работе вычислена форма линии подзатворного плазмонного резонанса поглощения в полевом гетеротранзисторе с удаленным затвором (рис.1) на основе структуры InGaAs/InAlAs с параметрами, соответствующими эксперименту [10], и показано, что экспериментально наблюдаемое гигантское уширение линии плазмонного резонанса вызвано эффектом межмодового плазмон-плазмонного рассеяния.

Из работы [7] следует, что межконтактные плазмоны, возбуждаемые коротким затвором в транзисторной структуре, подобной исследованной в [10], затухают на длине сравнимой с длиной самих межконтактных участков электроно-

го канала. Поэтому для теоретической оценки роли и величины межмодового плазмон-плазмонного рассеяния можно использовать более простую модель транзисторной структуры с полубесконечными подводящими неэкранированными участками канала [7]. Ценность модели структуры с полубесконечными подводящими неэкранированными участками канала состоит также в том, что слабоинтенсивные подзатворные плазмонные резонансы в такой структуре можно изучать, вычисляя спектр терагерцового поглощения структуры (а не спектр терагерцового фотоотклика), поскольку в данной структуре не проявляются межконтактные плазмонные резонансы. Кроме этого, фон друдевского поглощения можно легко вычистить из полного спектра поглощения [7].

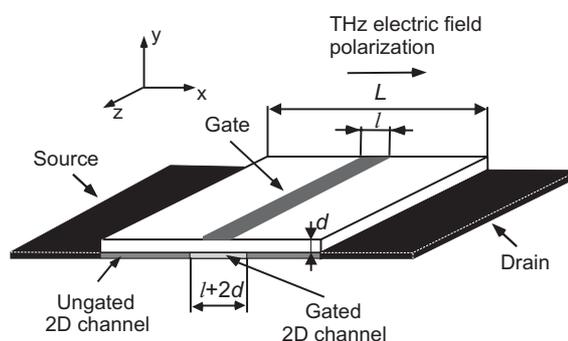


Рис. 1 Схематическое изображение гетеротранзистора с двумерным электронным каналом и удаленным затвором.

На рис. 2а приведена линия подзатворного плазмонного резонанса поглощения, вычисленная в вышеописанной модельной структуре с параметрами, соответствующими эксперименту [10]. Ширина линии подзатворного плазмонного резонанса поглощения на рис. 2а практически совпадает с шириной линии резонансного фотоотклика, наблюдаемой в эксперименте [10] (см. рис. 3). Различие вычисленного спектра плазмонного поглощения (рис. 2а) и измеренного спектра плазмонного фотоотклика (рис. 3) связано с тем, что резонансы плазмонного фотоотклика возникают на фоне нерезонансного фотоотклика, в то время как нерезонансное друдевское поглощение не учитывается при вычислении спектра плазмонного поглощения. Вычисленная полная ширина линии подзатворного плазмонного резонанса по частоте (на уровне половинной высоты резонанса) примерно на порядок величины превышает диссипативный вклад $1/2\pi\tau \approx 0.2 \text{ THz}$.

Малая величина резонансного пика рассеяния (см. рис. 2б) свидетельствует о том, что радиационный вклад в полную ширину линии подзатворного плазмонного резонанса пренебрежи-

мо мал. Таким образом, практически вся ширина линии подзатворного плазмонного резонанса связана с межмодовым плазмон-плазмонным рассеянием на концах подзатворного участка канала транзистора.

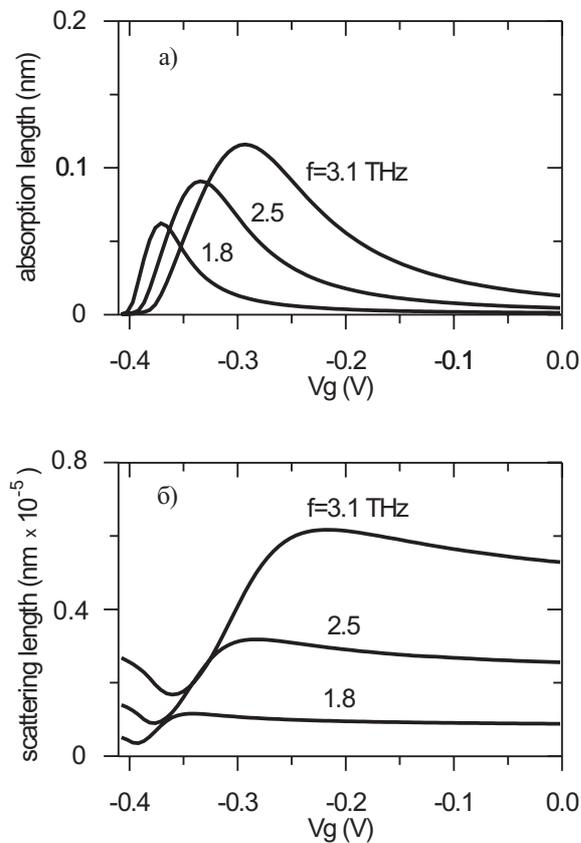


Рис. 2 Расчетные характеристические длины поглощения (а) и рассеяния (б) основной подзатворной плазмонной моды в зависимости от величины затворного напряжения при длине затворного электрода 50 нм. Концентрация электронов в канале транзистора вычислялась в модели плоского конденсатора, образованного затворным электродом и двумерным электронным каналом транзистора при значении толщины подзатворного барьерного слоя 20 нм. Концентрация электронов на подзатворном участке и на (бесконечно длинных) подводящих участках электронного канала полагалась одинаковой, равной $N_s = 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Пороговое затворное напряжение, соответствующее полному обеднению электронного канала, полагалось равным экспериментально измеренной в [10] величине $V_{th} = -0.41 \text{ V}$.

В общем случае, имеет место нерезонансное плазмон-плазмонное рассеяние, поскольку не сохраняется величина волнового вектора плазмона (частота обеих взаимодействующих плазмонных мод задается частотой падающей терагерцовой волны). Волновой вектор подзатворного плазмона имеет дискретный спектр (резонансные плазмоны) и определяется длиной подзатворного участка электронного канала, в то

время как волновой вектор межконтактного плазмона, возбуждаемого в результате нерезонансного межплазмонного рассеяния, имеет непрерывный спектр (нерезонансные плазмоны) и определяется дисперсией этой плазмонной моды.

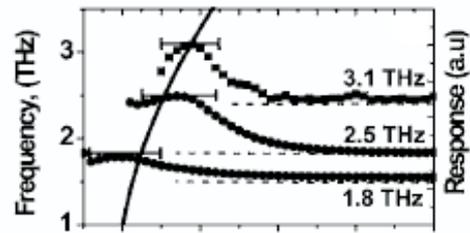


Рис. 3 Измеренный плазмонный фотоотклик гетеротранзистора на основе структуры InGaAs/InAlAs с коротким (50 нм) удаленным затвором в зависимости от величины затворного напряжения для трех различных фиксированных частот падающего терагерцового излучения при температуре 10 К [10]. Полная длина канала транзистора между истоком и стоком равна $1.3 \mu\text{m}$. Пороговое затворное напряжение, соответствующее полному обеднению подзатворного участка электронного канала транзистора, составляет $V_{th} = -0.41 \text{ V}$.

Заметим, что нерезонансные межконтактные плазмоны являются нерадиационными модами и, таким образом, нерезонансное межплазмонное рассеяние образует канал нерадиационного затухания резонансных подзатворных плазмонов. Аналогичная ситуация сохраняется и в случае нерезонансного межплазмонного рассеяния в транзисторных структурах с межконтактными участками канала конечной длины. В последнем случае, возбуждаемые в результате межплазмонного рассеяния нерезонансные межконтактные плазмоны (с волновыми векторами, определяемыми дисперсией межконтактных плазмонов) последовательно отражаются от границ межконтактного участка канала транзистора, диссипируя энергию резонансной подзатворной плазмонной моды. Нерезонансные межконтактные плазмоны можно также трактовать как вынужденные плазменные колебания в резонаторе, образованном межконтактным участком электронного канала конечной длины. Заметим, что в случае, если эффективная длина межконтактного промежутка кратна половине длины волна межконтактного плазмона (с учетом сдвига фазы плазмона при его отражении от границ межконтактного участка канала транзистора), на межконтактном промежутке возбуждаются резонансные плазменные колебания. В этом случае, в принципе, возможно резонансное межмодовое плазмонное взаимодействие (антипересечение частотных зависимостей подзатворных и межконтактных плазмонов). Однако в реальных

транзисторных структурах указанное резонансное взаимодействие не удастся наблюдать в спектрах терагерцового поглощения транзистора [9] по следующим причинам. Вдали от области

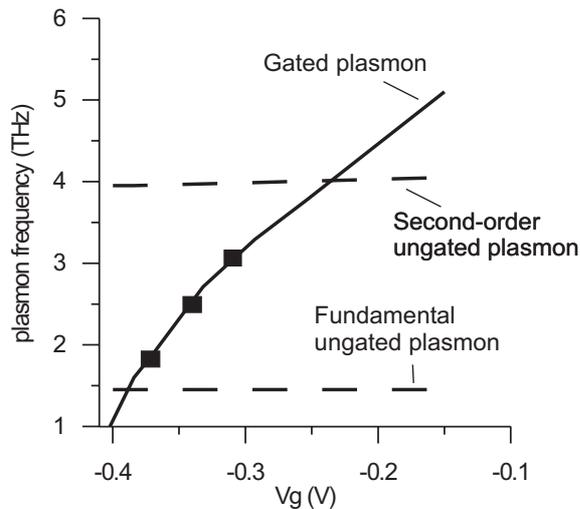


Рис. 4 Зависимости частот основного подзатворного (сплошная кривая) и межконтактных (штриховые линии) плазмонных резонансов от величины затворного напряжения. Частоты подзатворных плазмонных резонансов рассчитаны в модели транзисторной структуры с ультракоротким (50 нм) затвором и бесконечным, однородным двумерным электронным каналом. Частоты межконтактных плазмонных резонансов рассчитаны для транзистора с ультракоротким (50 нм) затвором и двумерным электронным каналом конечной длины (1.3 μm) с параметрами, соответствующими эксперименту [10]. Концентрация электронов на подводящих участках электронного канала полагалась равной $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

антикроссинга подзатворные и межконтактные плазмоны должны быть независимыми возбуждениями. Такая ситуация возможна только при условии, когда нерезонансные межконтактные плазмоны, возбуждаемые на краях затвора, будут затухать быстрее, чем они достигнут боковых контактов истока и стока транзистора. Для этого необходим достаточно высокий уровень диссипации в 2D электронной системе. Однако в этом случае расщепление энергетических термов двух взаимодействующих плазмонных мод в режиме антикроссинга оказывается меньшим, чем ширина каждого терма, поэтому такое расщепление не удастся разрешить в общем спектре поглощения транзистора. В противном случае (при слабой диссипации в канале транзистора) нерезонансные межконтактные плазмоны

достигают боковых контактов и, в результате, образуется гибридная плазмонная мода на любой частоте (а не только в режиме антикроссинга подзатворных и межконтактных плазмонов).

На рис. 4 показаны зависимости частот подзатворных и межконтактных плазмонов от величины затворного напряжения в транзисторе с параметрами, соответствующими эксперименту [10] (использованные в эксперименте частоты соответствуют жирным квадратам на рис. 4). Резонансное межплазмонное взаимодействие возможно при пересечении частотных зависимостей различных плазмонных мод. Из рис. 4 следует, что выбранные в эксперименте [10] частоты соответствуют возбуждению «чистых» подзатворных плазмонных резонансов и, таким образом в эксперименте [10] имеет место нерезонансное межмодовое плазмон-плазмонное рассеяние, приводящее к гигантскому уширению линии подзатворного плазмонного резонанса.

- [1] Shur, M. S., Lu, J.-Q. L., IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques, **48**, No.4, 750 (2000).
- [2] Knap, W., Lusakowski, J., Parenty, T., Bollaert, S., Cappy, A., Popov, V.V., Shur, M.S., Appl. Phys. Lett., **84**, No.13, 2331(2004).
- [3] Satou, A., Khmyrova, I., Ryzhii, V., and Shur, M.S., Semicond. Sci. Technol., **18**, 460 (2004).
- [4] Popov, V.V., Shur, M.S., Tsymbalov, G.M., Fateev, D.V., Int. J. High Speed Electronics and Systems, **17**, No.3, (2007).
- [5] Satou, A., Ryzhii, V., Khmyrova, I., Ryzhii, M., and Shur, M.S., J. Appl. Phys. **95**, No.4, 2084 (2004).
- [6] Ryzhii, V., Satou, A., Knap, W., and Shur, M.S., J. Appl. Phys. **99**, No.8, 084507 (2006).
- [7] Popov, V.V., Polischuk, O.V., Shur, M.S., J. Appl. Phys., **98**, No.3, Art. No. 033510 (2005).
- [8] Popov, V.V., Tsymbalov, G.M., Shur, M.S., Knap, W., Физика и техника полупроводников, **39**, Вып.1, 157-161 (2005).
- [9] Полищук, О.В., Попов, В.В., Теперик, Т.В., Shur, M.S., Нанофизика и нано-электроника: Материалы XI симпозиума, Нижний Новгород, 10-14 марта 2007 г., **2**, С. 305-306.
- [10] El Fatimy, A., Teppe, F., Dyakonova, N., Knap, W., Selliuta, D., Valusis, G., Shchepetov, A., Roelens, Y., Bollaert, S., Cappy, A., and Rumyantsev, S., Appl. Phys. Lett., **89**, P.131926 (2006).

Рентгеновские преломляющие линзы из фотополимеров

В.В.Аристов, Л.Г. Шабельников, Э.Г.Галиуллин, Т.А.Сагдуллин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН
142432, Московская обл, Ногинский р-н, Черноголовка, Институтская ул, д. 6

Полимерные материалы, согласно общим критериям [1] имеют достаточно высокие показатели для создания образцов преломляющей оптики. Использование указанного класса материалов предполагалось в первом описании составных преломляющих линз [2]. Одним из наиболее доступных и популярных полимеров является полиметилметакрилат (ПММА), о формировании составных линз из которого методами механической обработки имеются сообщения на протяжении последнего десятилетия [3,4]. Известным недостатком ПММА является крайне низкая радиационная стойкость, что связано с разрушением полимерных цепей под воздействием фотоэлектронов. С другой стороны, полимеры иных типов, как это показано для негативного фоторезиста SU-8 [5], где происходят сшивки полимерных цепей под воздействием фотоэлектронов, обладают исключительно высокой стойкостью к излучению.

Перспективным направлением формирования преломляющих линз является фиксация профилей, созданных в жидкой фазе, путем перевода материала в твердое состояние [6, 7]. Здесь одними из наиболее интересных представляются способы фотополимеризации, в которых из жидкости формируется требуемое изделие, минуя стадию получения заготовки (одностадийная фотополимеризация). Следует указать, что несомненным достоинством фотополимерных материалов являются их пластичность и, в особенности, наличие эффекта памяти формы, что позволяет влиять на геометрию линз и, следовательно, на их фокусное расстояние. Таким образом, обеспечивается создание устройств адаптивной рентгеновской оптики.

Рентгеновские преломляющие линзы, имеющие прямые аналоги с линзами видимого диапазона, во многом могут наследовать опыт разработки дифракционных линз [8]. При этом используемые фотополимерные материалы позволяют воздействовать на фокусное расстояние линз [9] различными способами.

В настоящей работе представлены первые результаты работ по формированию преломляющих рентгеновских линз из фотополимеров. В качестве фотополимерных материалов использован глицидилметакрилат с добавками дикамфарохинона, переходящий в твердую фазу при УФ-облучении с длиной

волны 470 нм, а также фотополимер на метакрилатной основе «Дихром-Люкс» (коммерческое наименование), экспонируемый УФ-излучением 365 нм. «Дихром Люкс», приближенный к импортным аналогам, позволяет получить разрешающую способность, ограниченную только качеством негатива. При использовании полимера "Дихром" субстрат не требуется, что существенно упрощает процесс получения линз. При изготовлении линз были использованы масочные технологии. В первом случае линзы были сформированы с помощью маски, изготовленной путем электроэрозионной резки заготовки из нержавеющей стали толщиной 2 мм. Жидким материалом заполняли пустоты в маске, после чего проводилось экспонирование. После отделения маски линзы имели глубину рельефа, определяемую маской. Во втором случае жидкий слой «Дихром Люкс» с разделительной пленкой экспонировали через фотошаблон. Показана возможность получения рельефа указанной выше глубины. Следует отметить, что полученные показатели рельефа линз превосходят аналогичные, которые были получены методом глубокой рентгеновской литографии [5] на синхротронных источниках излучения.

Использование новых фотополимерных материалов ставит, в первую очередь, вопрос их радиационной стойкости к жесткому излучению. С этой целью нами было проведено облучение образцов «Дихром-Люкс» на генераторе рентгеновского излучения RU-200 с вращающимся медным анодом в режиме 50 кВ, 150 ма. Облучение проводилось на расстоянии 10 см от фокального пятна генератора в течении 24 часов. Видимых изменений в облученном образце (микротрещины, отслаивание фрагментов) отмечено не было. Таким образом, можно считать, что преломляющие профили, сформированные в указанном материале, будут сохранять свои геометрические параметры при воздействии рабочего излучения в период проведения экспериментального исследования.

Далее нами были проведены измерения коэффициента линейного поглощения «Дихром-люкс» по методу введения кратных ослабителей, в котором использовали слои материала толщиной 1.2 мм. Измерения интенсивности проводились в CuK_α излучении, монохроматизированном при отражении от кристалла Si (111). Получена линейная зависимость логарифма прошедшей

интенсивности от числа слоев, что позволяет по наклону прямой определить длину ослабления L_a , и соответственно, коэффициент линейного поглощения материала μ . Измеренные величины составили $L_a = 1,02$ мм и $\mu = 980$ мкм^{-1} , что отличается от табличных значений для ПММА на данной длине волны ($L_a = 1.31$ мм [10]).

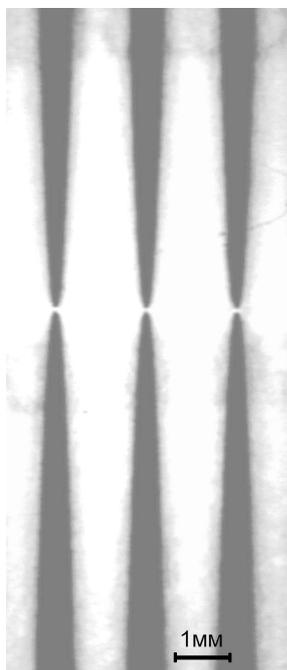


Рис.1. Оптический снимок преломляющих линз, сформированных с помощью маски в фотополимере «Дихром-Люкс». Снимок получен на сканере «XEROX PE220» с разрешением 4800 точек на дюйм ($\approx 5,3$ $\mu\text{м}$).

Оптическая фотография линз, полученных с помощью маски, показана на Рис.1. Здесь представлены 3 ряда встречных параболических профилей, имеющих одинаковое фокусное расстояние 1,6 м на CuK_α излучении (8,05 кэВ).

Следует отметить, что принятый метод изучения геометрических характеристик линз с помощью сканера высокого разрешения обеспечивает получение изображений линз на достаточно больших площадях без потери разрешения, свойственных оптическим микроскопам.

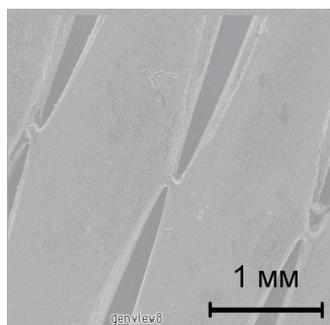


Рис.2. Снимок сформированных линз в РЭМ.

Ограничения метода, возникающие при анализе структур, имеющих глубокий рельеф, могут быть устранены при сопоставлении оптических изображений со снимками в растровом электронном микроскопе (Рис.2). Для получения указанных снимков полимерные образцы были предварительно покрыты слоем никеля (100 нм) методами электрохимического осаждения.

Следует указать, что разрабатываемые линзы могут быть использованы, в первую очередь, в сочетании с рентгеновскими волновдами, имеющими субмикронные размеры выходящего пучка.

Проведены разработки новых типов линз, а именно составных линз с масштабным сокращением радиуса кривизны и линз с минимизированным поглощением на основе развитых подходов [1, 11].

Работа поддержана грантом РФФИ 07-02-12064.

- [1] Аристов В.В., Шабельников Л.Г., УФН 178, (2008) 61.
- [2] Tomie T., Jap. Patent 6-045288(1994)
- [3] Kohmura Y., Awaji M., Suzuki Y., Rev. Sci. Instr. **70** (1999) 4161
- [4] Артемьев А. Н., Артемьев Н. А., Кириллов Б. Ф., Квардаков В. В., Забелин А. В., Ласточкин А. Б., Маевский А. Г., Найда О. В., Дятлов А. А., Стенин А. А., ПТЭ №04, 118 (2007)
- [5] Nazmov V., Reznikova E., Mohr J. et al Galvanotechnik/Mikrosystemtechnik 4, 964 (2006)
- [6] Шабельников Л.Г. «Способ изготовления рентгеновских преломляющих линз с профилем вращения» патент №2297681 приоритет от 10.10.2003, зарегистрирован 20.04.2007
- [7] Аристов В.В., Павлов Г.А., Шабельников Л.Г., «Способ изготовления рентгеновских преломляющих линз» патент №2298852 приоритет от 14.10.2005, зарегистрирован 10.05.2007
- [8] Методы компьютерной оптики, Ред. Сойфер В.А., М.: Физматлит, 2003, 688 с.
- [9] Милчев М.Н., Цифровые фотоаппараты. 2-е изд., М.: Аванта, 2004, 256 с.
- [10] http://henke.lbl.gov/optical_constants
- [11] Шабельников Л.Г., Шабельникова Я.Л. В Тез. РСНЭ-2007 М: ИК РАН, (2007) с.562

Формирование поверхности рентгеновских зеркал заданной формы методом плазмохимического травления

А.Д. Ахсахалян, Д.Г. Волгунов, Е.Б. Ключенков, М.И. Кузнецов,
Н.Н. Салашенко, А.И. Харитонов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, Россия
e-mail: akh@ipm.sci-nnov.ru

Для изготовления поверхности рентгеновских зеркал применяются методы упругого и термопластического изгиба плоских пластин из стекла, кварца или кремния и метод реплик [1-3]. Совокупность этих методов достаточно эффективна и позволяет изготавливать поверхности различного типа. Вместе с тем эти методы имеют ряд ограничений. Основное ограничение связано с невозможностью устранять дефектные зоны с размерами менее 7-10 мм. Кроме того, изготовленная поверхность находится, как правило, в напряженном состоянии. Альтернативными методами формирования поверхности с заданным профилем являются различные методы травления поверхности. Наиболее перспективным из них представляется метод плазмохимического травления, позволяющий, как было показано в предварительных экспериментах, минимально развивать микрошероховатости поверхности при сравнительно высоких скоростях травления, что особенно важно при изготовлении многослойных элементов рентгенооптики.

Методика плазмохимического травления с проникающей плазмой отличается от традиционных методик этого типа тем, что травление образца осуществляется *сфокусированным* плазменным пучком. Главными узлами установки травления являются разрядная камера (источник плазмы), камера травления и система формирования плазменного пучка, состоящая из выходной металлической щели и электрода смещения, находящегося за поверхностью травления (рис.1).

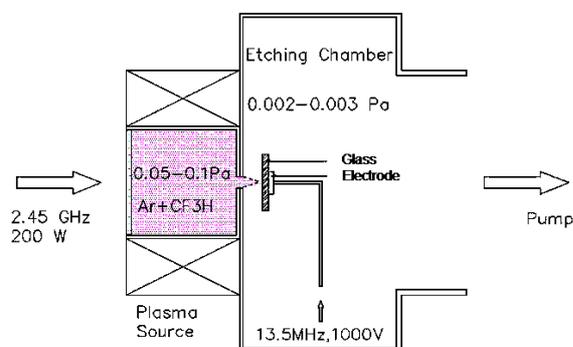


Рис.1 Схема установки плазмо-химического травления.

Источником плазмы является цилиндрический резонатор с волной E_{11} , в котором СВЧ излучение магнетрона поддерживает газовой разряд в смеси 50% аргона с 50% фреона CF_3H при давлении $P_{PK} = 0.03-0.1$ Па. Газы поступают в разрядную камеру через натекатель СНА-2. Резонатор окружен экранированным соленоидом, магнитное поле которого позволяет обеспечить стабильный разряд при минимальной СВЧ мощности около 100 ватт. Кроме того, из-за большого градиента магнитного поля у выходного торца резонатора, происходит преобразование вращательного движения электронов и ионов в поступательное движение в направлении подложки.

Плазма инжектируется в камеру травления через узкую металлическую щель в торцевой стенке резонатора. Ширина щели - 5 мм, длина - 60 мм. Щель является важным элементом системы формирования плазменного пучка в камере травления и выполняет две функции. Во-первых, она позволяет снизить давление в камере травления по сравнению с разрядной камерой более чем на порядок ($P_{KT} = 0,002-0,003$ Па), поскольку напуск газа идет в разрядную камеру, а откачка идет из камеры травления. Это позволяет исключить разряд в камере травления. Во – вторых, система щель – электрод смещения, работает как собирающая цилиндрическая электростатическая линза. Скорость травления и размер области травления сильно зависят от величины напряжения смещения, возникающего из-за разницы электронной и ионной температур плазмы. Напряжение постоянного смещения на электроде U_{cm} изменялось, путем изменения подводимой СВЧ мощности от 100 до 1000 В. При этом ширина области травления изменялась от 8 до 0.5 мм при расстоянии от щели до поверхности образца $L=5$ мм. При низких напряжениях (до 500В) помимо травления наблюдалось появление углеродосодержащей пленки в области травления и, особенно, вблизи её краёв. При этом скорость травления составляла 0.1 мкм/мин. При дальнейшем увеличении напряжения на электроде смещения наблюдалось увеличение скорости травления до 0.33 мкм/мин при практически полном отсутствии углеродной пленки.

На установке было проведено травление пластины из кварцевого стекла при $U_{cm} = 1000$ В, $L=5$ мм. Время травления $t = 20$ минут.

Изучение профиля и микрошероховатости-основных характеристик области травления, определяющих степень пригодности такого метода для формирования поверхности подложек для рентгеновских зеркал, проводилось на сканирующем интерференционном микроскопе белого света фирмы Taylor/Hobson "Talysurf CCI 2000". Микроскоп позволяет измерять профиль поверхности с точностью 0,2 нм. Максимальное поле обзора $1 \times 1 \text{ мм}^2$ и может быть произвольно уменьшено. Измерительная матрица 1024×1024 . Существует возможность измерения среднеквадратичного отклонения s измеренной поверхности от поверхности, аппроксимированной полиномом до 13 степени. Величина s характеризует микрошероховатость поверхности σ , однако надо иметь в виду, что всегда $s > \sigma$, поскольку в нее входит еще и ошибка аппроксимации, причем, чем меньше поле обзора, тем ближе эти величины.

Профиль области травления приведен на рис.2. Зона травления представляет собой длинную узкую область шириной на полувысоте 0,5 мм и длиной 80 мм. Максимальная глубина $h=6.6 \text{ мкм}$. Скорость травления $V_T=0,33 \text{ мкм/мин}$. Длина области травления с равномерностью 98 % составляет 10 мм, с равномерностью 90% - 20 мм, что вполне приемлемо для формирования цилиндрических поверхностей, поскольку обычно длина линейных рентгеновских источников составляет 10-12 мм.

Измеренная величина s составила на размерах $1 \times 1 \text{ мм}^2$ и $30 \times 30 \text{ мкм}^2$ соответственно 1,2 нм и 0,8 нм. На меньшем поле измерять эту величину не имеет смысла, поскольку статистика при этом не будет представительной.

Были проведены альтернативные измерения величины микрошероховатостей на атомно-силовом микроскопе "Soiver PRO" фирмы NT-MDT (Зеленоград). Измерения проводились на поле $30 \times 30 \text{ мкм}^2$ и $1 \times 1 \text{ мкм}^2$. Измеренные значения σ составили соответственно 0,7 (что практически совпало с измерениями на микроскопе) и 0,35 нм. Таким образом, поскольку измерения на этих двух приборах на поле $30 \times 30 \text{ мкм}^2$ практически совпали, можно полагать, что истинная величина $\sigma \sim 0,35 \text{ нм}$. Такая величина является вполне приемлемой для применения такой поверхности в качестве подложки для нанесения рентгеновских зеркал.

Выводы. Представленная методика плазмохимического травления стекла и кварца представляется весьма перспективной для формирования поверхности подложек с заданным профилем (например, цилиндрический эллипсоид или парабоид, или эллипсоид вращения) для последующего нанесения многослойных рентгеновских зеркал. Основное достоинство такой методики связано с возможностью получения супергладких поверхностей при глубине травления до 10 мкм.

Достаточно высокие скорости травления позволяют не только корректировать форму уже готовой поверхности, но и формировать поверхность заданной формы, поскольку, как правило, в жестком рентгеновском диапазоне длин волн характерные стрелки прогиба составляют величины порядка нескольких десятков микрон при длинах зеркал в несколько десятков миллиметров. Для формирования поверхности цилиндрических зеркал установка должна быть дополнена устройством поступательного перемещения подложки вдоль направляющей цилиндрической поверхности. Для формирования или коррекции подложек для зеркал с формой фигур вращения стэнд необходимо дополнить устройством вращения образца.

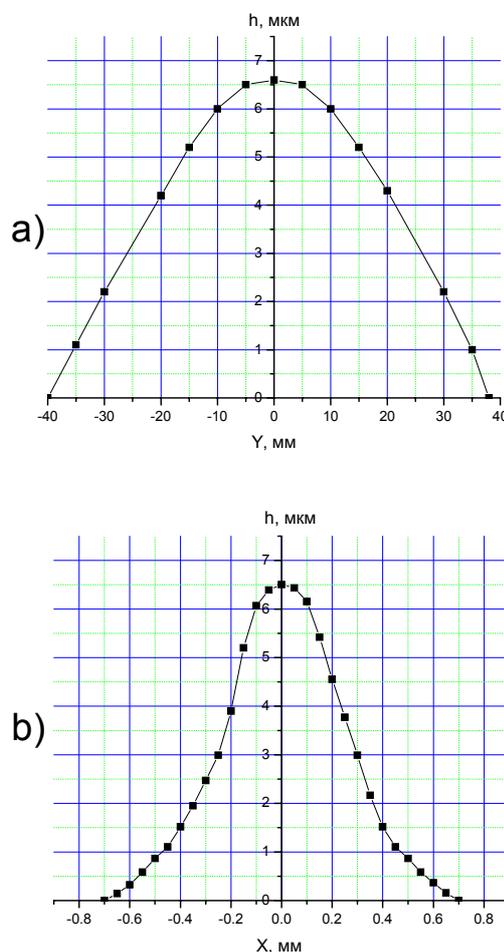


Рис.2. Профиль зоны травления вдоль (а) и перпендикулярно (б) направлению щели.

Работа поддержана РФФИ, проект 07-02-00249.

- [1] Ахсахалян, А.А., Ахсахалян, А.Д., Муравьев, В.А., Харитонов А.И., Поверхность, 1, 51 (2002).
- [2] Ахсахалян, А.А., Ахсахалян, А.Д., Волгунов Д.Г., и др., Поверхность, 1, 78 (2003).
- [3] Ахсахалян, А.А., Ахсахалян, А.Д., Клюенков, Е.Б., и др., Известия РАН. Сер. физическая., 2, 174 (2005).

Зондирование формы поверхности и локального периода многослойных рентгеновских зеркал цилиндрической формы

А.А. Ахсахалян, А.Д. Ахсахалян, Ю.А. Вайнер, М.В. Зорина,
В.А. Муравьев, Н.Н. Салашенко

Институт физики микроструктур РАН, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, Россия
e-mail: akh@ipm.sci-nnov.ru

Для обеспечения максимальной светосилы рентгеновского зеркала его период и кривизна в каждой точке поверхности должны строго соответствовать расчетным значениям. Измерение кривизны не представляет сложности, поскольку поверхность является зеркальной. Здесь успешно применяются оптические методы. Значительно более сложными являются измерения локального периода на изогнутой поверхности. Для этой цели используются рентгенодифракционные методы. При этом образец должен быть установлен на столике, имеющем пять степеней свободы, поскольку в каждой измеряемой точке образующая поверхности должна лежать в одной плоскости с осью вращения гониометра. Такие измерения и длительны и трудоемки.

В работе [1] теоретически была предложена простая методика измерений обоих этих параметров в расходящемся пучке от линейного рентгеновского источника. Идея метода опирается на селективный характер брэгговского отражения: из расходящегося от источника пучка лучей от зеркала отражаются лишь те, для которых выполняется условие Брэгга $2d \sin \vartheta \cong 2d \vartheta = n\lambda$, где ϑ – угол скольжения, d – локальный период градиентной структуры, n – порядок отражения.

В настоящей работе эта методика развивается применительно к тем случаям, когда образующая цилиндрического зеркала не совпадает с осью гониометра.

Образец помещается на столик, не имеющий никаких юстировок. Источник S перемещается по окружности радиуса L до тех пор, пока угол скольжения луча не становится брэгговским (рис.1). Детектор с выходными щелями $P_{1,2}$, установленными на расстояниях $R_{1,2}$ от оси гониометра перемещается по окружности до появления брэгговского пика. При этом считываются углы отраженных лучей $\gamma_{1,2}$.

Неизвестными функциями задачи являются: $V(u)$ – профиль зеркала, $d(u)$ – локальный период структуры и $\psi(u)$ – угол источника по отношению к диаметру гониометра (рис. 1). Обозначим через (u, v) координаты точки отражения A . Координаты источника и выходных щелей определяются углами ψ и $\gamma_{1,2}$:

$$u_s = -l \cos \psi, v_s = L \sin \psi$$

$$u_{1,2} = R_{1,2} \cos \gamma_{1,2}, v_{1,2} = R_{1,2} \sin \gamma_{1,2}. \quad \text{Зависимости}$$

углов $\gamma_{1,2}$ от ψ промеряются в ходе эксперимента с последующей полиномиальной аппроксимацией.

Угловой коэффициент касательной к зеркалу в точке отражения равен $K = \operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg}(\vartheta - \alpha)$, $\operatorname{tg} \alpha = -(v_s - V(u))/(u_s - u)$. Таким образом, составляется дифференциальное уравнение:

$$\frac{dV}{du} = K(u) = \operatorname{tg}(\vartheta + \operatorname{arctg}[(v_s - V(u))/(u_s - u)]).$$

Другие два уравнения выражают теорему косинусов для треугольников SAP_1 и SAP_2 :

$$SP_{1,2}^2 = AS^2 + AP_{1,2}^2 + 2AS \cdot AP_{1,2} \cdot \cos(2\vartheta), \text{ где}$$

$$SP^2 = (u_p - u_s)^2 + (v_p - v_s)^2,$$

$$AS^2 = (u - u_s)^2 + (V(u) - v_s)^2,$$

$$AP^2 = (u - u_p)^2 + (V(u) - v_p)^2,$$

$$\vartheta(u) = n\lambda / 2d(u)$$

Для решения этой дифференциально - алгебраической системы необходимо указать начальные значения трех искомых функций. В качестве репера возьмем ближнюю границу зеркала, так что $\psi(u_{\min}) = \psi_0$, где ψ_0 – минимальный угол, при котором детектор фиксирует брэгговский сигнал. Координата края зеркала $u_{\min} = u_0$ измеряется заранее.

Величины $d(u_0) = d_0$ и $V(u_0) = v_0$ вычисляются путем решения другой системы двух уравнений, одно из которых $(v_{P_1} - v_0)/(u_{P_1} - u_0) = (v_{P_2} - v_0)/(u_{P_2} - u_0)$ выражает требование, чтобы точки A , P_1 и P_2 лежали на одной прямой, а второе снова представляет теорему косинусов для треугольника SAP_2 .

Обе системы решались уравнений численно в пакете *Mathematica*.

Измерения проводились на дифрактометре фирмы Bruker "D8 Advance". В качестве источника использовалась проекция линейного анода рентгеновской трубки размером 0.05 мм. Образец устанавливался на столике так, чтобы образующая поверхности была параллельна оси вращения. Края зеркала

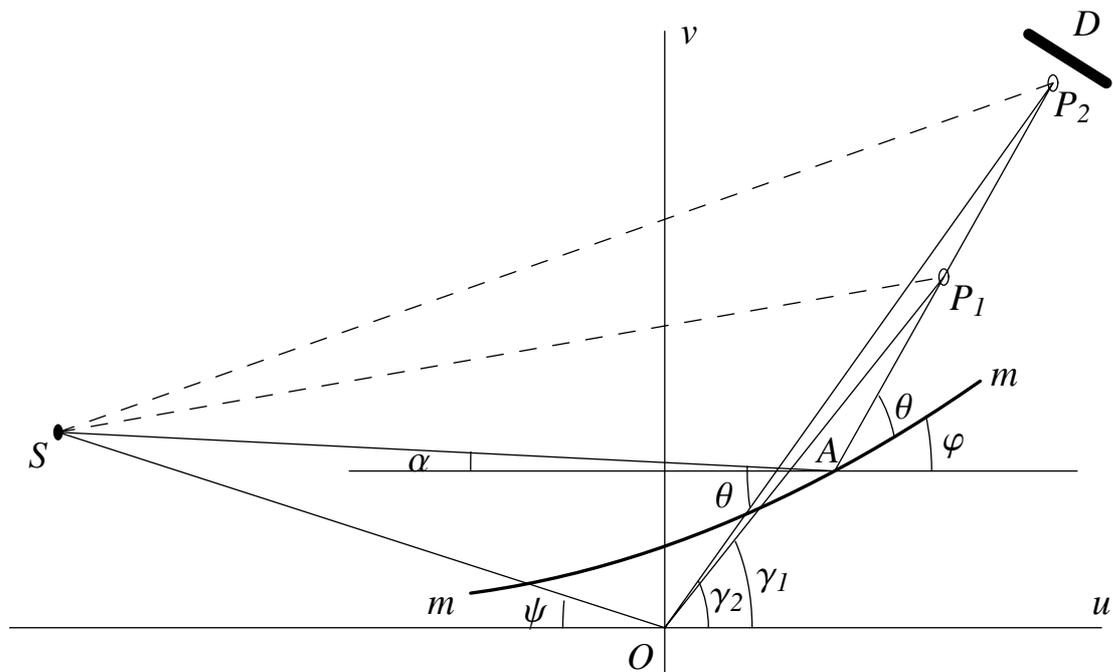


Рис. 1. Схема установки: O – ось вращения гониометра, mm – поверхность зеркала, S – источник, A – точка отражения, $P_{1,2}$ – выходные щели, D – детектор, ϑ – брэгговский угол скольжения, $OS = L$, $OP_{1,2} = R_{1,2}$.

определялись по резкому падению интенсивности отраженного пучка. Измерения проводились во втором порядке брэгговского отражения. Расчеты проводились при таких значениях параметров: $\lambda = 0.154 \text{ нм}$, $L = 255.25$, $R_1 = 254.5$, $R_2 = 356.5 \text{ (мм)}$.

Чтобы можно было судить о надежности предлагаемой методики, были проведены альтернативные измерения параметров d и K . Угол касательной φ измерялся на оптическом стенде путем фиксации положения отраженного от поверхности лазерного луча. Точность измерений $\Delta\varphi = 2 \cdot 10^{-5}$ рад. Брэгговский угол вдоль направляющей измерялся на дифрактометре фирмы Philips "X'Pert" с точностью $\Delta\vartheta = 0,001$ градуса.

На рис. 2,3 приведены результаты измерений многослойного зеркала по представленной методике и альтернативными методами. Наблюдается отличное совпадение результатов измерения периода структуры.

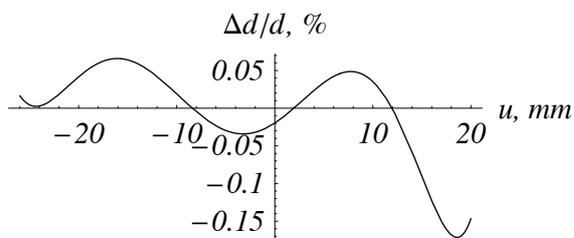


Рис. 2. Относительная разность периодов многослойной структуры, измеренных по разным методикам.

Вполне удовлетворительно для большинства практических применений и совпадение результатов измерений локального угла: $\Delta K < 6 \cdot 10^{-5}$ радиан.

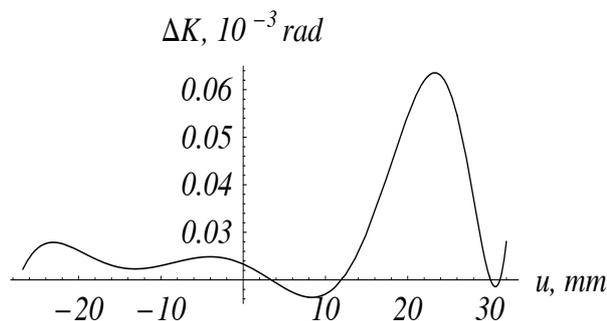


Рис. 3. Разность угловых коэффициентов наклона профиля зеркала, измеренных по разным методикам.

Главным преимуществом представленной методики является то, что и локальный период и кривизна могут быть измерены на одном приборе, в отличие от альтернативных измерений, причем точность измерений этих параметров всего лишь в 2-3 раза ниже, чем в альтернативных измерениях.

Работа поддержана РФФИ, проект 07-02-00249.

[1] Ахсахалян А.Д., Муравьев В.А., Поверхность, 10, 1 (2007).

Искажение волновых фронтов при отражении от многослойных периодических структур

М.М. Барышева, А.М. Сатанин

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

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

Разработка рентгенооптических элементов для проекционной литографии требует решения класса задач об искажении изображения при распространении в многослойных схемах, содержащих рентгеновские зеркала различного профиля [1,2]. Поскольку формирующее изображение элементы реализуются многослойными структурами (МС), т.е., распределенными элементами, «рентгеновская» задача отличается от соответствующей «оптической», где в качестве зеркал выступают френелевские границы.

В работе [3] продемонстрировано, искажение синусоидального волнового профиля вида

$$E_i(x', z = 0) = \frac{1}{2} [1 + \cos(2\pi x' / a_0)] \quad (1)$$

при нормальном падении на Mo/Si МС (плоскость $z = 0$ соответствует поверхности МС, ось x' направлена по нормали). Показано, что при фиксированных длине волны λ и периоде $d \approx \lambda/2$ отраженный сигнал имеет все меньшую резкость по мере увеличения параметра λ/a_0 - т.е., все более слабый косинус проявляется на фоне все большего постоянного сигнала, «нули» интенсивности исчезают.

Между тем, в реальных литографических схемах углы падения $\theta \neq 0$, (угол θ отсчитывается от нормали). В случае одиночного пучка (передаваемое изображение представляет собой пятно) в зависимости от соотношения параметров МС и пучка произойдет его смещение и искажение [4,5], носящее название эффекта Госа-Хенхен. Подобные явления при наклонном отражении должны наблюдаться и для более сложных полевых конфигураций, в частности, типа (1). Поскольку точная передача изображения от маски к резисту через многослойную схему важна для целей ЭУФ-литографии, представляет интерес решение задачи об искажении волнового профиля, интенсивность которого промоделирована меандром (последовательность черных и белых полос) при наклонном отражении от МС (рис. 1).

Пусть в плоскости x' , повернутой на угол θ к поверхности многослойного зеркала сформирована полевая структура с периодом a_0 . В этом случае на поверхности МС $z = 0$ падающее поле запишется в виде:

$$E_i(x, z = 0) = \sum_m A_m \exp(iq_m x), \quad (2)$$

где A_m - действительные амплитуды гармоник, поперечные волновые вектора q_m определяются

$$q_m = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta \left[\sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{a_0}\right)^2} + \frac{m\lambda}{a_0} \operatorname{ctg} \theta \right]. \quad (3)$$

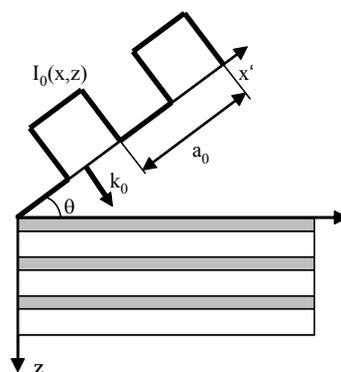


Рис. 1. Постановка задачи.

Отраженное волновое поле на поверхности МС, в свою очередь, будет иметь вид

$$E_r(x, z = 0) = \sum_m r(q_m) A_m \exp(iq_m x), \quad (5)$$

где амплитудные коэффициенты отражения $r \equiv r(q_m)$ записаны в виде функций от поперечных волновых векторов или же углов падения $r = r(\theta_m)$ в силу $q_m = k_0 \sin \theta_m$.

В дальнейшем всегда предполагаем «нацеленность» падающего пакета на резонансное отражение, то есть $\theta_0 = \theta_B$.

Для качественной характеристики процессов искажения волновой структуры можно считать, что $|r(\theta_m)|$ существенно отличается от нуля только в области брэгговского пика, т.е. при θ_m близких к θ_B , соответственно q_0 фиксировано.

Согласно (3), при заданной величине λ с ростом параметра λ/a_0 происходит увеличения расстояния между q_{+m} и q_{-m} , а при $\theta_0 \neq 0$ они также смещаются в область меньших значений.

Учитывая, что эффективно отражаются плоские волны с векторами q_m близкими к резонансному значению в смысле $|q_0 - q_m| \ll \Delta$, где Δ - ширина резонансной области, легко предвидеть искажение сигнала при отражении от МС. На примере синусоидального профиля типа [3] искажение приведено на рис. 2. для Mo/Si структуры с периодом $d = 7.0$ нм, числом пар слоев $N = 100$, долей сильнопоглощающего слоя $\beta = 0.45$ на длине волны $\lambda = 13.5$ нм приведены отраженные сигналы в случае $a_0 = k\lambda$ при значениях коэффициента пропорциональности k от 10 до 2.

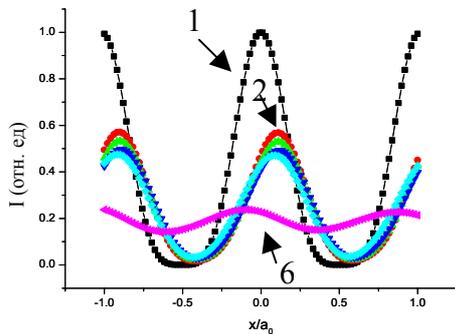


Рис. 2 Интенсивность падающего и отраженных полей на поверхности МС в случае падения синусоидального волнового профиля на Mo/Si структуру при различных $a_0 = k\lambda$, k изменяется от 10 (линия 2) до 2 (линия 6) с шагом 2.

Можно видеть, как по мере увеличения периода волновой структуры, кроме уменьшения резкости происходит искажение формы отраженного сигнала, меняется направление смещения.

На рис. 3, 4 для близкой Mo/Si-структуры ($N = 100$, $d = 6.95$ нм, $\beta = 0.44$, межслоевая шероховатость на уровне $\sigma = 0.5$ нм) продемонстрировано отражение меандрового волнового профиля с длиной волны $\lambda = 13.5$ нм и периодом $a_0 = 10\lambda$ и $a_0 = 5\lambda$. При отражении также наблюдается некоторое сглаживание формы, и, что еще более важно, профиль интенсивности в пучке меняется, приобретая «треугольную» форму. Отметим, что этот случай представляется особенно интересным потому, что реальное изображение представляет собой череду светлых и темных полос, что может быть промоделировано меандровой функцией.

Отметим, что в пределе $\lambda \ll a_0$ в обоих случаях можно наблюдать смещение отраженного сигнала вдоль поверхности структуры без искажения, т.е., в точности эффект Гооса-Хенхен.

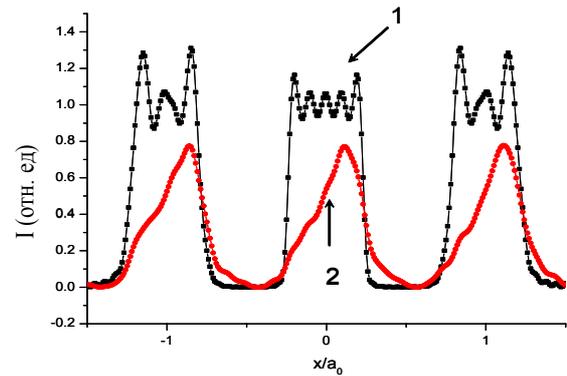


Рис. 3. Интенсивность падающего (1) и отраженного (2) полей для случая падения меандрового волнового профиля ($\lambda = 13.5$ нм, $a_0 = 10\lambda$) на Mo/Si ($d = 6.95$ нм) под углом $\theta = 7^\circ$.

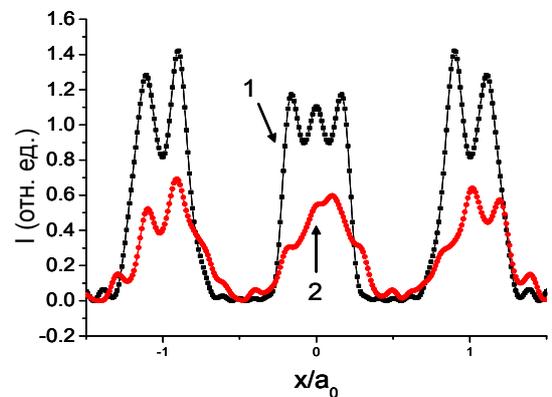


Рис. 4. Интенсивность падающего (1) и отраженного (2) полей для случая падения меандрового волнового профиля ($\lambda = 13.5$ нм, $a_0 = 5\lambda$) на Mo/Si ($d = 6.95$ нм) под углом $\theta = 7^\circ$.

Исследовать искажение изображения при отражении от цилиндрических, сферических и асферических структур в первом приближении можно численно, основываясь на методе Кирхгофа.

Работа поддержана грантами РФФИ 07-02-01132, 08-02-01015, 08-02-01015.

[1] Stulen R.H., Sweeney D.W. // IEEE J. Quant. Electron. V. 35, p. 694-699 (1999).

[2] Виноградов А.В. // Квант. электроника, 32, № 12, 1113 (2002).

[3] Artioukov I.A., Fechtchenko R.M., Vinogradov A.V. // J. of Opt. A: Pure and Appl. Opt., 4, p. 233-236 (2002)

[4] Годин О.А. // ЖТФ, т.54, № 11, с. 2094-2103 (1984).

[5] Барышева М.М., Сатанин А.М. // Нанопластика и наноэлектроника: материалы X всероссийского симпозиума, ИФМ РАН, Т. 2, с. 364-365 (2006).

РАЗРАБОТКА МЕДНЫХ СЕТОЧНЫХ СТРУКТУР ДЛЯ ЧАСТОТНОЙ И ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СЕЛЕКЦИИ ТГц-ИЗЛУЧЕНИЯ НОВОСИБИРСКОГО ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ.

Б.Г.Гольденберг, С.А.Кузнецов, У.В.Анчарова, В.С.Елисеев,
В.И.Кондратьев, Е.В.Петрова, В.Ф.Пиндюрин

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, пр. Лаврентьева 11, г. Новосибирск 630090., Россия

Для обеспечения пространственной и частотной фильтрации ТГц-излучения Новосибирского лазера на свободных электронах (НЛСЭ) требуется создание селективных элементов, таких как фильтры частотных гармоник, поляризационные делители мощности, дифракционные фокусаторы излучения ($\lambda=40\dots235$ мкм). Наиболее перспективными структурами, позволяющими решить поставленные задачи, представляются 1-мерные и 2-мерные регулярные свободновисящие медные сеточные структуры (МСС) с характерным периодом ячеек $10\div100$ мкм, при толщине несколько десятков-сотен микрометров.

Эффективное решение проблемы подавления низких частот резонансной индуктивной МСС состоит в увеличении толщины ее металлизации t вследствие проявления эффекта волноводной отсечки. Задание оптимального значения t позволяет улучшить резонансно-полосовые свойства МСС, существенно повышая степень внеполосового ослабления и крутизну фронтов АЧХ (см. Рис. 1). В работе представлена технология изготовления экспериментальных образцов селективных элементов ТГц-диапазона методами LIGA-технологии. Использование LIGA-технологии позволит создавать МСС с толщиной в несколько десятков микрометров. Такие толстые МСС обеспечивают значительное усиление крутизны фронтов АЧХ и низкочастотного подавления по сравнению с тонкими (1 мкм) МСС, вследствие проявления эффекта волноводной отсечки. Разрабатываемый технологический цикл включает в себя создание LIGA-шаблона, экспонирование резистивных заготовок синхротронным излучением ВЭПП-3 ИЯФ СО РАН, химическую обработку и микрогальванопластику толстых металлических слоев

Основные этапы LIGA включают создание рентгеношаблона, топологический рисунок которого воспроизводит рисунок изготавливаемой МСС; глубокой рентгеновской литографии через подготовленный РШ; последующее «выращивание» МСС гальваническим способом. На настоящий момент мы отрабатываем данную технику для производства самонесущих 2-мерных медных

МСС толщиной рисунка ~ 10 μ .

$50\div100$ μ при минимальном топологическом размере сеточного

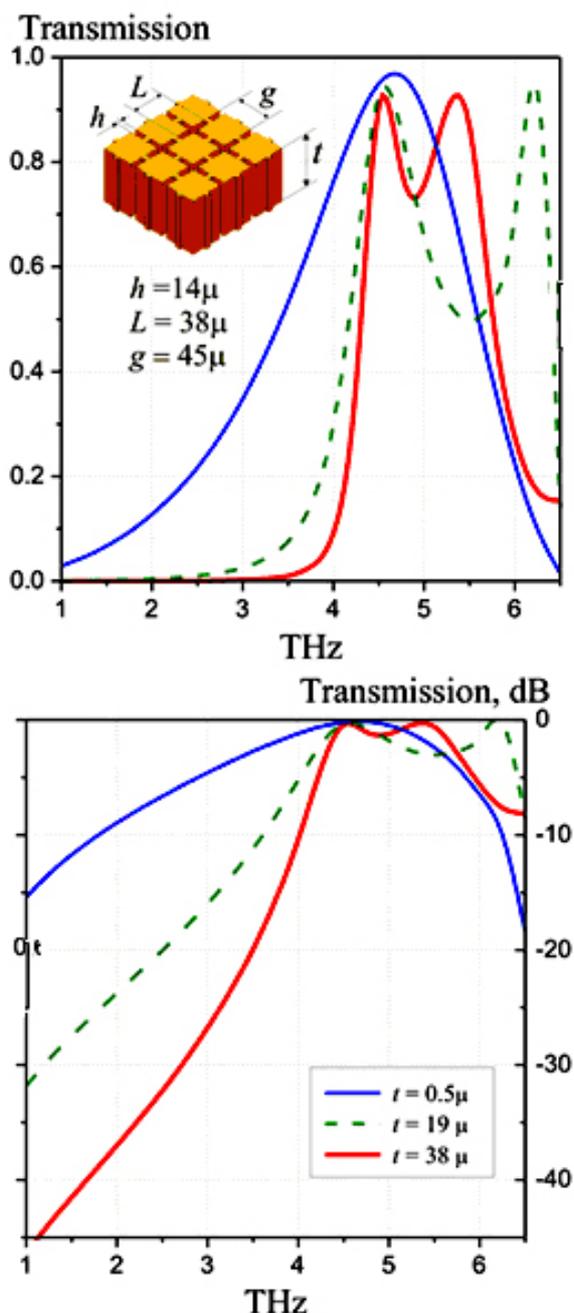


Рис. 1. Влияние толщины металлизации на АЧХ резонансных фильтров "band-pass" на основе медных самонесущих МСС, имеющих одну резонансную частоту пропускания

Ключевым элементом LIGA-технологии является рентгеновский шаблон (РШ) – рентгенопоглощающий рисунок МСС или фрагмента МСС на рентгенопрозрачной подложке. Отметим, что классические способы изготовления РШ, принятые за рубежом, многостадийны и трудоемки и включают в себя изготовление промежуточных шаблонов для "мягкой" рентгенолитографии в тонких резистивных слоях с последующим изготовлением рабочего шаблона для "жесткого" излучения, что делает себестоимость изготовления РШ достаточно высокой (более 10000 евро/шт.). Нами предложен метод изготовления РШ, основанный на прямом формировании микроструктуры в 20–30 мкм слое негативного резиста SU-8, нанесенного на подложку из стеклоглерода, без использования промежуточного шаблона (для экспонирования «мягким» СИ с $E=1...2$ кэВ). Пластины шлифованного стеклоглерода толщиной 500–600 мкм использовались в качестве рентгенопрозрачной подложки шаблона. Были созданы несколько рентгеношаблонов с Re-Ni покрытием. Резистивная маска для гальванопластики формировалась методом фотолитографии. Размер подложки 25×25 мм, поле микроструктур 10×10 мм. Толщина поглощающего слоя Re-Ni ~20 мкм.

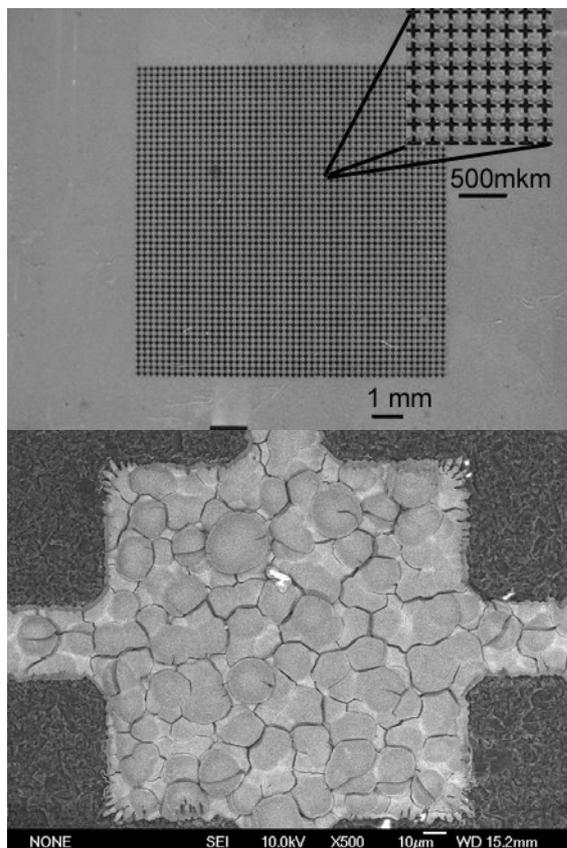


Рис.2 Фотографии тестового рентгеношаблона с рисунком из рения на стеклоглеродной подложке.

Проведены эксперименты по облучению толстых резистивных слоев через создаваемые нами шаблоны. Полученные результаты подтверждают применимость таких шаблонов для глубокой рентгенолитографии и LIGA.

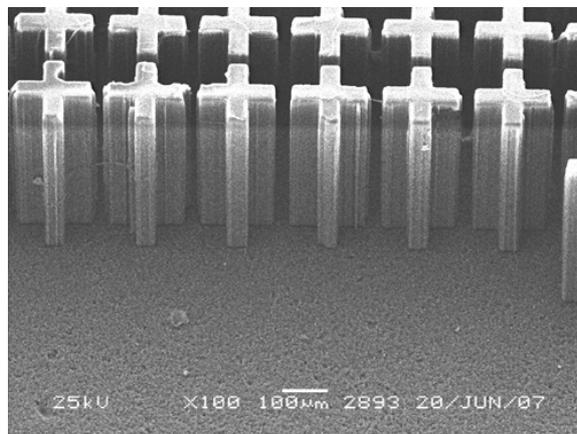


Рис.3. Высокоаспектные микроструктуры полученные экспонированием синхротронным излучением слоя резиста SU-8 толщиной 440 мкм. Минимальная ширина линии структуры – 40 мкм (аспект. отношение ~11!).

Использование полученной полимерной структуры при последующем гальваническом осаждении меди на подложку позволит получить высокоаспектную медную МСС.

Ведутся работы по оптимизации режимов и технологических этапов метода.

Работа ведется при поддержке РФФИ, проект №07-02-01459а

Литература

- [1] Reznikova, E.F.; Mohr, J.; Hein, H. Deep photo-lithography characterization of SU-8 resist layers. // *Microsystems Technologies*, 11(2005) S.282-91
- [2] Е.В.Петрова, Б.Г.Гольденберг, В.И.Кондратьев и др. Создание рентгеношаблонов на толстой подложке для глубокой рентгеновской литографии // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, №6, 2007 год, стр.14-16.
- [3] S.A. Kuznetsov, B.G. Goldenberg, et.al. Development of thick metal mesh THz-filters by LIGA-technology for high-power applications at Novosibirsk terahertz FEL // *Conference Digest of the Joint 32nd International Conference on Infrared and Millimetre Waves, and 15th International Conference on Terahertz Electronics «IRMMW-THz 2007»*, Cardiff, UK, 3rd - 7th September, 2007, Vol. 2, pp. 978-979.

Определение углов наклона и высот граней квантовых точек из анализа диффузного и зеркального рентгеновского рассеяния

Л.И. Горай^{1,2}, Н.И. Чхало³, Г.Э. Цырлин^{1,4}

¹Институт аналитического приборостроения РАН, Рижский пр.26, Санкт-Петербург 190103, Россия

²International Intellectual Group, Inc., P.O. Box 131611, Staten Island, New York 10313, U.S.A.

³Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород 603950, Россия

⁴Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН, ул. Хлопина 8/3,

Санкт-Петербург 195220, Россия

e-mail: lig@skylink.spb.ru

Методы просвечивающей электронной микроскопии, атомно-силовой микроскопии, а в последнее время и ближнепольной сканирующей оптической микроскопии широко используются для анализа наноразмерных объектов, но для детальных структурных исследований систем, содержащих квантовые точки (КТ), они имеют определенные недостатки. В частности, микроскопические методы имеют существенные ограничения при определении средних и композиционных характеристик ансамблей нанообъектов, особенно углов наклона граней.

Универсальным неразрушающим инструментом исследования многослойной структуры, в т.ч. с атомной шероховатостью границ раздела и взаимодиффузией, является рентгеновское излучение, особенно жесткое и коротковолновая часть мягкого. Методы рентгеновской дифрактометрии и рефлектометрии, основанные на анализе распределения интенсивности зеркального и диффузного рентгеновского рассеяния в прямом и обратном пространствах, являются наиболее информативным для анализа гетероструктур, в т.ч. содержащих многослойные ансамбли КТ (МАКТ). Теоретическая база для такого анализа разрабатывалась в последние десятилетия как в приближении кинематического рассеяния, так и в общем динамическом подходе. Развитие ПК и ПО позволяет обратиться к строгим оптическим решениям (на основе уравнений Максвелла, точных граничных условий и условий излучения), не требующих использования свободных параметров и пригодным для анализа рассеяния коротковолнового электромагнитного излучения на многослойной структуре большого латерального периода D с произвольной формой границ и наличием статистических неоднородностей [1]. Настоящая работа посвящена анализу зеркального и диффузного рассеяния МАКТ в системе $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ методом высокоразрешающей скользящей рентгеновской рефлектометрии (BCRP) и экспериментальному обнаружению пиков диффузного отражения, положение которых определяется углами наклона пирамидальных граней КТ (т.н. условие блеска дифракционных решеток), что ранее было предсказано теоретически [2].

На установке ЭП 1203 методами молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs (100) были изготовлены три образца с 10 парами слоев InAs/GaAs и 5 нм закрывающего слоя GaAs: со смачивающим слоем InAs (F684), с некоррелированными по вертикали МАКТ (F680) и полностью коррелированными МАКТ (F681). В результате образования КТ толщина InAs во всех трех образцах оказалась примерно одинаковой и равной 1 МС, что подтвердилось измерениями спектров фотолюминесценции. Толщина спейсеров GaAs составила ~9 нм для F684 и F681 и ~39 нм – для F680. При заданных ростовых условиях плотность КТ в слое составляет величину ~ $4 \cdot 10^{10}$ / см^2 , высота КТ $h \approx 5$ нм, а ширина квадратного основания пирамиды L , стороны которой ориентированы по направлениям [110] и [1-10], изменяется по слоям снизу вверх от ~17 нм до ~20 нм.

Измерения зеркального и диффузного рассеяния проводились на рефлектометре Philips ExpertPro с четырехкристалльным Ge монохроматором в режимах $\theta/2\theta$ сканов, сканирования детектора и кривых качания на длине волны $\lambda_{\text{CuK}\alpha 1} = 0.1541$ нм. Расстояние до образца равнялось 320 мм, ширина щели для получения интенсивного сигнала при измерении рассеянного света составляла 100 мкм (с 30- и 45-мкм щелями результаты измерений похожи), высота – 1-5 мм, шаг сканирования выбирался в диапазоне 0.001 - 0.005° в зависимости от необходимого разрешения при угловой расходимости пучка 0.003° .

Для проведения оптических расчетов мы использовали модифицированный метод граничных интегральных уравнений [3], оказавшийся весьма точным и достаточно быстро сходящимся в области больших отношений D/λ и h/λ , которые являются тяжелыми для любого численного подхода, особенно при наличии многих шероховатых границ. Как показали численные эксперименты [1], интенсивности коротковолнового рассеяния, получаемые для статистических наборов параметров структурной модели, имеют малую дисперсию и достаточно усреднения по нескольким наборам при приемлемом времени вычисления одной кривой интенсивности диффузного рассеяния с требуемой точностью.

На кривой коэффициента зеркального отражения образца F684 (рис.1), измеренного вдоль одного из исследуемых направлений, отчетливо наблюдаются три брэгговских максимума и между ними заметны вторичные, что свидетельствует о высоком кристаллическом совершенстве образца и хорошей структуре выращенной сверхрешетки. Параметры многослойных структур определялись из положений и амплитуд брэгговских максимумов и минимумов. Оказалось, что используемые в расчетах для определения СКО шероховатости σ показатели преломления сплошных веществ не соответствуют показателям преломления выращенных слоев, о чем свидетельствует низкий коэффициент отражения, измеренный для минимальных углов. Учитывая близость структуры сверхрешеток для F684 и F681, из сравнения их измеренного и расчетного коэффициентов отражения, можно определить влияние наличия КТ на уменьшение интенсивности зеркальной составляющей и среднюю h , которая определяется из компоненты $\sigma_{КТ}$ с учетом треугольной (в плоскости) формы КТ и их квазипериодического расположения по слоям. Дисперсия $\sigma_{КТ}^2$ получается из условия линейности дисперсий: $\sigma_{F681}^2 = \sigma_{F684}^2 + \sigma_{КТ}^2$. Найденные параметры многослойной структуры и высота КТ соответствуют, в основном, заданным технологическим параметрам.

Для обнаружения пиков диффузного рассеяния, определяемых усилением волн, отраженных на гранях КТ, падающее излучение ориентировалось вдоль [110] или [1-10], а детектор сканировался вблизи угла скольжения $\zeta_{diff} = 2\alpha + \zeta_{inc}$, где ζ_{inc} – скользящий угол падения излучения, α – угол наклона граней КТ. Сравнение с моделированием на основе строгой электромагнитной теории показало (рис.2), что данное геометрическое условие позволяет точно определять α по положению пика интенсивности диффузного отражения, форма которого

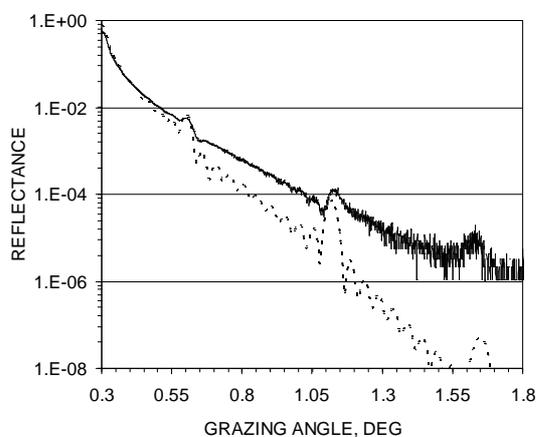


Рис.1. Коэффициент зеркального отражения F684 как функция угла скольжения излучения вдоль одного из направлений [110] или [1-10]: измерение (сплошная); расчет (штриховая).

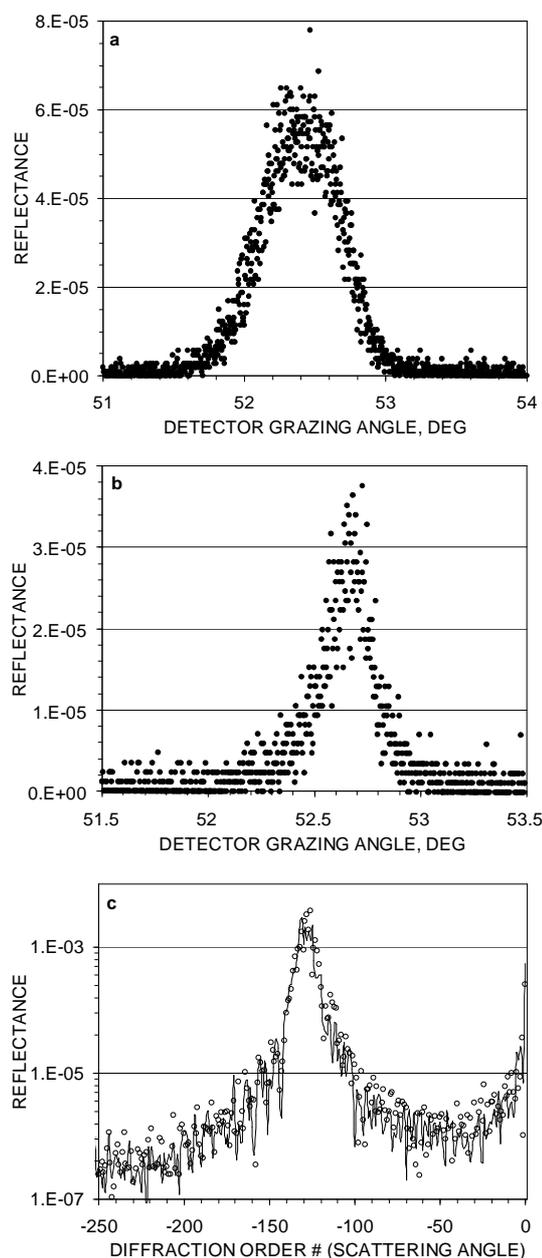


Рис.2. Коэффициент диффузного отражения образцов в зависимости от угла скольжения детектора для угла скольжения излучения 0.57° : (a) измерение F681; (b) измерение F680; (c) расчет F681 (точки) и F680 (сплошная).

определяется многими параметрами. Как следует из теории и эксперимента, ширина и высота пиков, полученных для F681 больше, чем для F680. Традиционное применение ВСРП для определения структуры сверхрешеток и параметров несовершенства границ нам удалось расширить до определения геометрии КТ.

- [1] L.I. Goray. Proc. SPIE **6617**, 661719 (2007).
- [2] L.I. Goray, G.E. Cirilin, E. Alves, *et al.*, Proc. **15th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology**, 118 (2007).
- [3] L.I. Goray, J.F. Seely, S.Yu. Sadov. J. Appl. Phys. **100**, 094901 (2006).

Кремниевые планарные преломляющие линзы и система для двумерной нанофокусировки жесткогорнтового излучения

А.Снигирев¹⁾, И.Снигирева¹⁾, В.Юнкин²⁾, М.Григорьев²⁾, С.Кузнецов²⁾,
P. VanVaerenbergh¹⁾, M.A.Nicola¹⁾, G. Vaughan¹⁾, L.Claustre¹⁾, H-
P. VanDer Kleij¹⁾, J-Y.Massonnat¹⁾

¹⁾ Европейский центр синхротронного излучения (ESRF), Гренобль, Франция

²⁾ Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка, М.О., Россия
e-mail: grimax@iptm.ru

Кремниевые планарные преломляющие линзы являются наиболее перспективными оптическими элементами для фокусировки синхротронного излучения. Наибольший интерес эти линзы представляют для оснащения экспериментальных станций с большим расстоянием от источника излучения (100 м и более). Нами были разработаны и изготовлены кремниевые планарные параболические линзы с фокусным расстоянием 10 см, рассчитанные на работу в диапазоне энергий от 10 до 55 кэВ (Таблица 1). Современные технологии микроэлектроники и микромеханики позволили создать линзовые чипы, каждый из которых содержит 16 интегрированных линзовых систем (ИЛС). Каждая ИЛС представляет собой 10 параллельно расположенных составных преломляющих линз с фиксированным фокусным расстоянием при различных энергиях синхротронного излучения. Тестирование созданных линз показало возможность фокусировки синхротронного излучения с разрешением менее 200 нм при энергиях излучения от 15 до 80 кэВ [1].

выбирается таким образом, чтобы положения фокусов линз находились в одной точке на оптической оси. Для создания такой системы можно использовать две моторизованные подвижки в скрещенной геометрии на общей базе, позволяющей настраивать необходимое расстояние между ними. Вместе с необходимой точностью перемещения они должны обеспечивать достаточный диапазон движения для обеспечения возможности выбора нужных линз при смене энергии излучения. После исследования различных вариантов подвижек, в качестве основы для создания двумерной системы фокусировки были выбраны компоненты ATTOCUBE и AXMO, как отвечающие всем необходимым требованиям.

Таблица 1. Параметры линз.

№	Энергия излучения, кэВ	Число единичных линз	Общая длина линзы, мкм
1	10	12	620
2	15	28	1436
3	20	52	2660
4	25	80	4088
5	30	116	5924
6	35	160	8168
7	40	208	10616
8	45	264	13472
9	50	324	16532
10	55	392	20000

Следствием планарной технологии изготовления является линейный фокус получаемый при помощи этих линз. Для получения точечного фокуса необходимо расположить и настроить вдоль оптической оси пару таких линз в крест. Линзы должны располагаться в скрещенной геометрии таким образом, что одна из них осуществляет фокусировку в горизонтальной плоскости, а вторая – в вертикальной. Фокусное расстояние этих линз, а также расстояние между ними

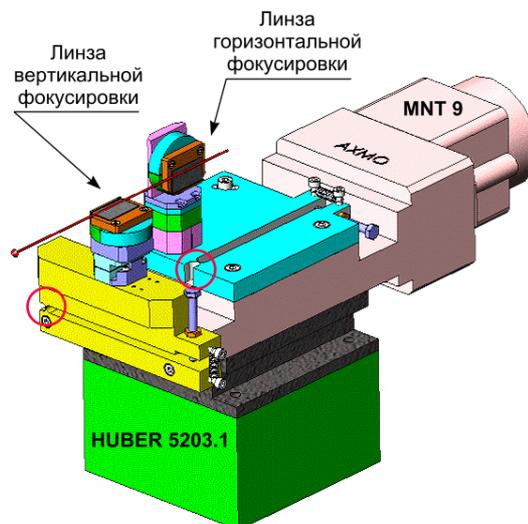


Рис. 1. Общий вид системы двумерной фокусировки.

Для экспериментального тестирования использовалось два набора моторизованных подвижек расположенных на общей базе (Рис. 1). Линейная подвижка AXMO MNT9, обеспечивающая выбор расстояния между горизонтальной и вертикальной линзами, является основанием двухлинзовой системы. Диапазон движения - 100 мм. На этой базе установлены два модуля настройки линз, каждый из которых состоит из пары угловой (ANR100) и линейной (ANP100) наноподвижек ATTOCUBE. Угловые подвижки позволяют проводить настройку углового положения линз

относительно оптической оси, а пара линейных подвижек позволяет осуществлять выбор необходимых линз из набора. Вся конструкция в сборе установлена на гониометр HUBER, обеспечивающий общую настройку системы. Размеры всей двухлинзовой системы выбраны таким образом, чтобы расположенная горизонтально линза оказалась в центре вращения гониометра.

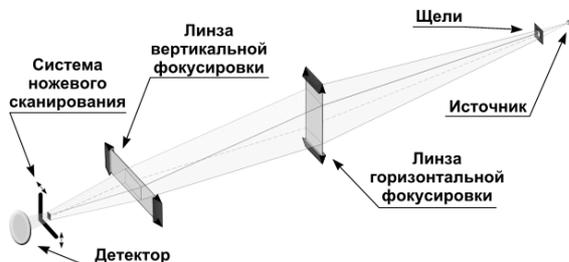


Рис. 2. Схема эксперимента.

Экспериментальное тестирование системы двумерной фокусировки было проведено на Тестовом стенде микрооптики (Micro-optics test bench, MOTB) расположенном во второй экспериментальной комнате на станции BM05 источника синхротронного излучения ESRF. Схема эксперимента изображена на Рис. 2. Мы использовали линзы №3 и №2 для горизонтальной и вертикальной фокусировки соответственно. При энергии 15 кэВ эти линзы имеют фокусные расстояния 55 и 108 мм. При расстоянии между линзами в 53 мм они фокусируют синхротронное излучение в одной точке оптической оси. Для настройки линз мы использовали CCD-камеру с размером пикселя 0.645 мкм (общее разрешение 1.3 мкм). Разработанная система двумерной фокусировки позволяет настроить каждую линзу в отдельности и расположить выбранные линзы на оптической оси. Таким образом, излучение прошедшее через вертикально расположенные линзы падает на горизонтальные и тем самым осуществляется двуступенчатая фокусировка рентгеновского пучка. Зарегистрированное на CCD-камере изображение фокусировки приведено на Рис. 3. Измеренная по нему полуширина фокусного пятна составила $1.3 \times 1.3 \text{ мкм}^2$, что говорит о том, что мы достигли предела разрешения матрицы CCD-камеры. Для более точного измерения размера фокуса мы использовали метод ножевого сканирования. В результате (Рис. 4) были получены следующие размеры фокусного пятна: вертикальный – 0.55 мкм и горизонтальный – 1 мкм. При горизонтальном ножевом сканировании минимально возможный шаг был равен 0.5 мкм, что накладывает ограничения на разрешение в 1 мкм, чем и обусловлен измеренный горизонтальный размер. Полученные результаты позволяют с определенной долей уверенности говорить о том, что размеры полученного фокусного пятна не превышают 600 нм в обоих измерениях.

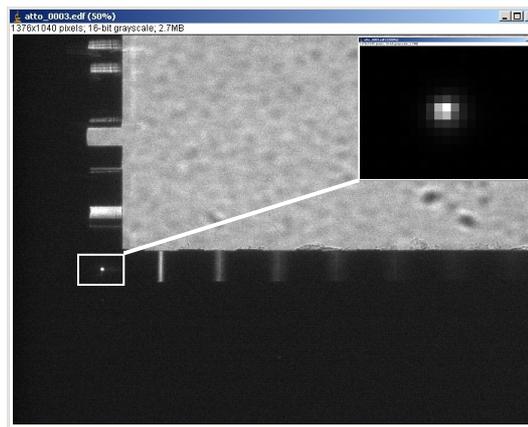


Рис. 3. Изображение двумерной фокусировки кремниевыми планарными линзами: общий вид и (на врезке) увеличенное изображение фокусного пятна (размер одного пикселя – 0,645 микрон)

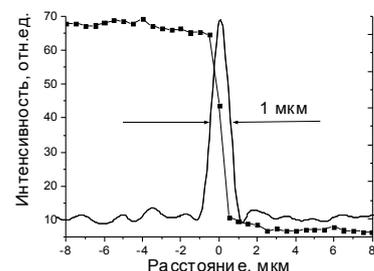
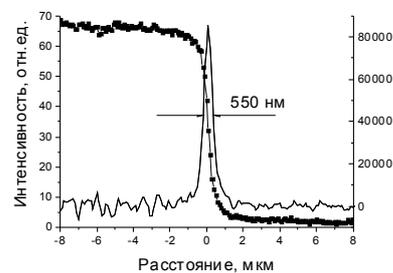


Рис. 4. Данные вертикального (вверху) и горизонтального (внизу) ножевого сканирования и распределения интенсивности в фокусном пятне.

Возможность удаленного контроля, простота интеграции в существующие оптические схемы, высокая точность настройки и работа в широком диапазоне жесткого рентгеновского излучения делают предложенную систему незаменимым устройством для оснащения экспериментальных станций источников синхротронного излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ №07-02-00741.

[1] Григорьев М.В., Снигирев А., Снигирева И., Юнкин В.А., Кузнецов С.М., Ди Микиэль М., «Нанофокусировка жесткого синхротронного излучения кремниевыми планарными параболическими линзами», Труды Симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника 2007», стр. 339.

Амплитудно-фазовые характеристики монохроматического векторного поля, дифрагированного на отверстии в плёнке из реального материала

И.А. Дорوفеев, Н.Н. Салащенко

Институт физики микроструктур РАН
603950 ГСП-105 Нижний Новгород Россия
E-mail: dorof@ipm.sci-nnov.ru

Технологические задачи требуют получения и использования полей с совершенными сферическими фронтами. Конечно же, и километровая антенна на большом расстоянии – «точный» источник сферической волны, но до какой степени? В лабораторных условиях есть два очевидных «точных» источника - это дырка в экране и остро заточенное оптическое волокно. Но нет готовых рецептов для приемлемой оценки параметров, излучаемых ими волн. Характеристики дифрагированного поля находились на основе использования векторной теоремы Грина с известной функцией Грина для плёнки [1,2]. Мы рассматривали тонкие экраны, толщина h_f которых много меньше, чем длина волны λ , но много больше, чем скин-слой δ . К тому же, площадь отверстия S много больше поверхности S_δ , на которой эффективно наводятся токи, $S_\delta/S \sim \delta/a \sim 10^{-1}$, где $\delta \sim 10^{-6} \text{ см}$ - толщина скин-слоя, $a = 0.15 \times 10^{-4} \text{ см}$ - радиус отверстия. Поэтому для простоты, модовая структура поля по толщине плёнки не учитывалась, и поле на отверстии полагалось таким же, как и падающее. Такая постановка задачи позволяла явно учесть те изменения амплитудно-фазовых характеристик дифрагированного поля, которые возникают при учёте реальных свойств экрана, по сравнению с классической задачей Кирхгофа-Гельмгольца [3].

В видимом диапазоне при комнатной температуре параметр вырождения, или среднее число заполнения на моду $\bar{n} = (\text{Exp}[\hbar\omega/k_B T] - 1)^{-1} \ll 1$, поэтому удобно пользоваться квантовым языком для описания некоторых характеристик дифракции. Если нормально падающий фотон с импульсом (в единицах \hbar) $\vec{k}^i = \{k_z^i, 0, 0\}$ пространственно локализован в отверстии в объёме $h_f \times a$, то он, очевидно,

за экраном характеризуется импульсом

$$\vec{k}^d = \{k_z^i + \Delta k_z^d, \Delta k_x^d, \Delta k_y^d\}, \quad \text{где}$$

$$\Delta k_z^d \sim h_f^{-1}, \Delta k_{x,y}^d \sim a^{-1}, \quad \text{т.е.}$$

распространяется под углом от нормали (волна дифрагирует). При падении под углом $\vec{k}^i = \{k_z^i, k_x^i, k_y^i\}$ на субволновое отверстие

($a < \lambda$), и при условии $\Delta k_{x,y}^d \sim a^{-1} > k_{x,y}^i$,

результат дифракции будет слабо зависеть от угла падения. Учитывая это, мы ограничились исследованием нормально падающей плоской волны, а поскольку каждую моду в волноводе (оптическом волокне) можно представить в виде суперпозиции нескольких плоских волн, распространяющихся под углами к его оси, то наше рассмотрение качественно годится и для описания дифракции на открытом конце волновода. При этом, как известно [4], усложнение распределения поля на отверстии приводит к уширению угла дифракции.

На Рис.1 и 2 представлены некоторые параметры дифрагированного поля плоской волны $\lambda = 0.633 \times 10^{-4} \text{ см}$ на отверстии радиуса $a = 0.15 \times 10^{-4} \text{ см}$ в плёнке алюминия $\epsilon_{Al} \approx -54.15 - i \cdot 21.75$

толщиной $h_f = 2 \times 10^{-5} \text{ см}$ на расстоянии $r_0 = 10 \text{ см}$ от центра отверстия. Подобные зависимости были получены для всех компонент дифрагированного поля в различных точках за экраном. Отчётливо видно, что отверстие в плёнке создаёт квазисферическую волну, которая лишь в формальном пределе $a \rightarrow 0$ и $r_0 \rightarrow \infty$ переходит в идеальную сферу. Поэтому на практике только путём скрупулёзного выбора параметров установки можно добиться приемлемых для интерферометрии результатов. Падающая плоскополяризованная волна становится за экраном поляризованной по эллипсу (Рис.1б)), при этом параметры эллипса поляризации зависят от координаты точки наблюдения.

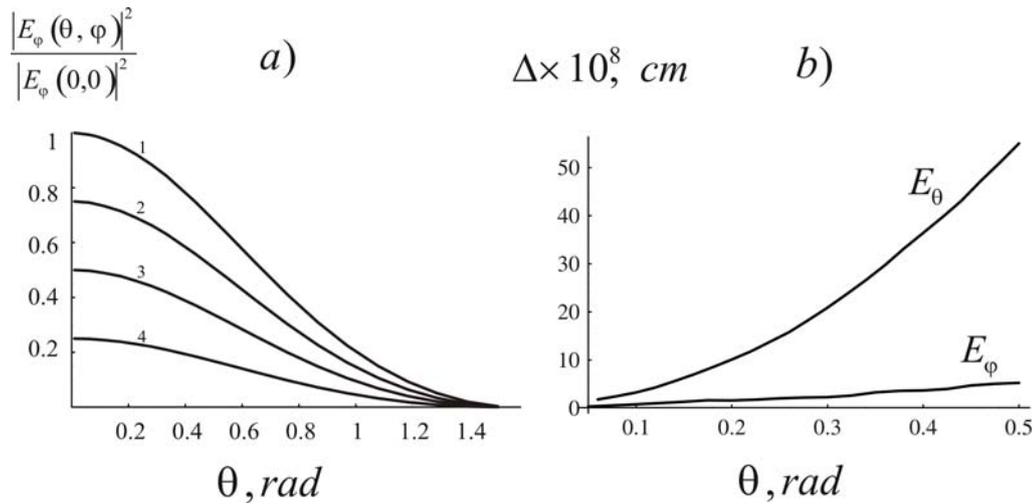


Рис.1 Зависимость нормированного квадрата модуля φ -компоненты дифрагированного поля от меридионального угла θ , при разных значениях азимутального угла $\varphi = 0.01\text{rad}$ – "1", $\pi/6\text{rad}$ – "2", $\pi/4\text{rad}$ – "3", $\pi/3\text{rad}$ – "4" – рис.а). Отклонение Δ фазового фронта волны компонент поля E_θ и E_φ от идеального фронта сферической волны в зависимости от меридионального угла, при значении азимутального угла $\varphi = 0.63\text{rad}$ – рис.б).

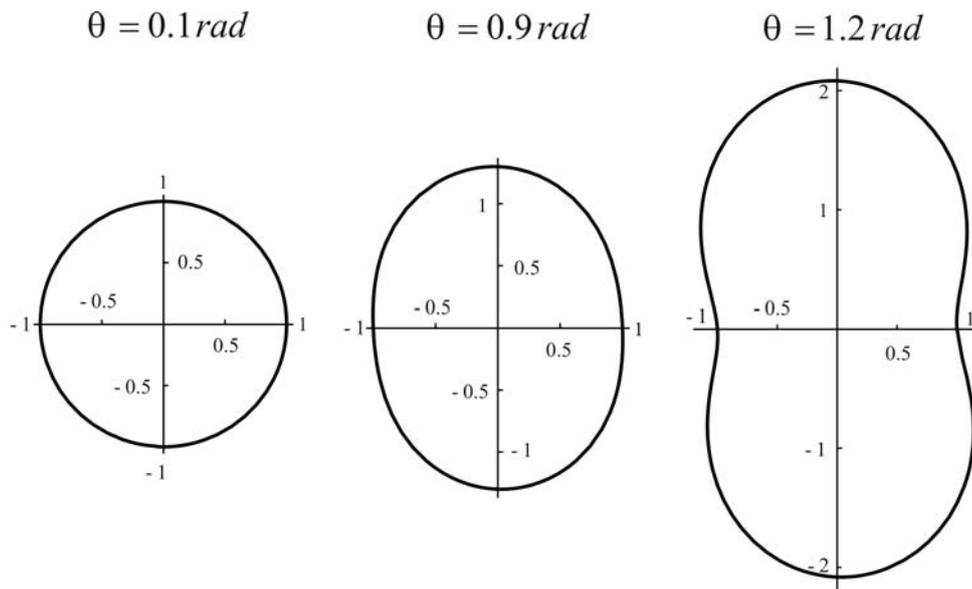


Рис.2 Зависимость нормированной суммы квадратов модулей компонент дифрагированного поля E_θ и E_φ от азимутального угла φ при различных меридиональных углах θ .

Работа поддержана РФФИ, грант № РФФИ 07-02-00190-а

[1] И.А. Дорofеев и др. «Нанофотоника и наноэлектроника» Нижний Новгород, 10-14 марта 2007, Т.2, сс.372-372

[2] I. Dorofeyev et al., Annalen der Physik, **12**, n.7-8, 421, (2003)

[3] М.Б. Виноградов и др., Теория волн. - М., «Наука», (1990)

[4] Л.А. Вайнштейн, Электромагнитные волны. – М., "Советское радио", (1957)

Исследование доменных границ типа “хвост-к-хвосту, голова-к-голове”, сформированных при различных условиях в кристаллах ниобата лития

В.В. Антипов¹, Д.В. Иржак², Л.С. Коханчик², Б.С. Редькин³, Д.В. Рощупкин²

¹Московский институт стали и сплавов, г. Москва.

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

³Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка.

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

Для формирования регулярных доменных структур (РДС) в сегнетоэлектрических кристаллах в настоящее время используются разнообразные методы. В результате их применения доменные границы формирующейся структуры обладают своими характерными свойствами. В данной работе представлены результаты исследований доменных структур типа “хвост-к-хвосту, голова-к-голове”, сформированных методом послеростовой термоэлектрической обработки [1], когда к кристаллу, нагретому до температуры, близкой к температуре Кюри, прикладывается переменное электрическое поле, и путем приложения переменного электрического поля непосредственно в процессе выращивания кристалла [2]. Исследовавшиеся доменные структуры характерны тем, что вектора спонтанной поляризации в соседних доменах направлены в противоположном направлении и перпендикулярны доменной границе. Таким образом, в кристалле присутствуют доменные границы двух типов (рис. 1): “голова-к-голове”, когда вектора спонтанной поляризации направлены навстречу друг другу (положительно заряженные границы) и “хвост-к-хвосту” в обратной ситуации (отрицательно заряженные границы).

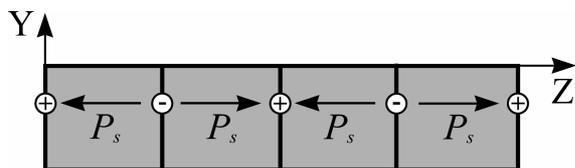


Рис. 1. Схематичное изображение расположения сегнетоэлектрических доменов в исследовавшихся кристаллах LiNbO_3 .

Для исследования границ РДС были использованы методы рентгеновской топографии и дифрактометрии, так как коротковолновое рентгеновское излучение чувствительно к деформационным искажениям на доменных границах [3, 4]. Исследования проводились на лабораторном источнике рентгеновского излучения с вращающимся медным анодом. Монокристаллизация рентгеновского излучения

осуществлялась двойным кристаллом монохроматором Si (111), после которого, пучок падал на образец под углом Брэгга, соответствующим отражению (300) для кристалла ниобата лития.

Также в работе использовался метод растровой электронной микроскопии, позволяющий исследовать свойства структур под воздействием пучка электронов [5].

На рисунке 2 представлены топограмма и карта распределения интенсивности дифрагированного рентгеновского излучения, полученные при исследовании образца кристалла ниобата лития с РДС, полученной непосредственно в процессе выращивания. Вблизи границ каждого типа наблюдается отклонение углового положение максимума

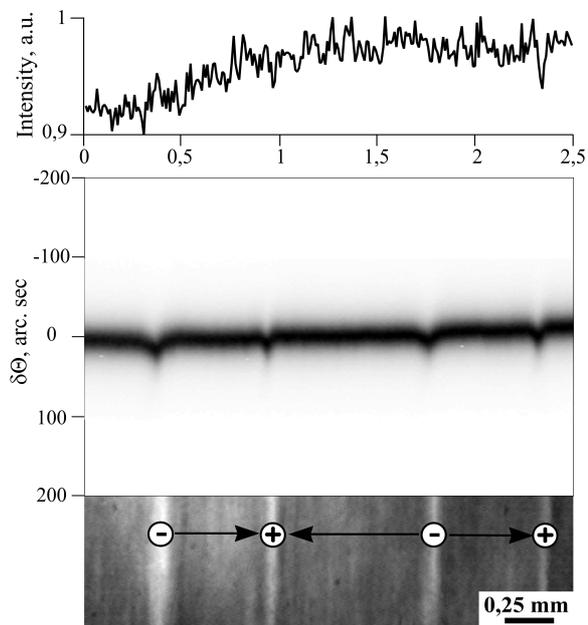


Рис. 2. Карта распределения дифрагированной интенсивности и топограмма кристалла LiNbO_3 с РДС, полученной непосредственно в процессе выращивания.

кривой качания от положения угла Брэгга для монокристаллической матрицы. Этим обусловлено наличие контраста, наблюдаемого на топограмме.

Отсутствие значительного изменения интенсивности дифрагированного излучения в области доменных границ говорит о том, что с точки зрения структурного совершенства данная область практически идентична монодоменному кристаллу. Вместе с тем, ширина деформированной области вокруг положительно заряженных границ меньше, чем у границ с противоположным знаком заряда.

При исследовании кристаллов в растровом электронном микроскопе было обнаружено, что область высокой эмиссии вторичных электронов совпадает с доменной границей типа “хвост-к-хвосту” [4], а сами доменные границы обладают зигзагообразной формой. Данная конфигурация границы является наиболее выгодной для компенсации объемного заряда, возникающего на положительно или отрицательно заряженной доменной стенке.

Результаты исследования кристалла ниобата лития с РДС, сформированной методом послеростовой термоэлектрической обработки представлены на рисунке 3. В отличие от предыдущего образца, в данном кристалле наблюдаются значительные искажения кристаллической решетки в области междоменных границ. Положительные и отрицательные доменные стенки имеют различную эффективную толщину, причем отрицательная доменная граница обладает существенно большей областью искажения кристаллической решетки по сравнению с положительной границей.

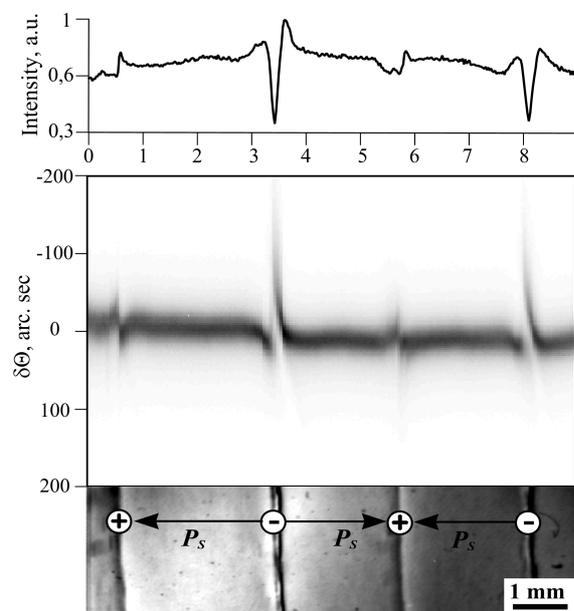


Рис. 3. Карта распределения дифрагированной интенсивности и топограмма кристалла LiNbO₃ с РДС, полученной методом послеростовой термоэлектрической обработки.

Кроме того, судя по изменению интенсивности дифрагированного излучения, в области доменной границы присутствует

значительное количество дефектов кристаллической структуры, концентрация которых так же различна для границ разного знака. В [6] это явление связывается с различной подвижностью положительно и отрицательно заряженных собственных точечных дефектов, присутствующих в конгруэнтных кристаллах ниобата лития.

Исследования данного образца с использованием растрового электронного микроскопа показали, что доменная граница, во отличие от предыдущего кристалла, более гладкая. Данный результат согласуется с предположением о компенсации объемного заряда при помощи точечных дефектов.

Таким образом, в ходе проведенных исследований было обнаружено, что характер искажения кристаллической решетки существенным образом зависит от метода формирования доменной структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты 07-02-00318-а и 06-02-16104-а

- [1] N.A. Sorokin, V.V. Antipov., A.A. Blistanov, *Ferroelectrics*; **167**, 267 (1995).
- [2] Редькин Б.С., Иржак Д.В., Рошупкин Д.В., *Известия академии наук. Серия физическая*, **68**, 839 (2004).
- [3] Антипов В.В., Иржак Д.В., Рошупкин Д.В., Щетинкин С.А., *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, №2, 61 (2006).
- [4] D. Irzhak, D. Roshchupkin, D. Punegov, *Ferroelectrics*, **351**, 163 (2007).
- [5] L. Kokhanchik; D. Irzhak, *Ferroelectrics*, **352**, 134 (2007).
- [6] Antipov, V. V.; Blistanov A. A., Roshchupkina, E. D., Tucoulou R., Ortega L., Roshchupkin D. V., *App. Phys. Lett.*, **85**, 5325 (2004).

Применение новых фокусирующих многослойных структур для рентгеновской и ВУФ спектроскопии лазерной плазмы

Ю.Э. Бороздин¹, Е.Д. Казаков¹, В.И. Лучин², Н.Н. Салашенко²,
В.В. Чернов², Н.И. Чхало², А.П. Шевелько¹, О.Ф. Якушев¹

¹Институт физики микроструктур РАН, Н.Новгород, Россия

²Физический институт им. П.Н.Лебедева, Москва, Россия

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

В спектральных исследованиях слабоинтенсивных рентгеновских источников излучения наиболее эффективны фокусирующие схемы спектрометров. Светосильный в широком диапазоне спектра ($\lambda = 0.1 - 1.0$ нм) спектрометр Гамоша с цилиндрически изогнутым кристаллом слюды в качестве дисперсионного элемента (рис.1) успешно использовался для регистрации спектров рентгеновского излучения, возникающего при воздействии на мишень наносекундных [1] и фемтосекундных лазерных импульсов [2].

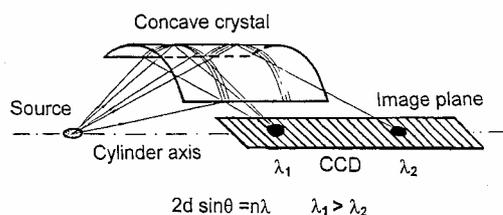


Рис.1. Схема рентгеновского фокусирующего спектрометра, выполненного по схеме Гамоша.

Однако малое межплоскостное расстояние d в кристаллах ограничивает сверху регистрируемый диапазон длин волн величиной $2d \approx 2.5$ нм, т.к. максимальная величина $2d$ для природных кристаллов равна $2d = 2.66$ нм (КАР). В работах [3,4] было предложено и реализовано использование в качестве дисперсионного элемента вместо кристалла слюды многослойного рентгеновского зеркала. У многослойной структуры (МС) на основе W/B₄C с периодом $d = 1.2$ нм, при меньшем, чем у слюды, спектральном разрешении (230 против 800 на длине волны 0.84 нм), оказался более высокий интегральный коэффициент отражения, что существенно при диагностике слабоинтенсивных источников. Использование подобных МС особенно перспективно в фокусирующих спектрометрах длинноволнового диапазона, где отсутствуют естественные кристаллы, например, в “водяном окне” ($\lambda = 2.3 - 4.4$ нм).

В настоящей работе в качестве дисперсионного элемента для диапазона $\lambda = 3 - 4$ нм применено многослойное рентгеновское зеркало на основе МС, состоящей из 130 пар слоев Cr и Sc с периодом $d = 3.75$ нм. Цилиндрическая

структура изготавливалась методом магнетронного напыления на поверхность тонкой, толщиной 15 мкм, слюды с последующим изгибом на малый радиус.

На стенде, в состав которого входили рентгеновская трубка с анодом из титана, спектрометр-монокроматор РСМ-500, вакуумный рефлектометр и детекторы излучения [5], измерялись спектральные характеристики тестового зеркала на плоской кремниевой подложке. По результатам угловых измерений коэффициента отражения оценивалось спектральное разрешение зеркала: $\lambda/\Delta\lambda = 64$ для линии $\lambda(\text{Ti } L_{\alpha}) = 3.14$ нм. Пиковое значение коэффициента отражения зеркала составило $R_{\text{max}} = 27.4\%$ при угле скольжения $\theta = 25.14^\circ$. Спектральные характеристики цилиндрических зеркал на слюде определялись по результатам измерений параметров лазерно-плазменного источника.

Лазерная плазма создавалась при фокусировке излучения второй гармоники лазера на Nd стекле (длительность импульса 2 нс, размер облученной площадки 20 мкм) на массивную магниевую или полиэтиленовую мишень.

Рентгеновские спектры лазерной плазмы исследовались с помощью спектрометра Гамоша [1] с многослойным Cr/Sc цилиндрическим зеркалом в качестве дисперсионного элемента. В схеме Гамоша используется кристалл, изогнутый по цилиндру с радиусом 20 мм, а источник излучения и плоскость регистрации лежат на оси цилиндра. Излучение от источника на различных длинах волн, после отражения от дуги кристалла, фокусируется в точку на оси спектрометра. В качестве детектора излучения использовалась ПЗС линейка Toshiba TCD 1304AP, имеющая 3724 элемента 8 мкм шириной и 200 мкм высотой каждый. Для расширения динамического диапазона детектора (вплоть до $\lambda = 3 - 4$ нм) активная область ПЗС детектора соединялась с волоконной шайбой, на которую наносился тонкий слой (~10 мкм) люминофора. Для защиты от излучения УФ и видимого диапазона был специально изготовлен свободновисящий многослойный Cr/Sc фильтр с окном прозрачности $\lambda = 2.2 - 5$ нм [6].

Фокусирующая геометрия спектрометра наряду с высокой эффективностью ПЗС детектора обеспечивают высокую чувствительность

прибора: эффективность спектрометра может превышать эффективность схемы с плоским кристаллом и с фотографической регистрацией спектра в $10^4 - 10^6$ раз [1]. Это позволяло регистрировать рентгеновские спектры в наших экспериментах при малых энергиях лазерного импульса (вплоть до 1 мДж).

На рис. 2 и 3 приведены примеры спектров излучения плазмы углерода и алюминия. Спектрального разрешения Cr/Sc зеркала ($\lambda/\Delta\lambda = 66$ при $\lambda = 3.5$ нм и $\lambda/\Delta\lambda = 92$ при $\lambda = 4$ нм) оказалось достаточно для наблюдения резонансных линий [H]- и [He]- подобных ионов и перехода (1-3) в [He]-подобном ионе углерода.

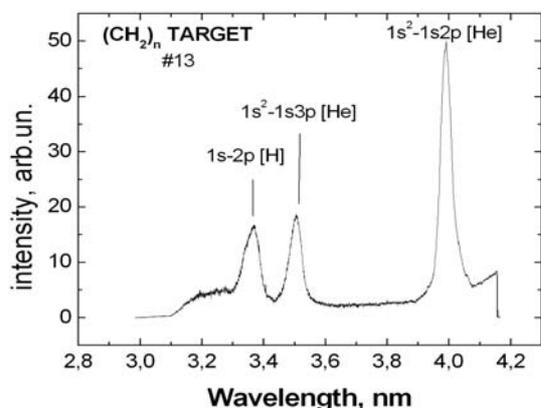


Рис.2. Спектр [H-] и [He-] подобных ионов углерода при энергии лазерного импульса. $E = 7$ мДж.

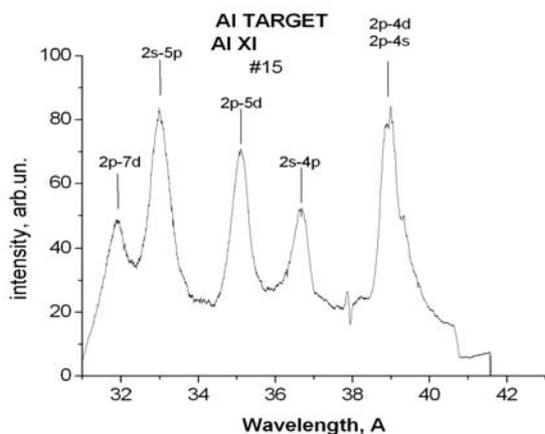


Рис.3. Спектр [Li-] подобных ионов Al при $E = 20$ мДж.

Анализ спектра в узком участке позволяет по относительным интенсивностям спутников и линий ионов различной кратности определять температуру и плотность электронов, исследовать ионизационное равновесие и установить наличие стационарности или изучать динамику развития плазмы [7, 8]. Определенные трудности в этом

методе возникают при измерении малых электронных температур $T_e < 100$ эВ. При этом надо использовать спектры ионов легких элементов, а для них существенно уменьшаются относительные интенсивности спутниковых линий.

В настоящей работе продемонстрирована возможность регистрации спектров плазмы легких ионов. Обработка спектров, приведенных на рис.2, позволила определить электронную температуру углеродной плазмы. Температура электронов, измеренная по отношению интенсивностей переходов (1-2) в [H]-подобном и (1-3) в [He]-подобном ионах, составила величину $T_e = 60$ эВ [9].

Проведенные исследования показали перспективность применения МС в фокусирующих спектрометрах. Использование в качестве дисперсионных элементов многослойных интерференционных структур с различными межплоскостными расстояниями $d = 1 - 13$ нм обеспечит спектральные измерения в мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазоне. При умеренном спектральном разрешении ($\lambda/\Delta\lambda \sim 100$) такие спектрометры, благодаря своим фокусирующим свойствам и применению нового ПЗС детектора, обладают большой эффективностью. Применение новых спектрометров позволяет измерять температуру электронов в диапазоне $T_e = 50 - 100$ эВ, реализуемую в плазменных источниках для микроскопии и проекционной ЭУФ литографии.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 07-02-00992 и программы Президиума РАН "Фемтосекундная оптика и физика сверхсильных лазерных полей".

[1] Shevelko, A.P., Kasyanov, Yu.S., Yakushev, O.F., and Knight, L.V., Rev. Sci. Instrum., **73**, 3458 (2002).

[2] Агранат М.Б., Андреев Н.Е., Ашитков С.И. и др., Письма в ЖЭТФ, **83**, 80 (2006).

[3] Бибишкин М.С., Казаков Е.Д., Лучин В.И. и др., Материалы X Симпозиума «Нанофотоника и наноэлектроника – 2006», Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2006, с. 356.

[4] Бибишкин М.С., Казаков Е.Д., Касьянов Ю.С. и др. Материалы XI Симпозиума «Нанофотоника и наноэлектроника – 2007», Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2007, т. 2, с. 378.

[5] Бибишкин М.С., Забродин И.Г., Зуев С.Ю. и др., Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исслед., № 2, 23 (2005).

[6] Зуев С.Ю., Клюенков Е.Б., Лопатин А.Я. и др., Настоящий сборник.

[7] Пресняков Л.П., УФН **119**, 49 (1976).

[8] Вайнштейн Л.А., Сафронова У.И., Урнов А.М. Труды ФИАН **119**, 13 (1980).

[9] Бороздин Ю.Э., Казаков Е.Д., Лучин В.И. и др. Письма в ЖЭТФ, **87**, 33 (2008).

Многослойные свободновисящие фильтры с окнами прозрачности в диапазоне 2.2 – 20 нм

С.Ю. Зуев, Е.Б. Ключенков, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, Н.Н. Салащенко, Н.Н. Цыбин, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, ул. Ульянова 46, Нижний Новгород, Россия
e-mail: lopatin@ipm.sci-nnov.ru

Свободные субмикронные пленки используются для ослабления УФ, видимого и ИК-излучения – фонового для спектральных приборов и изображающей оптики мягкого рентгеновского (МР) и экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) диапазонов. Тонкопленочные абсорбционные фильтры являются необходимыми элементами схем, включающих многослойные рентгеновские зеркала. Обычно рабочий диапазон фильтра невелик и задается полосой отражения зеркала при определенном угле падения излучения, но в ряде экспериментов требуется применение широкополосных фильтров. Они входят, например, в состав обзорных спектрометров на основе многослойных дисперсионных элементов.

В настоящей работе сообщается о разработке набора свободновисящих фильтров для диапазона $\lambda = 2.2 - 20$ нм, их спектральные свойства проиллюстрированы рис. 1.

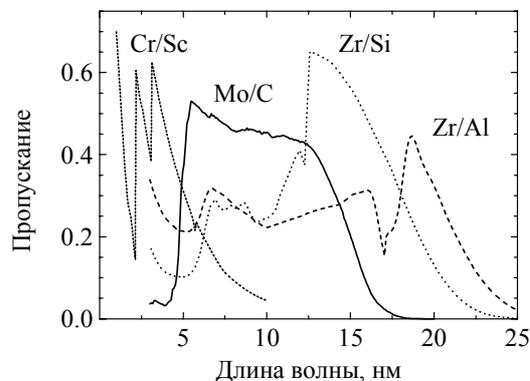


Рис.1 Расчетные спектры пропускания ряда свободновисящих многослойных структур: Cr/Sc с количеством периодов $N = 52$, толщиной слоев материалов в периоде $h_{Cr} = 1.9$ нм, $h_{Sc} = 1$ нм; Mo/C ($N = 58$, $h_{Mo} = 2$ нм, $h_C = 0.6$ нм); Zr/Si ($N = 34$, $h_{Zr} = 3.2$ нм, $h_{Si} = 1.2$ нм); Zr/Al ($N = 11$, $h_{Zr} = 5.5$ нм, $h_{Al} = 3.6$ нм).

Свободновисящий многослойный Cr/Sc фильтр с окном прозрачности $\lambda = 2.2 - 5$ нм предназначен для оснащения светосильного спектрометра Гамоша с многослойным дисперсионным элементом [1]. Используемая методика изготовления свободновисящих многослойных структур [2] была разработана для создания фазовращателей мягкого рентгеновского диапазона [3] и применялась ранее в технологии получения свободновисящих

многослойных Zr/Si фильтров большой апертуры для ЭУФ диапазона [4]. Первый этап изготовления фильтра – магнетронное напыление Cr/Sc многослойной структуры ($d = 2.9$ нм, $N = 63$) на кремниевую подложку с предварительно нанесенным подслоем. На следующем этапе подслоя растворяется в процессе жидкого селективного травления, затем пленка извлекается из жидкости и размещается на стеклянной рамке с прямоугольным отверстием 18×46 мм². Расчетный коэффициент пропускания фильтра в рабочем диапазоне спектрометра $\lambda = 3.2 - 4.2$ нм составляет $T = 25 - 15$ % при угле скольжения $26 - 35^\circ$. Фильтр толщиной 200 нм обеспечивает надежную блокировку фонового излучения УФ, видимого и ближнего ИК-диапазона на уровне не хуже 10^{-6} .

Применение широкополосных фильтров оказывается необходимо при диагностике новых источников, длина волны которых заранее не известна. Нами разработаны свободновисящие фильтры на основе многослойных структур Mo/C и Zr/Al с окнами прозрачности в диапазоне $\lambda = 5 - 20$ нм для экспериментов по регистрации ЭУФ излучения, генерируемого при отражении лазерного импульса от нелинейной плазменной волны (релятивистского зеркала) [5].

Прозрачность широкополосных фильтров в МР и ЭУФ диапазонах измерялась решеточным дифрактометром скользящего падения РСМ-500 с источником – рентгеновской трубкой. В качестве материалов анода использовались графит, молибден, кремний и алюминий. Измеренные данные пропускания структуры Mo/C хорошо согласуются с расчетными значениями (рис. 2).

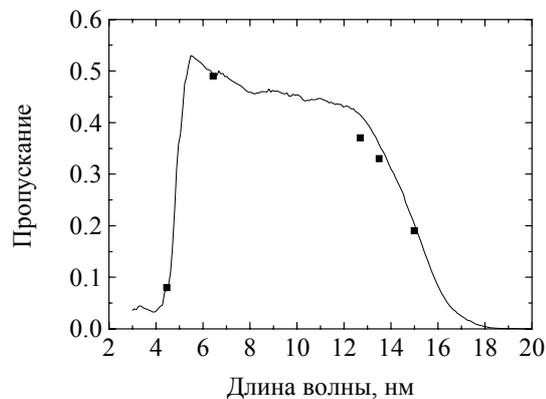


Рис.2 Измеренная прозрачность Mo/C фильтра ($N = 58$, $h_{Mo} = 2$ нм, $h_C = 0.6$ нм) в сравнении с расчетом.

Разработанные многослойные фильтры Zr/Al характеризуются наибольшей полосой пропускания. Использование алюминия – материала с высоким поглощением ИК, видимого и УФ излучения и полосой прозрачности в области $\lambda > 17$ нм – позволило существенно уменьшить толщину Zr в структуре при сохранении высоких блокирующих свойств фильтра по отношению к фоновому излучению. Измеренное пропускание Zr/Al структуры общей толщины 100 нм с объемным содержанием алюминия 40% при $\lambda = 633$ нм составляет $T = 1.2 \cdot 10^{-4}$. Для данной пары материалов были найдены соотношения толщин, обеспечивающие высокую равномерность пропускания во всем диапазоне 2.2 – 20 нм. Период структуры выбирался равным 9.1 нм, чтобы за счет брэгговского резонанса уменьшить скачок пропускания фильтра на длине волны края поглощения Al ($\lambda = 17$ нм). Результаты измерений прозрачности Zr/Al фильтра в интервале $\lambda = 12.5$ – 20.5 нм приведены на рис. 3. Значительное несоответствие между измеренным и расчетным спектрами объясняется, в частности, недостаточным спектральным разрешением измерительной схемы и меньшей, чем дает расчет, величиной резонансного отражения от структуры.

Таким образом, методика получения свободновисящих многослойных структур позволяет изготавливать фильтры ЭУФ и МР излучения с полосами прозрачности в пределах диапазона 2.2 – 20 нм, в том числе и полностью перекрывающие указанный диапазон. Продемонстрирована возможность коррекции спектра пропускания фильтров в рабочей области за счет использования брэгговского отражения. Планируется изготовление многослойных тонкопленочных фильтров Al/Si на диапазон 17 – 60 нм.

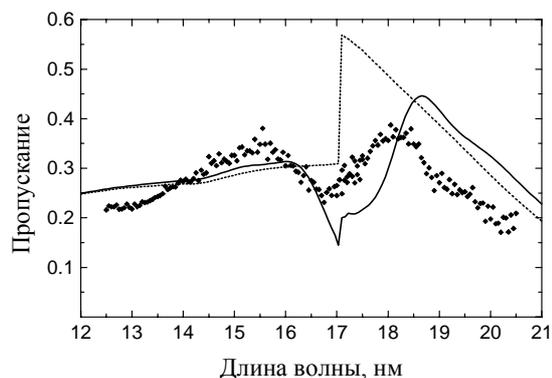


Рис.3 Пропускание фильтра Zr/Al ($N = 11$, $h_{Zr} = 5.5$ нм, $h_{Al} = 3.6$ нм) по данным измерений (\blacklozenge) и расчетная зависимость (сплошная линия). Пунктир - расчет пропускания нерезонансной структуры той же толщины ($h_{Zr} = 60.5$ нм, $h_{Al} = 39.6$ нм)

Работа поддержана РФФИ, грант № 07-02-00992.

- [1] Бороздин Ю.Э., Казаков Е.Д., Лучин В.И. и др. Настоящий сборник
- [2] Андреев С.С., Бибишкин М.С., Зорина М.В. и др. Материалы совещания «Рентгеновская оптика – 2003». Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2003. С.173.
- [3] Андреев С.С., Бибишкин М.С., Kimura H. и др. Известия РАН. Серия физическая. **69**, 207 (2005).
- [4] Бибишкин М.С., Зуев С.Ю., Климов А.Ю. и др. Материалы симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника». Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2005. Т.2. С.497.
- [5] Ragozin, E.N., Pirozhkov, A.S., Yogo, A. et al. Материалы симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника». Нижний Новгород: ИФМ РАН, 2007. Т.2. С.359.

Зонные пластинки с четными порядками дифракции

Е.В. Шулаков, А.В. Куюмчян

Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка, Московская область, Россия
e-mail: shulakov@ipmt-hpm.ac.ru

ВВЕДЕНИЕ

Для улучшения основных параметров зонных пластинок – разрешающей способности и пиковой интенсивности в фокальном пятне – могут быть использованы составные зонные пластинки. Для этих целей зонную пластинку с фокусным расстоянием f в первом порядке дифракции окружают дополнительными зонами, которые имеют то же фокусное расстояние f , но в более высоком порядке дифракции. Стандартные зонные пластинки Френеля и Соле не дают вклада в четные порядки дифракции и обычно используются сочетания: первый + третий или первый + третий + пятый порядки [1]. Изменить эту ситуацию возможно, если включить в рассмотрение понятие о скважности зон.

В настоящей работе рассматривается более общий случай составных зонных пластинок, включающий использование зонных структур со скважностью отличной от 1/2 и четных порядков дифракции, а также коррекцию размера первой зоны внутренней составляющей. Показано, что такие составные пластинки позволяют значительно повысить долю фокусируемой энергии при существенном снижении уровня фона. Эксперимент по изучению оптических свойств таких пластинок был выполнен на синхротроне Spring-8, Япония.

ТЕОРИЯ

Определим внешние границы полузон r_{mn} для составляющей зонной пластинки, работающей в m -порядке дифракции, как [2,3]:

$$r_{mn} = \begin{cases} r_{m0} + \sigma(mn - j - B)^{1/2}, & n - \text{нечетное} \\ r_{m0} + \sigma(mn - B)^{1/2}, & n - \text{четное} \end{cases} \quad (1)$$

здесь r_{m0} - размер нулевой зоны, $\sigma = (\lambda f)^{1/2}$, λ - длина волны рентгеновского излучения, f - фокусное расстояние, m - порядок дифракции, n - номер полузоны. Параметр j связан со скважностью S соотношением: $S = (m-j)/2m$. $B = 0.34$ – оптимизирующий параметр для линейных зонных пластинок. Будем обозначать составляющую зонной пластинки с параметрами m и j как m,j , а величину r_{m0} считать равной внешним размерам соседней внутренней составляющей.

Введение параметра B позволяет на 7-10% увеличить интенсивность, собираемую в главном фокусе. При этом для линейных фазовых пластинок дифракционная эффективность становится выше теоретического предела, а также улучшаются их оптические

характеристики [3]. Изменяя скважность можно варьировать дифракционную эффективность разных порядков. Внешние составляющие со скважностью отличной от 1/2 позволяют использовать в составной зонной пластинке любые порядки дифракции, включая четные, с максимальной эффективностью $\epsilon = 4/\pi^2 m^2$ (для фазовых зонных пластинок). Критерий отбора по параметру j в этом случае имеет вид:

$$|j| = \begin{cases} 0, 2, 4, \dots < m, & m - \text{нечетное} \\ 1, 3, 5, \dots < m, & m - \text{четное} \end{cases} \quad (2)$$

Предположим, что технологический предел изготовления зонной структуры определяется при $j \geq 0$ шириной четных внешних полузон (например, из-за высокого аспектного отношения) и равен d . Тогда максимально возможный размер апертуры D для составляющей m,j равняется:

$$D_{mj} = D_{10}(m + j), \text{ где } D_{10} = \sigma^2 / d \quad (3)$$

Из выражений (2) и (3) следует, что в составной зонной пластинке составляющая со вторым порядком дифракции и $j = 1$ ($S = 1/4$) может использоваться вместо составляющей третьего порядка с $j = 0$ ($S = 1/2$), а третий порядок с $j = 2$ ($S = 1/6$) вместо пятого с $j = 0$ ($S = 1/2$) и т.д.

В таблице 1 приводятся данные для одно и двух компонентных линейных фазовых зонных пластинок, $r_{10} = 0$. Даны отношения размеров, максимальных интенсивностей и фона нулевого порядка в окрестности главного фокуса в сравнении с пластинкой первого порядка.

Таблица 1.

№	Зонная пластинка	D/D ₁₀	I/I ₁₀	I ₀ /I ₁₀ %
1	1.0	1	1	0
2	3.0	3	1	0
3	2.1	3	1	25
4	1.0+3.0	3	2.78	0
5	1.0+2.1	3	4	0

Из таблицы видно, что вариант 1.0 + 2.1 превосходит по интенсивности пластинку с первым порядком дифракции в 4 раза и стандартную составную пластинку 1 + 3 на 43%.

Для расчета использовались формулы:

$$I_0 = I_{10}(j/m)^2 \quad (4)$$

$$I(x) = \left| \sum_{j=1}^M E_m(x) \right|^2 \quad (5)$$

Здесь $E_m(x)$ – вклад от составляющей, работающей в m – порядке дифракции. Амплитуда $E_m(x)$ дается формулой:

$$E_m(x) = q_2 \Phi_{mN_m} - \sum_{k=n_m}^{N_m-1} (-1)^k (q_2 - q_1) \Phi_{mk} \quad (6),$$

где n_m и N_m – номера номера полузон и их количество в m – составляющей составной пластинки, q_2 и q_1 – комплексные коэффициенты прохождения для четных и нечетных полузон, соответственно. Функция Φ_{mk} имеет вид:

$$\Phi_{mk} = \frac{1}{\sqrt{2}} [F(\eta_2) - F(\eta_1)] \quad (7)$$

где $F(\eta)$ – интеграл Френеля, $\eta_{2,1} = (\sqrt{2}/\sigma)(r_{mk} \pm x)$.

Эксперимент и обсуждение результатов

Зонные пластинки изготавливались из кремния с ориентацией (100) и толщиной 450 мкм. С помощью электроннолучевой литографии и взрывной операции (lift-off) была сформирована мембрана толщиной 8 мкм и на ней структура зонной пластинки. Были изготовлены две линейные зонные пластинки с первым и вторым порядками дифракции для излучения 0.124 нм и фокусного расстояния $f = 60$ см. Внешняя апертура – 373 мкм, апертура внутренней составляющей – 124 мкм. Ширины последних зон первого и второго порядков равны 0.59 мкм, количество полузон первого и второго порядков – 52 и 208, соответственно. При соотношении $N_2 = 4N_1$ обе составляющие дают одинаковый по величине вклад в фокус. Вторая зонная пластинка отличалась от первой тем, что внешняя составляющая начиналась со второй полузоны. Как следствие, между первой и второй составляющими был создан фазовый сдвиг на π с целью убедиться, что в составной пластинке работает вся апертура, т.е. отсутствует потеря дальнего порядка.

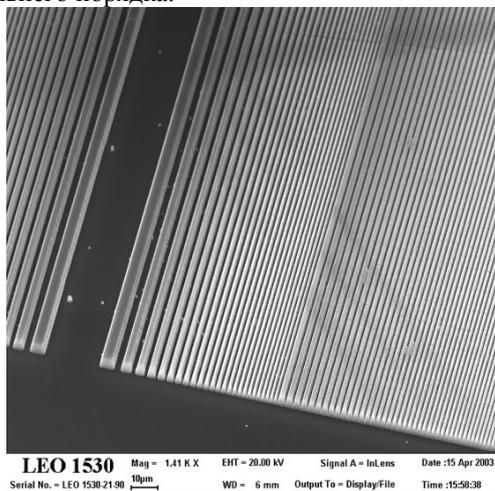


Рис.1. РЭМ изображение составной линейной зонной пластинки с 1 и 2 порядками дифракции.

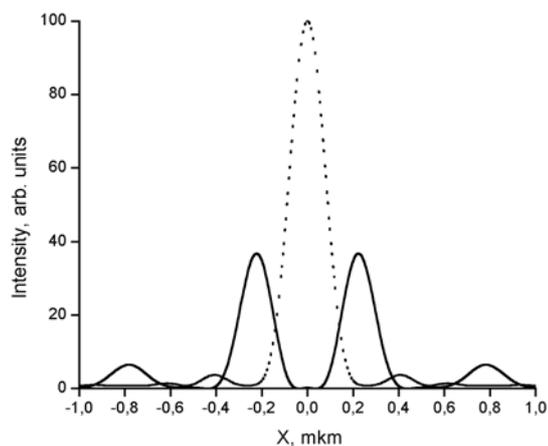


Рис.2. Теоретическая зависимость интенсивности в главном фокусе зонных пластинок 1 (точки) и 2 (сплошная линия)

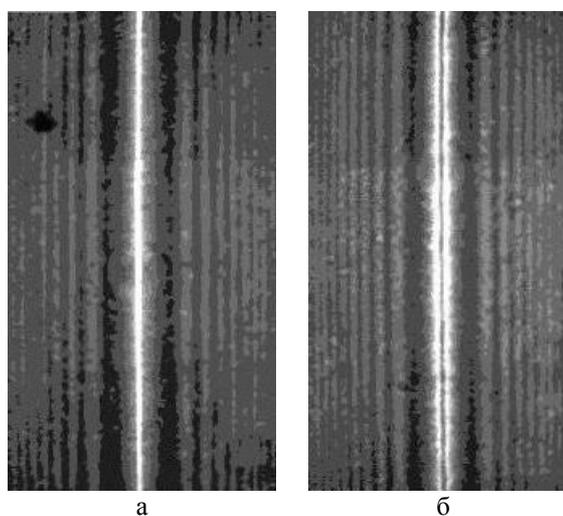


Рис. 3. Экспериментальные изображения зонных пластинок 1 и 2 в главном фокусе.

Рис. 3б демонстрирует, что в центре изображения существует глубокий минимум, т.е. вклады в фокус составляющих 1 и 2 порядка равны.

Выводы.

Использование внешних составляющих с переменной скважностью позволяет использовать в составной пластинке любые порядки дифракции с максимальной эффективностью. Внешние составляющие с $S \neq 1/2$ создают в области главного фокуса меньший фон, поскольку значительная часть интенсивности уходит в нулевой порядок, который экранируется внутренней составляющей, работающей в первом порядке дифракции.

Работа поддержана грантами РФФИ № 06-02-17406 и № 07-02-01015.

1. A.G.Michette. Optical Systems for Soft X-Rays. // Plenum Press: New York. 1986, 351 p.
2. E.V.Shulakov, V.V.Aristov. // Surface Investigation. 1997. Vol 12. pp. 303-309.
3. E.V.Shulakov, V.V.Aristov. // Surface Investigation. 1997. Vol 12. pp. 312-316.

Простой метод изготовления тонкопленочных рентгеновских фильтров

А.В. Митрофанов, Ф.А. Пудонин

Физический ин-т им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Россия

e-mail mitrofa@sci.lebedev.ru

Стандартная процедура изготовления тонкопленочного рентгеновского фильтра основана на напылении на массивную подложку тем или иным способом одного или нескольких функциональных слоев с последующим отделением слоя или структуры от подложки. Подложка служит для формирования плоской геометрии поверхности фильтра, снятия теплового удара, которым сопровождается термическое или магнетронное напыление, уменьшения остаточных напряжений в слоях фильтра и т.д.[1]. Отделение тонких субмикронных слоев большой площади от подложки – это наиболее трудоемкая операция при изготовлении тонкопленочных фильтров и окон рентгеновских детекторов. Прямое напыление материала с характерной скоростью порядка одного – нескольких нм в минуту или более на сверхтонкие органические пленки из-за малой теплоемкости образца и плохой теплопроводности полимеров [2] приводит к заметным дефектам или разрушению фильтра. В данной работе предлагается решение проблемы теплового удара при напылении с помощью использования в качестве не удаляемой подложки из мелкоструктурного пористого радиатора, выполненного на основе трековой полимерной мембраны.

Рассмотрим задачу нагрева образца и отвода тепла, возникающую при напылении металла, например алюминия на свободную полимерную пленку толщиной δ , натянутую на кольцо диаметром $d = 2R$, которое поддерживается при постоянной температуре T_1 (или от которого обеспечивается хороший отвод тепла).

Пусть $Q_k = m_t \omega$ - плотность теплового потока на поверхности пленки из-за конденсации паров металла. Здесь $m_t = \rho^* \delta_t^*$ - скорость осаждения вещества на подложку, ω - полная энергия, выделяемая при конденсации напыляемого вещества на подложку и рассчитанная на единицу массы, ρ^* - плотность покрытия, δ_t^* - скорость напыления. Здесь не учитывается нагрев образца излучением от источника паров металла. При термическом напылении величина ω равна примерно плотности энтальпии атомизации вещества [3]:

$$\omega = c_1 \Delta T_1 + L + c_2 \Delta T_2 + q, \quad (1)$$

где c_1 и c_2 - удельные теплоемкости металла-покрытия в твердой и жидкой фазе, соответственно, ΔT_1 - разность температур плавления и конденсации, ΔT_2 - разность температур испарения и плавления, L и q - удельная теплота плавления и парообразования. Так, для Al величина ω , рассчитанная по формуле (1) равна около 15 МДж/кг или 40 ГДж/м³ [3], т.е. 4.1 эВ/атом. При напылении в газовом разряде в высокочастотном поле (магнетронном распылении) атомы распыляемого вещества при падении на подложку имеют энергию, как правило, несколько эВ/атом. Поэтому тепловая нагрузка на образец получается в 2- 3 раза больше, чем величина, рассчитанная по формуле(1).

Тонкопленочные рентгеновские фильтры в зависимости от назначения имеют толщину слоя металла δ^* или функциональных слоев (в случае многослойной структуры) порядка нескольких десятков – сотен нм, а скорость напыления δ_t^* при изготовлении фильтра может достигать величины 100 нм/с [1]. Тепловая нагрузка при напылении в этом случае более чем в 2.5 – 3 раза превышает так называемую солнечную постоянную $\alpha = 1370$ Вт/м². Для фильтров в мягкой рентгеновской области обычно $\delta \leq \delta^*$, либо слой полимера после напыления полностью удаляется, т.е. $\delta = 0$.

Пусть тепловая нагрузка ω мала и пленка не разрушается от перегрева. В начальный момент времени t , когда толщина слоя $\delta^*(t) \approx 0$ и его тепловое сопротивление велико, радиальный профиль температуры образца описывается оценочной формулой:

$$T(r) = T_1 + \rho^* \delta_t^* \omega (R^2 - r^2) / 4\lambda\delta, \quad (2)$$

где λ - коэффициент теплопроводности полимерной пленки. Это выражение получено в линейном приближении без учета потерь тепла излучением, так как пленка очень тонкая и прозрачная для теплового излучения. Максимальный нагрев образца в центре кольца:

$$\Delta T_{\max} = T_{\max} - T_1 = \rho^* \delta_t^* \omega d^2 / 4\lambda\delta. \quad (3)$$

На рис.1 приведены изотермы нагрева $\Delta T = \text{const}$ пленки поливинилформаль (60 нм)

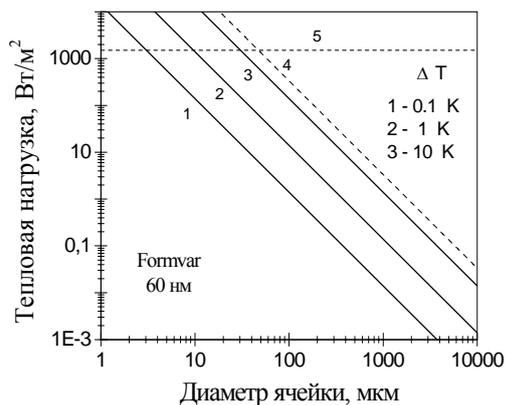


Рис.1. Оценки по формуле (3) тепловых нагрузок, приводящих к перегреву ΔT_{\max} пленки формвара толщиной 60 нм в зависимости от диаметра образца d ,

в координатах $Q_k - d$. Если диаметр d мал, то задачу можно считать стационарной: время $\tau \approx d^2 \rho C_p / 4\lambda$ установления профиля температуры (2) всегда меньше времени t_c нагрева пленки до момента, когда возможна деструкция полимера. Соотношению $\tau \approx t_c$, полученному без учета потерь тепла, соответствует прямая 4. Пунктиром 5 показана постоянная α , это приблизительно уровень мощности потока для «взрывного» термического напыления, позволяющего получать Al фильтры высокого качества [1].

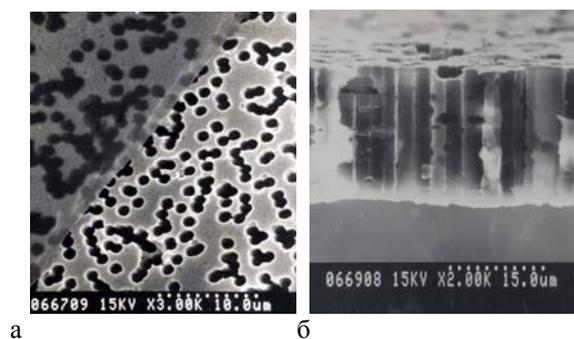


Рис.2 а. Электронная микрофотография поверхности трековой мембраны с диаметром пор $d=1.3$ мкм. Вверху слева показано сплошное родиевое покрытие толщиной 80 нм. Напыление Rh на мембрану с подслоем формвара ($\delta = 60$ нм) в ВЧ газовом разряде со скоростью $\delta_t^* \approx 0.1$ нм/с при $T_1 = 70$ градусов. Рис.2 б – изображение одного из сколов трековой мембраны – пористой подложки рентгеновского фильтра.

Таким образом, задача нанесения покрытия на сверхтонкую пленку сводится к напылению

этого слоя на массивную подложку, для которой тепловые нагрузки, показанные на рис.1, уже не критические, а умеренные. Выбор опорных структур со значениями d на микронном уровне - не единственное условие решения тепловой задачи, возникающей при напылении. Требуется еще отводить тепло от образца при температуре T_1 , которая не может быть слишком высокой по целому ряду причин. Но проблема охлаждения массивной подложки решается уже известными способами с применением охлаждающих сред, сбросом тепла излучением обычным способом [4,5] или по схеме геометрии ближнего поля когда ИК фотоны туннелируют в малом зазоре[6] или при неплотном контакте металлизированной пленки с холодным радиатором.

В данной работе применялись пористые полимерные подложки, изготовленные из трековых мембран[7] со сквозными порами цилиндрической формы (рис.2). Известно, что пористые радиаторы с теплоносителем в порах используются для защиты элементов силовой оптики [8]. В нашем случае пористая среда служила для транспорта в каналах пор рабочего излучения рентгеновского диапазона, так и для радиационного сброса тепла в более холодное окружение на стенки камеры. Высокое значение \mathcal{E} поверхности подложки с тыльной стороны образца обеспечивалось выбором толщины мембраны из полиэтилентерефталата (ПЭТФ), поглощение которого велико в спектральной области 5 – 10 мкм [4]. Из-за отражений на фронтальной поверхности фильтра и рассеяний в пористой полимерной матрице оптический путь ИК фотонов увеличивался. Тем самым обеспечивался эффективный сброс тепла с образцов при низкой рабочей температуре подложки $T_1 \approx 350$ К.

[1] Сборник «Космическая оптика» под ред. Аблекова В.К., М.: Машиностроение (1980) 243.
 [2] Теплофизические и реологические характеристики полимеров. Справочник под ред. Липатова Ю.С., Киев: Наукова думка (1972).
 [3] Ройх И.Л., Колтунова Л.Н., Федосов С.Н.. Нанесение защитных покрытий в вакууме, М.: Машиностроение (1980) 21.
 [4] Sala Aleksander. Radiant Properties of Materials. Elsevier, Amsterdam (1986) 47.
 [5] Li R. et al. Radiation Physics and Chemistry, **76**, 1200 (2007).
 [6] А.И.Волокитин, Б.Н.Дж.Персон. УФН, 177, № 9, 923 (2007).
 [7] Митрофанов А.В., Апель П.Ю., Блонская И.В., Орелович О.Л., ЖТФ, **76**, вып.9, 121 (2006).
 [8] Rosenfeld J.H., North M.N., Optical Engineering **34**, 335 (1995).

Математическая модель распределения элементов по глубине в задаче рентгенофотоэлектронной спектроскопии с угловой зависимостью

Ю.А.Бабанов¹, О.М.Немцова², Л.Н.Ромашев¹, В.В.Устинов¹

¹Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

²Физико-технический институт, Ижевск, Россия

e-mail: Nemtsova@fnms.fti.udm.ru

В работе показана принципиальная возможность определения концентрационного профиля интерфейсов в мультислойных наноструктурах по данным угловой зависимости рентгенофотоэлектронных спектров. Интенсивность рентгеновской фотоэлектронной линии внутреннего уровня записывается в виде

$$I_M(C, \theta) = F(C)\sigma(C)\rho_0 \int_0^M p(z, C) \exp\left[\frac{-z}{\lambda_c(C) \cos \theta}\right] dz,$$

где $I_M(C, \theta)$ – экспериментальная интенсивность линии элемента C , $p(z, C)$ – плотность вероятности нахождения атома C в образце на глубине z от поверхности, $n(z, C) = \rho_0 \cdot p(z, C)$, ρ_0 – средняя атомная плотность образца.

При решении этой обратной некорректной задачи использован метод регуляризации Тихонова с итерационным уточнением. Для определения оптимального параметра регуляризации применялся метод L-кривой. Математическое обеспечение — Intel(R) Visual Fortran Compiler, Professional Edition, for Windows, version 9.1.033 — позволило проводить численные расчеты с высокой точностью.

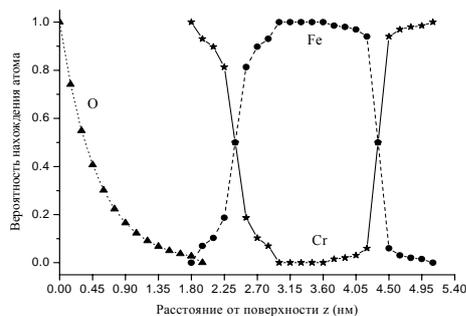


Рис.1 Смоделированные зависимости вероятности нахождения атомов кислорода, железа и хрома от расстояния от поверхности образца.

Все это дало возможность получать информацию о распределении элементов по концентрации с разрешением по глубине порядка 1-1,5 Å. Приведены результаты численного моделирования РФЭС - спектров трехслойной структуры Cr/Fe (верхний слой чистого Cr (18Å), интерфейс Cr-Fe (12Å), слой чистого Fe (6Å), интерфейс Fe-Cr (15Å), слой чистого Cr (6Å)). В результате решения

обратной задачи для искаженных статистическим шумом исходных данных определены концентрационные распределения по глубине для атомов Cr и Fe. Определена степень устойчивости решения к экспериментальным погрешностям.

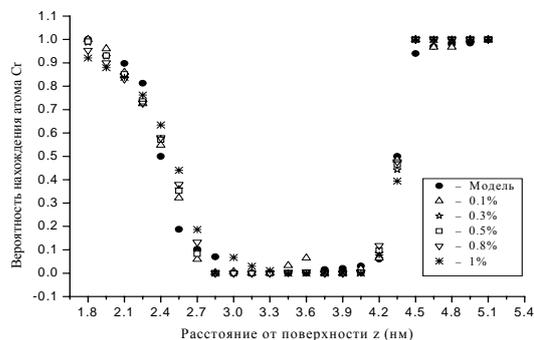


Рис.2 Рассчитанные при разных значениях относительной ошибки в смоделированных экспериментальных данных вероятности нахождения атомов хрома.

Эксперимент предполагается проводить на светосильных установках типа Energy Analyzer Series PNOIBOS 100/150 (Университет Иоганна Гуттенберга, Институт ядерной химии, Майнц, ФРГ) с ультравысоким энергетическим разрешением, высокой скоростью счета и прецизионной механикой.

- [1] Baschenko O. A. and Nefedov V. I., J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom, **21**, P.153-169 (1980).
- [2] Cumpson P.J., J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom, **73**, P. 25-52 (1995)
- [3] Басченко О.А., Нефедов В.И., Поверхность, 1992, №2, с.98-104.
- [4] Kunicke M., Kamensky I.Yu., Babanov Yu. A. and Funke H., Physica Scripta. Vol. T 115, 237–239, (2005)

Предварительная калибровка полупроводниковых детекторов в области ВУФ и мягкого рентгена на синхротронном излучении из накопителя ВЭПП-4

П.Н. Аруев²⁾, В.В. Забродский²⁾, Ю.М. Колокольников¹⁾,
Н.В. Коваленко¹⁾, А.А. Легкодымов¹⁾, А.Д. Николенко¹⁾, В.В. Лях¹⁾,
В.Ф. Пиндюрин¹⁾, В.Л. Суханов²⁾

¹⁾Институт ядерной физики, Новосибирск

²⁾Физико-технический институт, Санкт-Петербург

E-mail: A.D.Nikolenko@inp.nsk.su

В рамках разработки программы по методическому обеспечению метрологических работ в ВУФ и мягком рентгеновском диапазонах для Сибирского центра синхротронного излучения (Новосибирск) была проведена предварительная калибровка полупроводникового детектора SPD производства Физико-технического института (Санкт-Петербург). Измерения проводились на станции «Космос» на накопителе ВЭПП-4. Были проведены измерения в нескольких точках в рамках заявленного спектрального диапазона (10-2000 эВ), в том числе в точке, представляющей интерес для проекционной литографии (92 эВ). Проведены измерения спектральной чувствительности, однородности чувствительности детектора по поверхности, его деградационные характеристики. Ранее группой из РТВ (Physikalisch-Technische Bundesanstalt,

Берлин, Германия) [1] продемонстрировано, что детекторы SPD обладают спектральной чувствительностью не хуже, чем широко известные детекторы метрологического качества типа AXUV-100 (IRD, США). Кроме того, той же группой обнаружено, что эти детекторы имеют существенно более высокую радиационную стойкость [2]. На рисунке представлены результаты предварительных измерений однородности поверхностной чувствительности детектора SPD на энергии 110 эВ. Измерения проводились путем сканирования детектором по двум координатам относительно неподвижного пучка сечением 1 мм X 0.25 мм шагом в 1 мм. Приведена трехмерная картинка поверхностной чувствительности и ее сечение по координате Y=7 мм вдоль координаты Z.

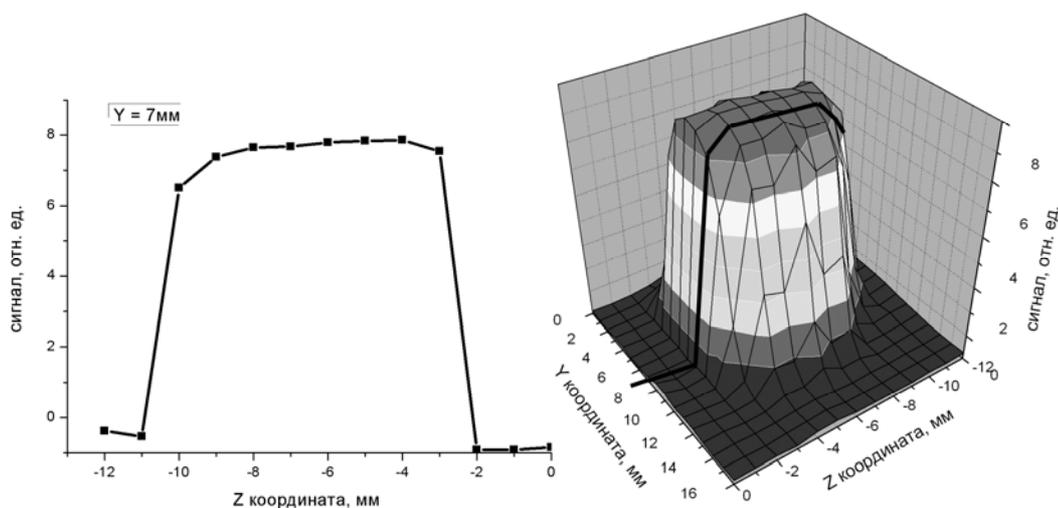


Рисунок. Предварительное измерение поверхностной однородности чувствительности детектора SPD на энергии 110 эВ.

[1] Metrologia, 2006, 43, N 2, pp.S6-S10

[2] F. Scholze, РТВ, частное сообщение

Рентгеновская резонансная спектроскопия ультратонких пленок в условиях зеркального отражения

М.А. Андреева¹, Е.Е. Одинцова¹, А.Г. Смехова²

¹Физический факультет МГУ им. Ломоносова, Ленинские горы, ГСП-1, Москва, Россия

²Европейский Центр Синхротронного Излучения, Гренобль, Франция

e-mail: k_odintsova@front.ru

В последние годы в связи с развитием синхротронных рентгеновских исследований резко возрос интерес к исследованиям вблизи краев поглощения различных элементов. Энергетические спектры поглощения, рассеяния или отражения вблизи краев поглощения, измеряемые на синхротронах с хорошим разрешением по энергии и по углу, открывают новые возможности в исследованиях электронной и магнитной структуры конденсированных сред. В частности оказалось, что вблизи краев поглощения рентгеновское излучение становится магнитно-чувствительным, поскольку наблюдаемые резонансные переходы для таких энергий взаимодействуют незаполненные внешние оболочки атомов, которые и являются носителями магнитных свойств.

Наибольшие магнитные эффекты: круговой и линейный дихроизм (XMCD и XMLD), эффекты Керра, Фарадея, Фойгта и т.д., - наблюдаются для $L_{2,3}$ и $M_{4,5}$ краев поглощения. В отличие от других методов исследования магнетизма (магнитометрии, магнитооптического эффекта Керра, магнитной нейтронографии и рефлектометрии и др.) рентгеновские исследования позволяют изучать магнитные структуры селективно по различным элементам, присутствующим в образце, а также разделять различные вклады в магнитный момент атома по оболочкам и на орбитальный и спиновый вклад.

Для ультратонких пленок и многослойных периодических магнитных структур, представляющих объекты первостепенной важности, например, для современной магнитооптики или спинтроники, измерения проводятся обычно в скользящей геометрии. Рефлектометрия рентгеновского излучения вблизи краёв поглощения является эффективным методом исследования магнитной структуры. Важно отметить, что флуоресцентное излучение (ФИ) в условиях зеркального или брэгговского отражения также может оказаться структурно чувствительным вследствие влияния стоячих волн. В случае магнитно-упорядоченных сред рассмотрение усложняется нетривиальной поляризационной зависимостью стоячих волн. Наша работа посвящена анализу этого эффекта.

Для исследования структуры стоячих волн в магнитно-анизотропной среде и моделирования резонансных спектров выхода ФИ мы использовали 4x4 матрицы распространения для тангенциальных компонент электрического и магнитного поля излучения, учитывающие эффекты кругового и линейного дихроизма [1]. Выход ФИ в анизотропных слоях, в которых одновременно возбуждаются 4 собственные волны, удобнее всего связывать с потерями излучения в каждом дифференциальном слое $Q(z)$, которые в анизотропной среде определяются свёрткой тензора проводимости $\bar{\sigma}$ с амплитудой полного электрического поля излучения в среде \bar{E} и комплексно сопряженной с ней величиной \bar{E}^* :

$$Q \sim \bar{E}^* \bar{\sigma} \bar{E}. \quad (1)$$

Таким образом, в общем случае функция вероятности излучения флуоресцентного кванта в слое dz на глубине z определяется сверткой полного вектора электрического поля излучения \bar{E} и его комплексно-сопряженного вектора \bar{E}^* с тензором проводимости $\bar{\sigma}^f(z, \omega)$ для атомов типа f на глубине z на частоте ω падающего излучения:

$$A_f(z, \omega) = w_f \frac{\bar{E}^*(z, \omega) \bar{\sigma}^f(z, \omega) \bar{E}(z, \omega)}{2} \quad (2)$$

где w_f - парциальная вероятность возбуждения ФИ в атомах вида f на один поглощённый квант падающего излучения.

Для модельных расчетов была взята структура $[\text{Fe}\uparrow(1.5 \text{ нм})/\text{V}(1.5 \text{ нм})/\text{Fe}\downarrow(1.5 \text{ нм})/\text{V}(1.5 \text{ нм})]_5/\text{MgO}$ (стрелки указывают на различное направление магнитного момента железа) с химическим периодом 3 нм, и периодом магнитной структуры 6 нм. Рассматривалось отражение в геометрии меридионального эффекта Керра (L-MOKE), когда магнитное упорядочение имеет место в плоскости рассеяния и в плоскости поверхности, для излучения в области $L_{2,3}$ краёв поглощения железа с энергией $E_{\text{ph}} 690 \div 740$ эВ (λ соответственно 1.67 нм \div 1.79 нм). Отметим, что для антиферромагнитно (AF) упорядоченной структуры дихроизм в поглощении пропадает.

Тензор восприимчивости для резонансного слоя железа при наличии магнитного взаимодействия может быть представлен в виде:

$$\hat{\epsilon} = 1 + A(z, \omega) + iB(z, \omega)\vec{h} \times \vec{h} + C(z, \omega)\vec{h} \cdot \vec{h}, \quad (3)$$

а три комплексные функции энергии $A(E_{ph})$, $B(E_{ph})$ и $C(E_{ph})$ были взяты из статьи [2]. Для остальных слоев зависимость восприимчивости от энергии фотонов бралась из таблиц Хенке. Угловые зависимости коэффициента отражения в резонансной области (рис. 1) характеризуются наличием брэгговского максимума ($\sim 17^\circ$), соответствующего химическому периоду структуры, а также наличием дополнительного «магнитного» максимума (ММ), соответствующего удвоению магнитного периода при AF упорядочении между слоями.

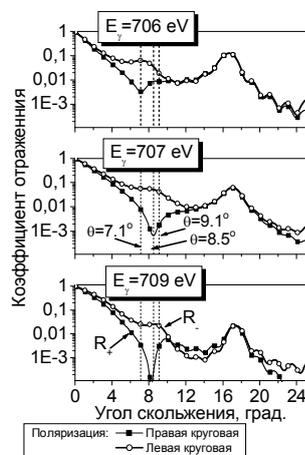


Рис. 1. Рассчитанные угловые зависимости коэффициента зеркального отражения от модельной структуры $[Fe\uparrow(1.5 \text{ нм})/V(1.5 \text{ нм})/Fe\downarrow(1.5 \text{ нм})/V(1.5 \text{ нм})]_5/MgO$.

Интересно, что в структурном брэгговском максимуме различие между коэффициентами отражения для правой и левой круговой поляризации падающего излучения отсутствует, но оно ярко проявляется в ММ.

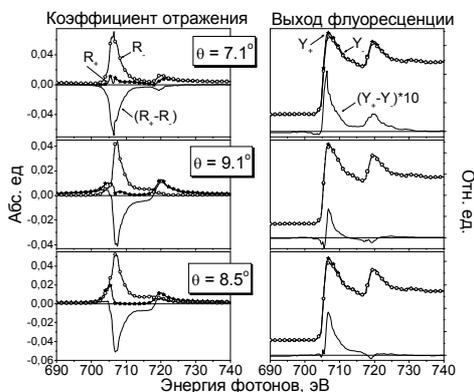


Рис. 2. Энергетические спектры интенсивности зеркального отражения (слева) и выхода ФИ (справа) для углов скольжения вблизи ММ для модельной структуры $[Fe\uparrow(1.5 \text{ нм})/V(1.5 \text{ нм})/Fe\downarrow(1.5 \text{ нм})/V(1.5 \text{ нм})]_5/MgO$.

Энергетические спектры зеркального отражения вблизи ММ (рис. 2) обнаружили драматическое различие для правой и левой круговой поляризации падающего излучения. Зависимость выхода ФИ от поляризации излучения менее выражена, что объясняется небольшой интенсивностью брэгговского максимума и слабой модуляцией поля излучения в среде (рис.3). К сожалению, вследствие сильного поглощения в резонансной области не удается увеличить интенсивность брэгговского отражения за счет увеличения числа периодов.

Интересной особенностью поглощения в анизотропной среде является то, что $A_f(z, \omega)$ определяется не только амплитудой волны, но и «согласованием» поляризации подающей волны с тензором $\hat{\sigma}^f(z, \omega)$ в каждом слое. Так, из рис. 3 видно, что, например, во втором слое Fe амплитуда поля с левой круговой поляризацией больше, а выход ФИ меньше чем от поля с правой круговой поляризацией.

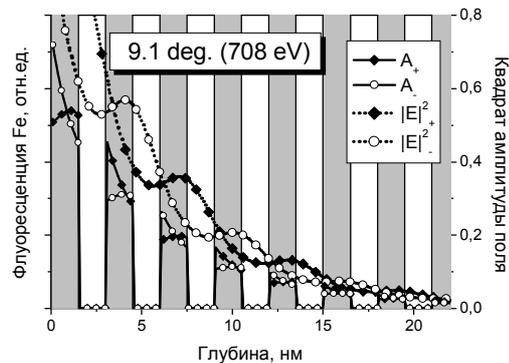


Рис.3. Стоячие волны и соответствующий выход ФИ для излучения правой и левой круговой поляризации.

Наши расчеты продемонстрировали возможность эффективного исследования AF межслойного упорядочения методом резонансной рентгеновской рефлектометрии. Отметим также, что хотя влияние стоячих волн на спектры выхода ФИ в случае мягкого излучения не слишком велико, его все же необходимо учитывать при численной обработке результатов экспериментов.

Работа поддержана РФФИ (грант 07-02-00324).

- [1] Andreeva M.A., Smekhova A.G., Applied Surface Science, **252**, 5619 (2006).
 [2] Kortright J.B., Kim S.-K., Phys. Rev. B, **62**, 12216 (2000)

Флуоресценция многослойных мишеней в окрестности 13,5 нм при возбуждении быстрыми электронами

А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия.
e-mail: pektor@ipm.sci-nnov.ru

В рамках российского проекта по ЭУФ литографии на длине волны 13,5 нм, статус которого изложен в [1], планируется создание тестовой литографической установки на основе объектива Шварцшильда. В качестве источника излучения для данного прибора была выбрана разборная рентгеновская трубка (РТ) с кремниевой мишенью, имеющей интенсивную характеристическую линию ($\text{Si } L\alpha$), совпадающую по длине волны с рабочей длиной волны нанолитографа.

Для оценки производительности нанолитографа, а также оптимизации характеристик пучка электронов, угла падения электронов на мишень возникла необходимость во всестороннем изучении флуоресценции кремниевой мишени под воздействием быстрых электронов. В частности наибольший интерес представляет излучение характеристической линии $\text{Si } L\alpha$ (13,5 нм). С этой целью была написана программа по моделированию интенсивности излучения рентгеновских трубок в мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазоне [2,3]. В рамках работы [3] был определен коэффициент конверсии энергии электронного пучка в энергию характеристической линии $\text{Si } L\alpha$, который в случае нормального падения электронов с энергией 10 кэВ составил: $4,44 \cdot 10^{-6}$, приведены сравнения расчетных значений с результатами эксперимента, полученными на рефлектометре [4].

С целью возможного повышения коэффициента конверсии было предложено использовать многокомпонентную мишень, в частности многослойную структуру на основе кремния с введением дополнительной прослойки (т.н. *stopping layer*) из материала с большим атомным числом Z . Идея заключается в том, чтобы за счет обратного рассеяния электронов на слое-стоппере, локализовать быстрые электроны у поверхности мишени, тем самым, уменьшить глубину рождения фотона и длину выхода флуоресцентного излучения из мишени и, соответственно, заметно снизив самопоглощение характеристической линии $\text{Si } L\alpha$ с длиной волны 13,5 нм.

На данном этапе были промоделированы структуры на основе пары Si/Zr для различных углов падения электронов и углов отбора излучения. Выбор этой пары был не случайным, присутствие кремния очевидно – это источник излучение характеристической

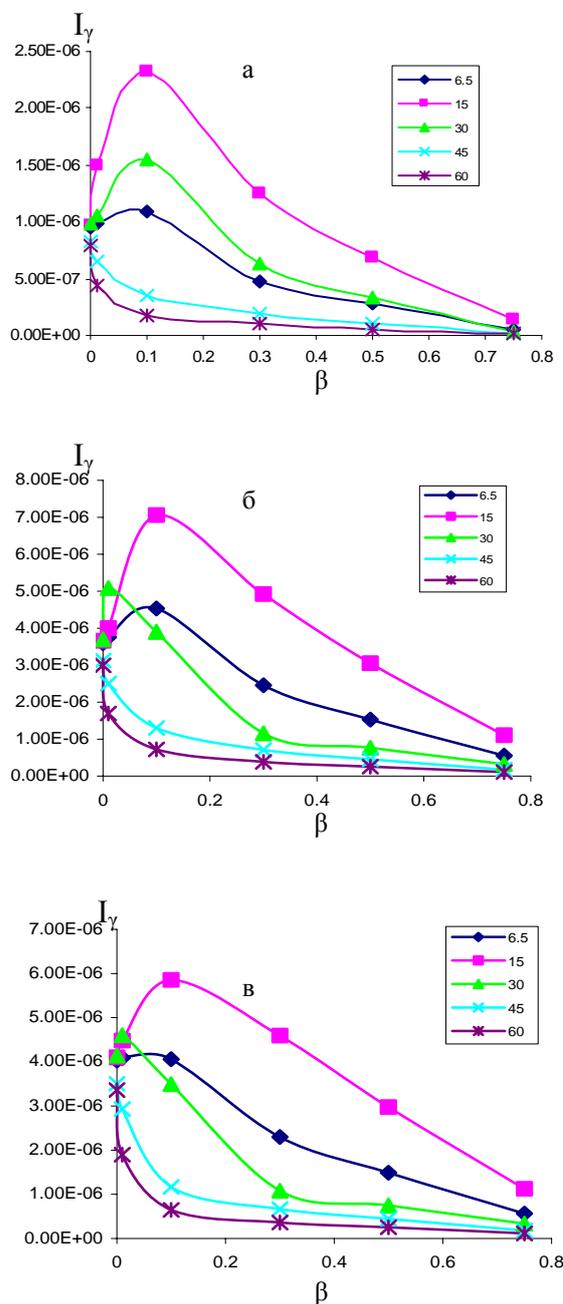


Рис.1. Зависимости интенсивности излучения многослойной мишени на основе пары элементов Si/Zr от доли Zr в периоде для различных значений углов падения электронов на мишень, период структуры – 10 нм, $E_0=8$ кэВ. а - угол отбора излучения - 15°, б - угол отбора излучения - 45°, в - угол отбора излучения - 90° (значения рассчитаны для пучков, состоящего из 1000 электронов).

линии Si La с длиной волны 13,5 нм. Выбор циркония в качестве “тяжелого” элемента определяется свойствами этого материала на данной длине волны, а именно поглощением, которое существенно меньше, чем у других элементов с большим Z. На рис.1 представлены зависимости интенсивности излучения многослойной мишени от доли циркония в периоде многослойной структуры ($\beta=0$ соответствует излучению чистого кремния).

Как можно видеть из графиков наблюдается увеличение интенсивности излучения Si La линии по сравнению с чистым кремнием при малых параметрах β , малых углах падения электронов на мишень и больших углах отбора излучения. Влияние периода многослойной структуры может быть проиллюстрировано следующей таблицей (в скобках приведены значения излучения чистого кремния при данных углах падения электронов и отбора излучения).

Таблица 1 ($\beta=0,1$, $E_0=8$ кэВ)

$\Theta_{\text{пад}}$	d, нм	$I_{\gamma}/\Theta_{\text{отбор}}$
		90°
15°	5	5.61E-06
	10	5.86E-06 (4.1E-06)
	15	5.91E-06
30°	5	3,34E-06
	10	3.49E-06 (4.14E-06)
	15	3.4E-06

В таблице 1 приведены интенсивности излучения Si La линии для двух углов падения электронов на мишень при различных периодах многослойной структуры (угол отбора излучения составляет 90°, значение рассчитаны для пучок, состоящего из 1000 электронов). Как можно видеть из таблицы значительное изменение периода не приводит к значительным изменениям интенсивности излучения, что позволяет изготовить структуру с большим периодом, а значит с большей толщиной пленки Zr, что важно в свете малости параметра β .

Другим важным преимуществом многослойной мишени, нанесенной на металлическую (Cu) подложку может стать увеличение мощности электронного пучка при прежних его размерах на мишени за счет увеличения отвода тепла с поверхности мишени (коэффициенты теплопередачи массивного Si – 31 Вт/(м*К), массивного Cu – 352 Вт/(м*К)).

В перспективе планируется проведение сравнительного эксперимента по результатам данного расчета, который также может подтвердить возможность увеличения сообщаемой мишени мощности электронного пучка, падающего на мишень.

Работа поддержана грантами РФФИ.

- [1] Бибишкин М.С., Вознесенский Н.Б., Клюенков Е.Б. и др., Сборник “Нанофизика и нанoeлектроника”, **2**, 479 (2005).
 [2] Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И., Материалы симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», **2**, 353-354 (2007)
 [3] Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И., Известия РАН. Сер. Физ., **72**, №2, 218 (2008)
 [4] Бибишкин М.С., Забродин И.Г., Каськов И.А. и др., Известия РАН. Сер. физ., **68**, №4, 560 (2004)

Рефлектометр для изучения оптики в МР и ЭУФ диапазонах

И.Г. Забродин, Б.А. Закалов, И.А. Каськов, Е.Б. Клюенков,
А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия.

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

На пути к созданию промышленной ЭУФ проекционной литографической установки, рабочая длина волны 13,5 нм, необходимо решить ряд вопросов, связанных, прежде всего, с совершенствованием отражательных характеристик многослойных структур и зеркал скользящего падения, а также методов защиты и очистки оптических элементов от загрязнений различной природы. Прецизионная рефлектометрия на рабочей длине волны является ключевой методикой для успешного решения этих задач. Широко применяемые для этих целей рефлектометры, установленные на синхротронах, не обеспечивают необходимой оперативности измерений и доступности для большого числа лабораторий, находящихся в различных странах. Немногочисленные лабораторные рефлектометры, в том числе и имеющиеся в ИФМ РАН, отличаются высокой стоимостью и некоторой «избыточностью» функций, препятствующие широкому применению данных типов приборов. Светосильный, высокоточный, малогабаритный и недорогой рефлектометр, разработанный в ИФМ [1], также не в полной мере удовлетворяет требованиям из-за ограниченных возможностей гониометра и отсутствия спектральных измерений.

В данной работе описывается рефлектометр, сочетающий в себе все основные возможности «больших» рефлектометров (высокая точность измерений, возможность проведения спектральных и угловых измерений коэффициентов отражения с высоким угловым и спектральным разрешением) и такие достоинства, как простоту, малые габариты и невысокую стоимость. Это стало возможным благодаря использованию оригинальной рентгенооптической схемы, мощной разборной рентгеновской трубки и 5-тиосному гониометру (см. рис.1.). Помимо рефлектометрических измерений, данный прибор позволяет калибровать чувствительность детекторов и фоторезистов.

Особенностью данного прибора, в отличие от рефлектометра [1], является возможность

работы, как в узкой спектральной полосе (зеркальное исполнение), так и в некоторой окрестности длины волны 13,5 нм (решеточное исполнение), путем быстрой смены диспергирующего устройства (монохроматора).

Решеточный монохроматор позволяет проводить спектральные исследования рентгеновской оптики с разрешением 0,2 Å. Двухзеркальный монохроматор на основе объектива Шварцшильда обеспечивает высокоточные (за счет высокой интенсивности зондирующего пучка, вследствие большой светосилы объектива) монохроматические измерения коэффициентов отражения/прохождения оптических элементов на длине волны 13,5 нм.

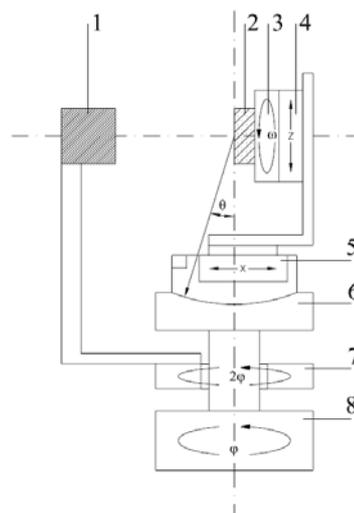


Рис.1. Схема 5-тиосного гониометра. 1 – детектор ЭУФ излучения; 2 – образец; 3 – ω -вращение образца; 4 – вертикальный сдвиг образца; 5 – горизонтальный сдвиг образца; 6 – наклон образца; 7- вращение детектора; 8 – ϕ -вращение образца.

Оптическая схема рефлектометра в решеточном (а) и зеркальном (б) исполнении представлена на рис.2.

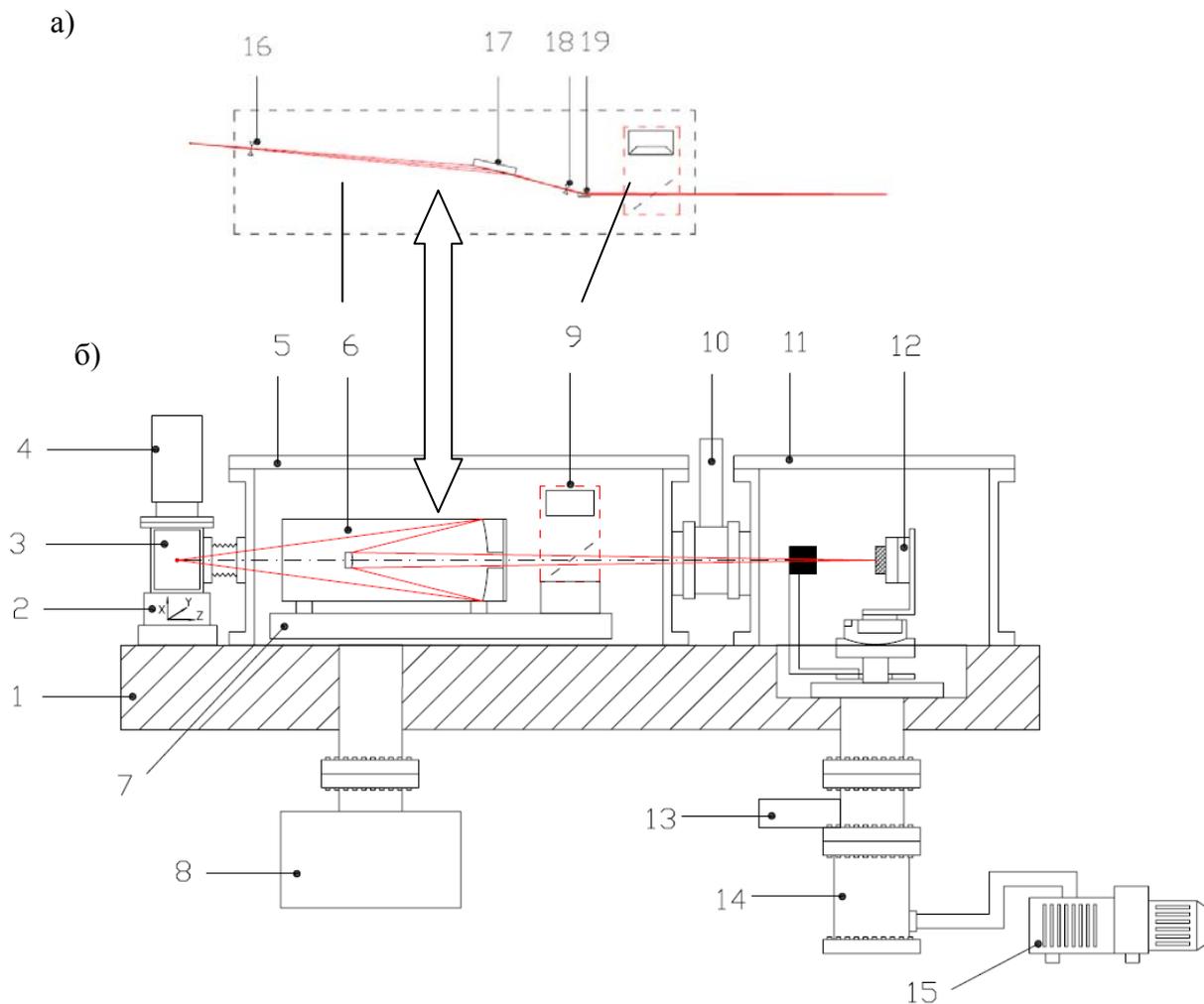


Рис.2. Оптическая схема рефлектометра. а – решеточный монохроматор, б – монохроматор на основе объектива Шварцшильда. 1 – плита рефлектометра; 2 – юстировочный элемент рентгеновской трубки (РТ); 3 – РТ; 4 – ионный источник; 5 – камера монохроматора; 6 – монохроматор (а – с дифракционной решеткой; б – на основе объектива Шварцшильда); 7 – плита монохроматора; 8 – насос магнито-разрядный; 9 – монитор интенсивности падающего пучка; 10 – шибер; 11 – камера гониометра; 12 – гониометр; 13 – шибер; 14 – турбо-молекулярный насос; 15 – форвакуумный насос; 16 – входная щель решеточного спектрометра; 17 – дифракционная решетка; 18 – выходная щель спектрометра; 19 – торроидальное зеркало.

Отдельно стоит отметить тот факт, что данный прибор позволяет также работать в окрестности длины волны 6,7 нм, при использовании второго порядка дифракционной решетки и мишени из карбида бора, что является весьма актуальным для работ по литографии следующего поколения с рабочей длиной волны 6,7 нм.

[1] Бибишкин М.С., Забродин И.Г., Каськов И.А. и др. Известия РАН. Сер. физ., **68**, №4, с.560 (2004)

Методы коррекции формы элементов зеркальной оптики с субнанометровой точностью

С.Ю. Зуев, Е.Б. Ключенков, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Д.Г. Раскин,
Н.Н. Салащенко, Л.А. Суслов, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия.

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

Будущее микроэлектроники, переход на топологические размеры 20-30 нм, связывается мировым научным сообществом с развитием проекционной литографии с рабочими длинами волн, лежащими в диапазоне экстремального ультрафиолета и мягкого рентгеновского излучения, прежде всего с длиной волны 13,5 нм. Одной из основных проблем, коротковолновой проекционной литографии является проблема создания прецизионного проекционного зеркального объектива. Малая рабочая длина волны потребовала увеличения точности формы отражающих поверхностей, как правило, асферических, до субнанометрового уровня (по расчетам максимальное отклонение формы подложки от заданной асферической поверхности не должно превышать 0,2 нм). Стандартные механические методы производства оптических элементов обеспечивают точность на уровне 10 нм, что существенно превышает требуемые параметры. Таким образом, назрела острая необходимость в изучении новых методов и подходов для коррекции (доведения) формы исходных поверхностей (подложек) до субнанометровых точностей.

В рамках данной работы было предложено доводить поверхность до расчетной при помощи локального ионно-пучкового травления и вакуумного нанесения тонких пленок методом магнетронного распыления.

Методика

Метод магнетронного распыления представляет собой нанесение тонких пленок многослойной структуры (МС) Cr/Sc. В настоящее время, наработаны методики напыления многослойных систем со сверхтонкими периодами [1], что является стартовой площадкой для отработки методики нанесения сверхтонких пленок для коррекции методом вакуумного напыления.

Метод ионного травления имеет преимущества над механическими, поскольку позволяет проводить травление в заданной точке на заданную сверхмалую (менее 1 нм) глубину. С этой целью была собрана экспериментальная установка ионно-пучкового травления.

В вакуумную камеру, на столик, имеющий три степени свободы, устанавливается образец (размер образца ограничивается габаритами

вакуумной камеры и достигает 230 мм в диаметре). На установке использован разработанный в ИФМ РАН источник ускоренных ионов [2]. Поверхность образца сканируется с заданной скоростью, обеспечивающей расчетную скорость травления, пучком ускоренных ионов (ионы Ag⁺ с энергией от 300 до 1500 эВ), распределение плотности тока в пучке после 6 мм диафрагмы представлено на рис.1.

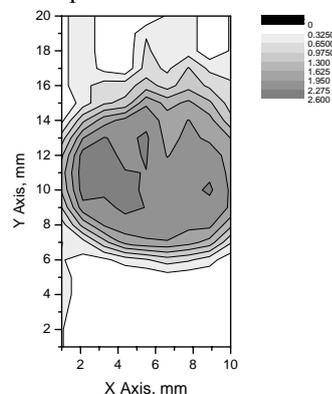


Рис.1 Карта распределения плотности тока в пучке, после 6 мм диафрагмы, полученная в точке падения пучка на образец.

Для достижения высоких коэффициентов отражения многослойных зеркал, нанесенных на подложку, подвергшиеся ионной коррекции, микрошероховатость поверхностей должна оставаться на уровне 0,1-0,2 нм. Таким образом, возникла необходимость изучения влияния параметров ионных пучков на микрошероховатость поверхности. С этой целью был поставлен эксперимент по изучению зависимости среднеквадратической шероховатости поверхности, подвергнутой ионной бомбардировке от угла падения ионов на подложку, их энергии и глубины травления.

Образцы представляли собой плоские пластины размером 15x15 мм². Подготовка образцов производилась следующим образом. Поверхность очищалась от пыли и грязи посредством мытья в ультразвуковой ванне. Подготовленная поверхность высушивалась, и на нее наносился слой фоторезиста методом центрифугирования. Далее на образец посредством УФ литографии наносился рисунок, представляющий собой последовательность эквидистантных полос шириной 10 мкм и высотой 1 мкм. Полосы наносились для измерения глубины травления

при помощи интерференционного микроскопа. Затем образцы устанавливались в вакуумную камеру и подвергались воздействию ионного пучка при различных энергиях ионов (500, 750, 1000 эВ), углах падения ионного пучка на образец (14 и 42°) и глубинах травления (10-70 нм).

Возможности метода по доведению формы поверхности до расчетных параметров изучались на сферической подложке с радиусом кривизны 260 мм и диаметром 130 мм. Образец представлял собой кварцевую подложку, изготовленную стандартным механическим шлифованием и полированием. Затем на поверхность подложки наносилась толстая (порядка 2000 Å) многослойная структура Cr/Sc. Причины выбора этой пары обусловлены несколькими факторами. Во-первых, в ИФМ РАН отработана технология нанесения достаточно толстых бесстрессовых слоев этой пары материалов и ее снятия без ухудшения микрошероховатости поверхности исходной подложки, во-вторых, на ней не развивается шероховатость при нанесении.

Процесс коррекции формы является итерационным и на каждой стадии коррекции необходимо измерять форму поверхности. На первом этапе при помощи интерферометра с дифракционной волной сравнения [3] получалась карта поверхности подложки. Пример такой карты представлен на рис. 2. По результатам измерений из тонкой алюминиевой фольги изготавливалась маска с отверстиями, которые соответствовали областям “холмов” на поверхности для ионного травления, либо “впадин” для вакуумного магнетронного распыления. Затем через эту маску проводился этап коррекции, области впадин подвергались запылению, либо области холмов локальному травлению. После каждого этапа коррекции снималась новая карта поверхности, по которой вновь проводилась коррекция.

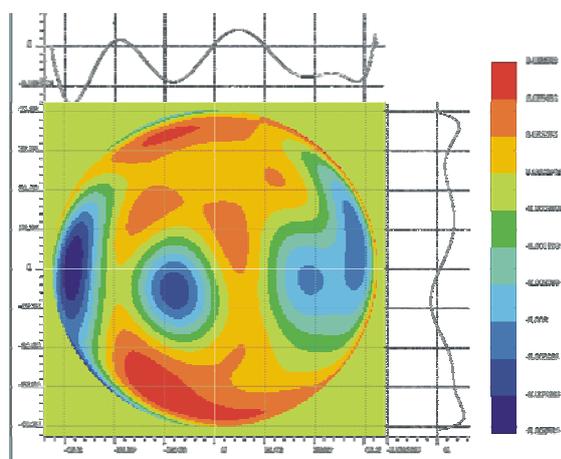


Рис.2 Карта поверхности подложки, полученная на интерферометре [3].

Результаты

По результатам исследования влияния параметров ионного травления на высоту микрошероховатости кристаллического кремния и MC Cr/Sc получены рабочие параметры источника ионов и угла падения ионов на образец (см. таблицу 1).

Таблица 1.

Значения среднеквадратической шероховатости поверхности Si и Cr/Sc после ионной коррекции.

Мат.	Угол травл., °	U_{ac} , kV	Глубина травл., nm	RMS, nm	V_{et} , nm/min
Cr/Sc	42	0,5	25	0,4	0,45
Si	14	1	10,8	0,2	0,51
Cr/Sc	14	1	47,7	0,47	0,46
Cr/Sc	14	0,5	54,7	0,2	0,31
Cr/Sc	14	0,5	34,2	0,2	0,39

Как можно видеть из таблицы при углах травления 14° и энергии ионов менее 1 кэВ скорость травления остается на заметном уровне, а развитие шероховатости обработанной поверхности не наблюдается.

На данном этапе проведен тестовый эксперимент по коррекции формы поверхности реальной сферической подложки, покрытой многослойной структурой Cr/Sc. После 15-й коррекции были получены следующие параметры формы поверхности: размах P-V = 4,7 нм и среднеквадратическое отклонение от расчетной rms=0,6 нм.

Заключение

Отработана методика коррекции формы оптических поверхностей при помощи локального ионного травления и магнетронного нанесения тонких пленок. Показана возможность получения оптических подложек с точностью по параметру PV=4,7 нм и среднеквадратическим отклонением формы поверхности от расчетной лучше чем rms=0,6 нм, при этом не наблюдается развитие шероховатости поверхности. Этот результат уже на данном этапе позволяет решать большинство задач проекционной литографии, внеземной астрономии и рентгеновской микроскопии сверхвысокого разрешения.

Работа поддержана грантами РФФИ.

[1] Бибишкин М.С., Вайнер Ю.А., Пестов А.Е. и др., Известия РАН. Сер. физ., **69**, №2, 199 (2005)

[2] Бибишкин М.С., Забродин И.Г. и др., Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования., №2, 41 (2003)

[3] Климов А.Ю., Клюенков Е.Б., Мизинов А.Л. и др., Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. №6, 99 (2007)

Фазоконтрастная радиография в режиме реального времени на Курчатовском источнике синхротронного излучения.

Д.К.Погорелый, К.М.Подурец, Н.С.Павлова

РНИЦ Курчатовский Институт, пл.ак.Курчатова, 1, Москва

e-mail: pogodi@kcsr.kiae.ru

Развитие методов неабсорбционной радиографии является важной задачей, так как часто абсорбционная радиография не дает достаточной информации о внутреннем строении исследуемого объекта, что, например, имеет место в случае слабопоглощающих объектов. Поэтому на Курчатовском источнике синхротронного излучения (СИ) развиваются методы рефракционной и фазоконтрастной радиографии, в том числе in-line радиографии (в режиме реального времени).

Для проведения этих работ изготовлен детектор на базе монокристаллического сцинтиллятора ВГО и цифровой камеры с разрешением 5 мкм.

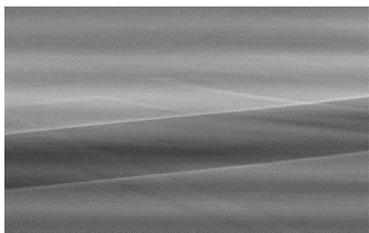


Рисунок 1. Фазоконтрастное изображение лески диаметром 0,5 мм полученное в монохроматическом пучке СИ E=9 кэВ.

При регистрации изображений в пучке, сформированном кристаллом – монохроматором, наблюдается фазовый контраст (Рис.1), но экспозиция достигает десятков секунд,

Для уменьшения экспозиции были проведены эксперименты с «розовым» пучком СИ, получаемым при уменьшении энергии электронов в накопителе (в нашем случае с 2,5 ГэВ до 1,6 ГэВ). При этом происходит резкое уменьшение числа высокоэнергетичных фотонов в спектре, а фотоны с $E < 6$ кэВ поглощаются окнами канала вывода СИ. Таким образом спектр СИ имеет ярко выраженный максимум в районе 12 кэВ и ширину около 6 кэВ. Такая немонахроматичность достаточна для получения фазоконтрастных изображений, а интенсивность оказывается на 2-3 порядка выше, чем для монохроматического пучка. Это позволяет получать фазоконтрастные изображения со временем экспозиции порядка десятков миллисекунд даже на слабосветосильных высококонтрастных детекторах, что позволяет проводить фазоконтрастную радиографию в режиме реального времени. На станции «Медиана» были проведены тестовые

эксперименты по in-line фазоконтрастной радиографии, которые показали, что на Курчатовском источнике СИ возможно проведение таких экспериментов, в том числе и с биологическими объектами.

Кроме этого, продолжают работы по развитию метода рефракционной интроскопии [1] как метода медицинской диагностики. Использовались разнесенные кристаллы Si(511)-Si(333), причем для получения пучка большого сечения использовалась схема с асимметричным монохроматором. Энергия излучения составляла 17 кэВ, ширина кривой отражения – 0,6 угл.сек.

Проводились эксперименты с модельными объектами и небольшими лабораторными животными. Получены изображения образцов желчных и почечных камней, а также различных биологических тканей. Были исследованы лабораторные животные, которым в мышечную ткань голени прививались раковые клетки с целью слежения за динамикой развития опухоли и воздействием на ее развитие.

Совместно с ЦИТО им. Приорова проводилась экспериментальная работа на животных по изучению динамики перестройки аллотрансплантата и способности деминерализованного аллотрансплантата влиять на процесс репарации. В средней трети большеберцовой кости крыс производился дефект размером 1 см, который в последующем замещался аллотрансплантатом (донорской костной тканью) разной степени деминерализации. Метод рефракционной интроскопии использовался для повышения визуализации границ между трансплантатом и собственной костью животного. Показано что рефракционные изображения отличаются гораздо большей информативностью по сравнению со стандартными абсорбционными.

[1]К.М.Подурец,Д.К.Погорелый, А.А.Манушкин, В.Г.Недорезов, В.А.Соменков, С.А.Щетинкин, Известия Академии наук; сер. физ. 2005 №2 с.196-198

Элементы отражающей оптики на основе Mg и Al для задач рентгеновской астрофизики

С.Ю. Зуев, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

1. Введение

Для регистрации изображений, дающих информацию о физических свойствах и динамике плазмы переходного слоя и короны Солнца, в настоящее время широко применяется многослойная зеркальная оптика нормального падения. Её преимущества перед применяемой ранее оптикой скользящего падения или дифракционной оптикой заключаются в большей апертуре, в сравнительной простоте изготовления и контроля, и как следствие, в высоком качестве формируемого изображения. Введение рентгеновских зеркал нормального падения в экспериментальную аппаратуру позволило повысить её разрешение до десятых долей угловой секунды, более чем на порядок сократить времена экспозиции изображения, уменьшить габариты и вес аппаратуры, что имеет большое значение для экспериментов, проводимых на орбите.

Непосредственное получение телескопических изображений в отдельных монохроматических линиях, пригодных для диагностики, ограничено неоднородным распределением этих линий по спектру: коротковолновая часть удобна для исследования «горячих» корональных структур с температурами вблизи 10 МК, но в нем практически отсутствуют интенсивные холодные линии с корональными температурами возбуждения 1-1,5 МК. Зато в длинноволновой области спектра концентрация «холодных» линий настолько велика, что в пределах спектральной кривой отражения многослойного рентгеновского зеркала находятся десятки линий, что делает диагностику на основании телескопических данных практически невозможной. Поэтому одной из актуальных задач современного развития техники астрофизического эксперимента является создание узкополосных зеркал нормального падения в диапазоне 17-60 нм, обеспечивающих спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda \approx 30$. Используя эти зеркала, можно получить изображение короны практически в одной, доминирующей по интенсивности на 2 порядка, линии.

Апробацию предложенного метода предлагается провести в рамках эксперимента по исследованию Солнца в ВУФ области спектра ТЕСИС на орбитальной станции КОРОНАС-Фотон [1]. Для проведения эксперимента разработан однозеркальный телескоп по схеме Гершеля с внеосевым параболическим зеркалом, имеющим две зоны отражения – внутреннюю

диаметром 65 мм на 17,1 нм и внешнюю кольцевую на 30,4 нм. Задачей настоящей работы является изготовление соответствующих рентгеновских покрытий.

Все структуры наносились на полированные кремниевые пластины со среднеквадратичной высотой неровностей поверхности $\sigma \approx 0.3$ нм методом магнетронного распыления.

Измерения в мягком рентгеновском диапазоне проводились с использованием газоразрядного источника (линия излучения He 30.4 нм) с монохроматором ЛНТ-30, а также с использованием стенда, созданного на основе спектрометра-монокроматора РСМ-500 на спектре L-линии Al (17,14 нм).

2. Структуры на основе Mg

Основная трудность подбора материалов зеркал, предназначенных для работы на длине волны 30,4 нм, заключается в высоком поглощении большинства доступных материалов в этом диапазоне. Традиционно применявшиеся для этой цели многослойные зеркала на основе пары материалов Mo/Si своими свойствами не удовлетворяют предъявляемым требованиям (пиковый коэффициент отражения $R=20-25\%$, спектральная селективность $\lambda/\Delta\lambda \approx 10$). [2] В работе [3] в качестве альтернативы предложены структуры на основе Mg. При этом показано, что наиболее высокие пиковые коэффициенты отражения были 19% и 36% для Cr/Mg и Si/Mg соответственно при величинах спектральной селективности порядка 40 и 30. Уменьшение толщин переходных границ в структурах путём введения буферных слоёв хрома позволило увеличить пиковый коэффициент зеркал на основе Si/Mg до 40%.

Эффект увеличения коэффициента отражения объясняется наличием переходной границы между слоями Si и Mg, уменьшающей скачок диэлектрической проницаемости и, следовательно, приводящей к снижению R. Введение химически неактивной разделительной (буферной) плёнки толщиной меньше ширины переходной границы увеличивает градиент диэлектрической проницаемости и, соответственно, пиковый коэффициент отражения.

Отражательные характеристики Si/Mg структур оказались нестабильны. Уже через несколько месяцев хранения в нормальных условиях вследствие окисления плёнки пиковый коэффициент наблюдаемых образцов упал до

14%. Предположительно к окислению структуры приводит влага, проникающая вглубь плёнки.

Для защиты зеркал было предложено наносить сверху защитное покрытие на основе сплошной плёнки кремния Si толщиной 5-7 нм. Кроме того, была применена методика двойных буферных слоёв, заключающаяся в нанесении на границу раздела {Mg на Si} слоя хрома Cr, {Si на Mg} слоя карбида бора (рис.1).

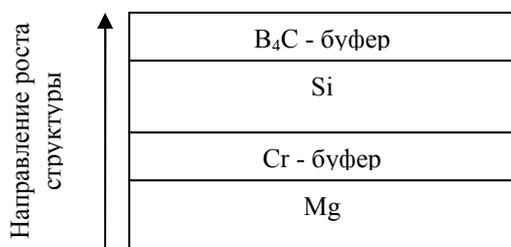


Рис.1 Схематическое изображение расположения слоёв в структуре с двумя буферами.

Толщина одного слоя B_4C составила 0,3 нм, Cr около 1 нм. Верхний слой Si одновременно служит защитным покрытием.

Выполненные действия привели к следующему результату: пиковый коэффициент отражения 38%, селективность около 30. Причем в первое время наблюдений (около месяца) эти параметры оставались стабильными. Однако измерения, проведённые спустя год, выявили снижение коэффициента отражения до 28%, что при той же селективности позволяет подобным структурам являться альтернативой традиционным Mo/Si покрытиям.

3. Структуры на основе Al

Для синтеза многослойных рентгеновских зеркал, работающих на 17,1 нм, хорошо подходят структуры на основе Al, имеющего здесь L-край поглощения. В настоящей работе изучались покрытия на основе алюминия Al и циркония Zr.

Теоретические расчеты предсказывают следующие отражательные характеристики: пиковый коэффициент отражения около 63%, спектральная селективность $\lambda/\Delta\lambda \approx 25$.

Полученные образцы имели $R=56\%$, $\lambda/\Delta\lambda \approx 28$.

С целью увеличения коэффициента отражения был проведён ряд экспериментов с буферными слоями на основе карбида бора. Разделительные слои наносились как по одиночке на различные границы раздела, так и на обе сразу. Толщины B_4C варьировались от 0,25 до 0,5 нм.

В целом положительного эффекта достичь не удалось. В то же время выявилась интересная особенность: эффект от осаждения B_4C на Al и

на Zr оказался различным. Если осаждение даже толстого B_4C (0,5 нм) на алюминий приводит к снижению R до 48%, то такая же буферная плёнка, напылённая на цирконий, привела к снижению R до 32%. Это говорит о несимметричности профиля диэлектрической проницаемости. Скорее всего, толщина переходной границы при осаждении циркония на алюминий будет больше, чем в обратном случае.

[1] Kuzin, S.V., Bogachev, S.A., Zhitnik, I.A. and another. *Advances in Space Research*, 2007.

[2] Салашенко Н. Н. *Поверхность*. №1. 1999 . С. 50.

[3] С. С. Андреев, С. Ю. Зуев, А. Л. Мизинов и др. *Поверхность*. №8. 2005. С. 9-12.

"Оптическая "активность" азополимеров (дихроизм и двулучепреломление, теория и эксперимент)"

А. А. Громченко, А. С. Иванов, Ю. В. Пономарев, Ю. А. Румянцев
МГУ, Физический факультет, Ленинские горы, ГСП-2, Москва, Россия

Предложен метод медленно меняющейся анизотропии углового распределения транс изомеров, позволяющий по экспериментально измеренной динамике оптически индуцированного дихроизма получить изменение во времени концентрации цис изомеров и анизотропии углового распределения транс изомеров. Предложен подход, позволяющий в асимптотическом приближении больших доз оптического воздействия аналитически исследовать динамику дихроизма азополимеров. Предложена простая модель оптической памяти азополимеров, учитывающая влияние матрицы. На примере ряда аморфных азополимеров показано, что предложенная модель и подход достаточно хорошо описывают экспериментальную динамику дихроизма.

Метод медленно меняющейся анизотропии углового распределения трансизомеров для исследования оптически индуцированной анизотропии.

Рассмотрим влияние линейно поляризованного вдоль оси z излучения частоты ω и интенсивности I , распространяющегося вдоль оси y , на оптические свойства азополимера, оптически активные части которого имеют одну из возможных изомерных форм: цис или транс. Транс-изомер является устойчивой формой, цис-изомер – неустойчивой формой спонтанно переходящей в цис-форму. Под действием света возникают процессы транс-цис изомеризации. Будем полагать, что молекулы цис-изомеров оптически изотропны и их свойства описываются сечением поглощения σ_c и поляризуемостью α_c . Будем полагать также, что молекулы транс-изомеров имеют стержнеобразную форму, пространственная ориентация которых в системе координат связанной с образом описывается единичным вектором

$$\vec{m}(\Omega) = \{\cos \varphi \sin \theta, \sin \varphi \sin \theta, \cos \theta\}.$$

Оптические свойства транс-изомеров в системе координат связанной с вектором \vec{m} описываются тензорами поглощения $\hat{\sigma}_t$ и восприимчивости $\hat{\alpha}_t$ с единственной отличной от нуля компонентой zz равной σ_t, α_t соответственно. Пространственную ориентацию транс-изомеров будем описывать с помощью

плотности их углового распределения $n_t(\Omega, t)$. В силу изотропности оптических свойств цис-изомеров их концентрация $N_c(t)$ не зависит от угла Ω и может быть записана в виде:

$$N_c(t) = N_0 - N_t(t), \quad N_t(t) = \int n_t(\Omega, t) d\Omega, \quad (1)$$

где N_0 - концентрация азокрасителей, $N_t(t)$ - концентрация транс-изомеров.

В процессе поглощения света в результате транс-цис переходов меняется угловая ориентация транс-изомеров и, как следствие, оптические свойства азополимера. Диагональные компоненты тензора поглощения азополимера β_z, β_x в предположении, что можно пренебречь поглощением матрицы, могут быть записаны в виде:

$$\beta_i(t) = \sigma_c N_c(t) + \int n_t(\Omega, t) (S^{-1} \hat{\epsilon}_t S)_{ii} d\Omega, \quad i = x, z \quad (2)$$

здесь S - матрица перехода из системы связанной с молекулой транс-изомера в систему связанную с азополимером.

Разложим угловое распределение транс-изомеров в ряд по полиномам Лежандра:

$$n_t(\Omega, t) = \frac{1}{4\pi} N_0 \sum T_i(t) P_i(\cos \theta) \quad (3)$$

В силу симметрии функции распределения транс-изомеров: $n_t(\theta, t) = n_t(\pi - \theta, t)$ в разложении (3) будут присутствовать только члены четного порядка. Коэффициенты разложения (3) имеют простой физический смысл: $T_0(t)$ отражает в силу (1) относительную концентрацию транс-изомеров, а коэффициенты при старших членах разложения отражают анизотропию углового распределения транс-изомеров. Подставив (3) в (2), получим:

$$\Delta \beta_z(t) = \left[\left(\sigma_c - \frac{\sigma_t}{3} \right) (1 - T_0(t)) + \frac{2}{15} \sigma_t T_2(t) \right] N_0,$$

$$\Delta \beta_x(t) = \left[\left(\sigma_c - \frac{\sigma_t}{3} \right) (1 - T_0(t)) - \frac{1}{15} \sigma_t T_2(t) \right] N_0, \quad (4)$$

здесь $\Delta \beta_i(t) = \beta_i(t) - \beta_{0i}$, $i = x, z$ и β_{0i} - компоненты тензора поглощения неосвещенного азополимера. Полагая, что в неосвещенном азополимере все молекулы азокрасителя находятся в транс состоянии и изотропно

распределены по углам, имеем $\beta_0 = \beta_x(0) = \beta_z(0) = \frac{1}{3}\sigma_t N_0$. Отметим, что в выражение (4) входят только два низших коэффициента разложения, соответствующие так называемому параболическому приближению. Таким образом, измерив с помощью пробного излучения $\Delta\beta_x(t)$, $\Delta\beta_z(t)$ и $\beta_0(t)$ можно восстановить динамику относительной концентрации транс-изомеров и анизотропию их углового распределения:

$$T_0(t) = 1 - \frac{\Delta\beta_z(t) + 2\Delta\beta_x(t)}{9(\alpha - 1/3)\beta_0} \quad (5.1)$$

$$T_2(t) = \frac{\Delta\beta_z(t) - \Delta\beta_x(t)}{0,6\beta_0} \quad (5.2)$$

где $\alpha = \sigma_c / \sigma_t$.

Отношение сечений поглощения цис- и транс-изомеров α может быть оценено по начальной стадии зависимости $\Delta\beta_x(t)$ и $\Delta\beta_z(t)$ сразу после включения воздействующего излучения.

Модель оптически индуцированной анизотропии углового распределения транс-изомеров с учетом оптической памяти.

Система уравнений для концентрации транс-изомеров $n_t(\Omega, t)$ и функции распределения $f_t(\Omega, t)$, отражающей влияние матрицы, может быть записана в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_t(\Omega, t)}{\partial t} &= -a_t n_t(\Omega, t) I \cos^2 \theta + \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{\tau_c} + a_c I \right) * \\ & * [N_0 - N_t(t)] + \gamma_t [f N_t(t) - n_t(\Omega, t)], \\ N_0 \frac{\partial f(\Omega, t)}{\partial t} &= -\gamma_f [f N_t(t) - n_t(\Omega, t)], \end{aligned} \quad (6)$$

здесь τ_c - время жизни цис-изомера обусловленное спонтанными цис-транс переходами.

Первое уравнение описывает динамику концентрации транс-изомеров. Первое слагаемое в правой части описывает убыль транс-изомеров в результате их взаимодействия с линейно поляризованным излучением. Второе слагаемое характеризует увеличение концентрации транс-изомеров в результате как спонтанных, так и индуцированных цис-транс переходов. Коэффициент $1/(4\pi)$ отражает отсутствие ориентационной памяти при транс-цис-транс изомеризации. Последнее слагаемое феноменологически отражает оптическую память - процесс передачи анизотропии углового распределения транс-изомеров в матрицу с

характерным временем γ_t . Второе уравнение феноменологически описывает процесс передачи анизотропии углового распределения транс-изомеров из матрицы с характерным временем γ_f ($\gamma_f \gg \gamma_t$).

Решение уравнения (6) будем искать в виде ряда по полиномам Лежандра (3) и

$$f(\Omega, t) = \frac{1}{4\pi} \sum R_i(t) P_i(\cos \theta). \quad \text{В}$$

параболическом приближении получим уравнения для коэффициентов разложения:

$$\begin{aligned} \frac{dT_0(t)}{dt} &= - \left(\frac{1}{3} a_t I + a_c I + \frac{1}{\tau_c} \right) T_0(t) - \frac{2}{15} a_t I T_2(t) + \\ & + \left(a_c I + \frac{1}{\tau_c} \right), \\ \frac{dT_2(t)}{dt} &= - \left(\frac{2}{3} a_t I - \gamma_t R_2(t) \right) T_0(t) - \\ & - \left(\frac{11}{21} a_t I - \gamma_t \right) T_2(t), \\ \frac{dR_2(t)}{dt} &= -\gamma_f (T_0(t) R_2(t) - T_2(t)) \end{aligned} \quad (7)$$

с начальными условиями

$$T_0(0) = 1, T_2(0) = 0, R_2(0) = 0.$$

Эксперименты, проведенные с рядом азополимеров, показали, что теоретически рассчитанные и экспериментально полученные зависимости $T_0(t)$, $T_2(t)$ достаточно хорошо согласуются друг с другом, если сделать предположение, что только часть транс-изомеров $\xi = N_{акт} / N_0 < 1$ является оптически активной, т.е. принимает участие в транс-цис изомеризации.

Исследование пористых систем и наноматериалов методом позитронной аннигиляционной спектроскопии

В.И Графутин¹, О.В. Илюхина¹, В.В. Калугин², Г.Г. Мясищева¹,
Е.П. Прокопьев^{1,2}, С.П. Тимошенко²

¹Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И.Алиханова, Москва, e-mail:

¹Московский институт электронной техники (Технический университет)
eprokopiev@mail.ru

Позитронная аннигиляционная спектроскопия (ПАС) включает себя в основном три метода: изучение временного распределения аннигиляционных фотонов (ВРАФ), углового распределения аннигиляционных фотонов (УРАФ) и доплеровского уширения аннигиляционной линии с энергией 0,511 МэВ (ДУАЛ) [1,2]. Метод ВРАФ дает сведения об электронной плотности в месте аннигиляции позитрона, а методы УРАФ и ДУАЛ дают информацию о распределении импульсов электронов. Проведенные исследования [1,2] позитронной аннигиляции в компактированных нанокристаллических металлах и сплавах, а также в полупроводниках и пористом кремнии показали, что позитроны эффективно зондируют свободные объемы (в основном вакансии и дивакансии) с размерами ≤ 1 нм как в металлах и сплавах, так и в полупроводниках и пористых системах.

Ниже рассматривается важный вопрос о методах определения размеров нанообъектов по временам жизни τ и ширинам узких импульсных распределений $\theta_{1/2}$ для позитронов, аннигилирующих в вакансиях, порах и пустотах и в интерфейсах в компактированных нанокристаллических материалах, а также в различных материалах, подвергаемых облучению различными элементарными частицами и γ лучами, на основе теоретических представлений, приведенных в [1], и различные примеры их применений.

Обычно для расчетов используется простая модель, когда позитрон и Ps находятся в сферической яме радиусом R_0 с бесконечно высоким потенциальным барьером. Для того чтобы избежать детальных расчетов электронной плотности, обычно допускается [2], что ортопозитроний ($o-Ps$) аннигилирует эффективно в некоем пограничном слое свободного объема толщиной R_w

$$\lambda = 2 \left[1 - \frac{R}{R_0} + (2\pi)^{-1} \sin \left(\frac{2\pi R}{R_0} \right) \right], \quad (1)$$

где $R = R_0 - R_w$. Анализ аннигиляции $o-Ps$ в материалах с известными значениями радиусов пор на основе уравнения (1) показывают, что величина $R_w \equiv \Delta R = R_0 - R = 1,656 \text{ \AA}$. Таким образом, уравнение (1) является основой для определения радиусов пор. ВРАФ спектроскопия оказалась особо эффективным методом определения размеров ультрамикронпор (с размерами $R_0 \leq 10 \text{ \AA}$) и их распределения по радиусам.

Применим ту же самую квантовую модель для позитрона и позитрония с целью получения связи между экспериментальными значениями FWHM $\theta_{1/2}$ узкой компоненты УРАФ и радиусом свободного объема R . В этом случае соотношение между R и $\theta_{1/2}$ для позитрона и парапозитрония имеет вид

$$R [\text{\AA}] = 16,60 / (\theta_{1/2}), [mrad] \quad (2)$$

Для случая $o-Ps$ для того, чтобы получить корреляцию (соотношение) между радиусом свободного объема R и шириной $\theta_{1/2}$ используют полуэмпирическую величину электронного слоя $\Delta R \equiv R_w = 1,656 \text{ \AA}$, полученную по методу ВРАФ, в результате чего получаем выражение

$$R = \frac{16,60}{\theta_{1/2}} - 1,656, \quad (3)$$

где R и $\theta_{1/2}$ выражаются в \AA и $mrad$ соответственно. Используя уравнения (1)-(3), можем определять радиусы свободных объемов в наноматериалах по измерению величин $\theta_{1/2}$ компоненты методом УРАФ.

Далее рассмотрение кинетической схемы аннигиляционных распадов и превращения позитрона и парапозитрония в области захвата позитронов слоя дает возможность получить связь между константой захвата k_{tr} и интенсивностью узкой компоненты $I_{tr} \equiv I_1$

$$k_{tr} \equiv I_{tr} \lambda_{tr}, c^{-1} \quad (4)$$

Здесь $\lambda_{tr} \approx 10^{10} \text{ c}^{-1}$ - скорость аннигиляционного распада позитрона (парапозитрония) в области кристалла, для $o - Ps$ величина $\lambda_{tr} \approx 10^9 \text{ c}^{-1}$.

. В свою очередь величина константы k_{tr} может быть записана в виде двух адекватных выражений

$$k_{tr} = \sigma_+ v \bar{N}_d, \quad k_{tr} = 4\pi D_+ \bar{R}_d \bar{N}_d \quad (5)$$

Здесь σ_+ - среднее значение сечения захвата дефектами объемных состояний парапозитрония; v - скорость термализованных состояний парапозитрония; \bar{N}_d - средняя концентрация дефектной области кристалла, чувствительных к термализованным объемным состояниям парапозитрония, D_+ - коэффициент диффузии объемных состояний парапозитрония. Из приведенных выражений можно определить величины k_d , \bar{N}_d и \bar{R}_d , если известны такие параметры, как λ_1 , D_+ , $\bar{\sigma}_+(i)$ и v . Ниже приводятся наши данные по определению размеров нанобъектов и их концентраций методом УРАФ для пористого кремния, кремния и монокристаллов кварца, облученных протонами, и порошках кварца.

Для экспериментального значения в пористом кремнии $\theta_{1/2} \approx 1,0$ мрад, получили среднее значение радиуса пор $R \approx 16,6 \text{ \AA} \approx 1,7 \text{ нм}$. Их концентрация в пористом слое оказалась равной $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Согласно [6], средние концентрации радиационных дефектов в протонированных пластинах кремния в приповерхностных слоях с определенными значениями \bar{k}_d получились заключенными в пределах $\bar{N}_d \sim 3,5 \cdot 10^{15} - 2,1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В предположении, что значению $\theta_g \approx 11$ мрад соответствует аннигиляция позитронов, захваченных радиационными дефектами, по формуле (2) оценили их средний радиус $R_d \approx 1,51 \text{ \AA}$. Таким образом, на основании вышеизложенного можно полагать, что в исследованных нами пластинах кремния, облученных протонами, обнаруживаются прежде всего радиационные дефекты типа вакансий V и их комплексов. Именно точечные радиационные дефекты с размерами (диаметрами) порядка от 3 до 10 \AA являются эффективными центрами захвата позитронов.

Как показали наши эксперименты, при аннигиляции полностью термализованных атомов парапозитрония в монокристаллах кварца в интервале температур 288-633 К полная ширина узкой компоненты на ее полувысоте $\theta_{1/2}$ составляет всего $\theta_f \approx 1,03 \div 1,25$ мрад, а для широкой компоненты $\theta_w \approx 10$ мрад. Используя уравнение (2), определили радиусы свободных объемов в кварце по измерению величин $\theta_{1/2}$ узкой компоненты методом УРАФ. Оказалось, что радиусы локализации атома парапозитрония зависят от температуры и изменяются в температурном интервале от 15 до 360 $^{\circ}\text{C}$ от значения 13,3 \AA при 15 $^{\circ}\text{C}$ до значения 16,3 \AA при 360 $^{\circ}\text{C}$. Отсюда из данных табл.2 определили концентрацию центров захвата парапозитрония в кварце: при $R \approx 12 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, $I_f \approx 0,03$
 $\bar{N}_d = k_{tr} / \sigma_{Ps} v = I_f \lambda_{tr} / \pi R^2 v \approx 4,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Согласно этим данным можно полагать, что эффективными свободными центрами (областями захвата позитрония) являются скорее всего вакансии или дивакансии, возникающие в результате упругих напряжений, обусловленных примесями внедрения, и радиационных нарушений в объеме кристалла кварца.

В случае порошков кварца [6] спектры УРАФ разлагались на три компоненты с интенсивностями I_{gi} и ширинами $(\theta_{1/2})_{gi}$. Компоненту с интенсивностью I_{g1} и шириной $(\theta_{1/2})_{g1}$ частично можно отнести к аннигиляции позитронов на частицах кварца скорее всего в вакансиях с радиусом $R_{g1} \approx 1,75 \text{ \AA}$. Компоненту с интенсивностью I_{g2} и шириной $(\theta_{1/2})_{g2}$ относили к аннигиляции ортопозитрония, захваченного ловушками с радиусом $R_{g2} \approx 10 \text{ \AA}$ в междузеренном пространстве, а компоненту с интенсивностью I_{g3} и шириной $(\theta_{1/2})_{g3}$ относили к аннигиляции парапозитрония, локализованного в междузеренных ловушках с радиусами $R_{g3} \approx 15 \text{ \AA}$.

1. В.И.Графутин, Е.П.Прокопьев. // Успехи физических наук. 2002. Т.172. №1. С.67-83.
2. Y.C.Jean. Positron Annihilation Spectroscopy for Chemical Analysis: A // Microchem. J. 1990. Vol.42. P.72-102.

Особенности диффузного рассеяния рентгеновских лучей от сверхрешетки с квантовыми точками

В.И. Пунегов

Коми Научный Центр УрО РАН, ул. Коммунистическая д.24, Сыктывкар, Россия
e-mail: vpunegov@dm.komisc.ru

Одной из основных проблем современной физики конденсированного состояния является изучение процессов формирования наноструктур при гетероэпитаксиальном росте полупроводниковых систем. Квантовые точки (КТ), формирующиеся в псевдоморфных слоях твердотельных сверхрешеток (СР), открывают новые возможности для создания новых оптоэлектронных приборов. В этой связи весьма актуальными становятся рентгенодифракционные исследования КТ и квантовых нитей с использованием лабораторных и синхротронных источников.

В работе разработана теория когерентного и диффузного рассеяния на полупроводниковой СР с квазиупорядоченными в латеральном направлении КТ в одном из слоев периода модулированной структуры.

В кинематическом приближении для ограниченной в латеральном направлении падающей волны с шириной засветки L_x запишем уравнение, описывающее когерентное рассеяние рентгеновских лучей на кристаллической структуре с изменяющимся по глубине химическим составом и деформацией решетки

$$-\frac{\partial E_h^c(q_x, q_z)}{\partial z} = i \exp(i(ba_0 - q_z)z) a_h(z) \bar{\phi}^*(z) f(z) W(q_x),$$

где $\bar{\phi}(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{h}\langle \mathbf{u}(\mathbf{r}) \rangle)$ - описывает неслучайные крупномасштабные деформации в объеме кристалла, $f(z)$ - статический фактор Дебая-Валлера. Остальные обозначения, включая функцию $W(q_x)$, определены [1].

Используя это уравнение, найдем решение для амплитудного коэффициента отражения от полупроводниковой сверхрешетки. Пусть период (или ячейка) дискретно-слоистой системы состоит из двух слоев различного композиционного состава. Каждый такой слой, например, с номером n , характеризуется своим межплоскостным расстоянием (индекс 1 относится к верхнему слою ячейки сверхрешетки) и собственной рассеивающей способностью $a_{1,2}$. Обозначим через l_1 и l_2 толщины слоев, образующие период сверхрешетки $l = l_1 + l_2$. Пусть d_1 и d_2 - межплоскостные расстояния отражающих атомных плоскостей слоев сверхрешетки, образующих ее период. Тогда $d_{SL} = (d_1 l_1 + d_2 l_2) / l$ - среднее межплоскостное расстояние сверхпериода.

Величины $\varepsilon_1 = \Delta d_1 / d$, $\varepsilon_2 = \Delta d_2 / d$ определяют рассогласование межплоскостных расстояний слоев СР относительно подложки d , где $\Delta d_1 = d_1 - d$ и $\Delta d_2 = d_2 - d$. Тогда $\varepsilon_{SL} = (d_{SL} - d) / d = (\varepsilon_1 l_1 + \varepsilon_2 l_2) / l$ - деформация среднего межплоскостного расстояния СР относительно подложки.

Следуя работам [2], для амплитудного коэффициента отражения $R^c(q_x, q_z) = E_h^c(q_x, q_z)|_{z=0}$ от сверхрешетки имеем

$$R^c(q_x, q_z) = i F_s(q_z) e^{i\psi} \frac{\sin(Ny)}{\sin(y)} W(q_x), \quad (1)$$

где $y = A_1 l_1 + A_2 l_2$, $A_{1,2} = ((ba_0 - q_z) + \varepsilon_{1,2} h) / 2$, $\psi = (N-1)y + A_1 l_1$. Структурная амплитуда сверхрешетки имеет вид

$$F_s(q_z) = a_1 f_1 \frac{\sin(A_1 l_1)}{A_1} + e^{iy} a_2 f_2 \frac{\sin(A_2 l_2)}{A_2} \quad (2)$$

Показатель экспоненты в (2) зависит от числа периодов сверхрешетки N , рассогласований межплоскостных расстояний $\varepsilon_{1,2}$ и угловой переменной q_z .

Анализ диффузного рассеяния от случайных нарушений идеальной периодичности проведем с использованием общего выражения для некогерентной интенсивности рассеяния [1].

Пренебрегая первичной и вторичной экстинкцией, а также поглощением рентгеновских лучей на двойном слое, составляющем период СР, для интенсивности диффузного рассеяния получаем выражение

$$I_h^d(q_x, q_z) = D_{SL} \bar{\tau}(q_x, q_z) L_z T \quad (3)$$

где L_z - толщина СР, $D_{SL} = (D_1 l_1 + D_2 l_2) / l$ - параметр, характеризующий интенсивность диффузного рассеяния от одного периода СР, при этом $D_i = |a_h^{(i)}|^2 (1 - f_i^2)$, $i=1,2$ - номер слоя периода СР. Здесь

$$\bar{\tau}(q_x, q_z) = L(q_x) \sum_{n=-\infty}^{\infty} |B_n|^2 \bar{\tau}_n(q_x, q_z) - \quad (4)$$

корреляционную площадь СР, записанная в виде суммы локальных корреляционных площадей соответствующих дифракционных порядков $n = 0, \pm 1, \dots$

$$\bar{\tau}_n(q_x, q_z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\rho_x \int_{-\infty}^{+\infty} d\rho_z e^{-i[(q_x - h\rho_x)\rho_x + (q_z - nK_z - h\varepsilon_{SL})\rho_z]} G_{SL}(\rho_x, 0, \rho_z)$$

Распределение диффузного рассеяния зависит от размеров и формы КТ, которые описываются корреляционной функцией $G_{SL}(\rho_x, 0, \rho_z)$. В (4) присутствуют коэффициенты Фурье периодической деформации СР B_n . Спонтанно распределенные КТ могут иметь ближний порядок в латеральном направлении, который определяет функция когерентности

$$L(q_x) = M + \left\langle \sum_{s=1}^M \sum_{m \neq s}^M \exp(-i(q_x \rho_{m,s})) \right\rangle.$$

Влияние пространственной латеральной корреляции КТ на диффузное рассеяние подробно исследовано в [3].

На основе полученных решений для когерентного и диффузного рассеяния проведено численное моделирование рентгеновской дифракции от СР In(Ga)As/GaAs с пространственно распределенными КТ In(Ga)As. Модель СР соответствовала технологическим характеристикам экспериментально исследуемым образцам [4,5].

На рис. 1 показаны расчетная (слева) и экспериментальная [4] карты распределения интенсивности рассеяния в обратном пространстве. Стрелками указаны дифракционные пики от подложки, совпадающих по параметру решетки буферного и защитного верхнего слоев GaAs, основного максимума СР (0) и дифракционных сателлитов.

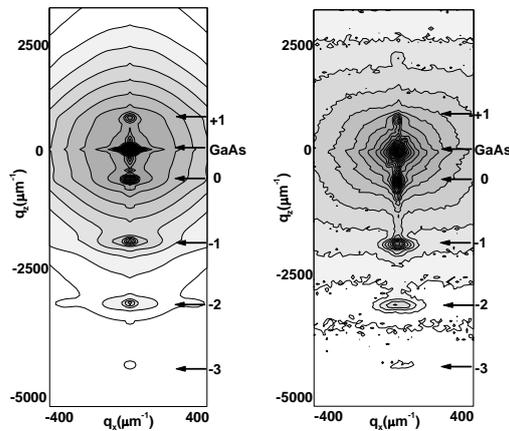


рис. 1

В процессе вычисления углового распределения диффузного рассеяния от КТ учитывался ближний латеральный порядок наноструктур. Несмотря на то, что латеральное распределение КТ преимущественно формирует искаженную квадратную структуру [6], в рассматриваемом случае более близкое сходство расчетных карт с экспериментальными измерениями наблюдалось для гексагональной упаковки. Функция радиального распределения КТ показана на рис. 2. Модель КТ представлена в виде наноструктур цилиндрической формы, располагающихся коррелированно друг над другом в вертикальном направлении.

На рисунке 3 изображены экспериментальная (жирная линия) и расчетная кривые дифракционного отражения в режиме q_z -сканирования.

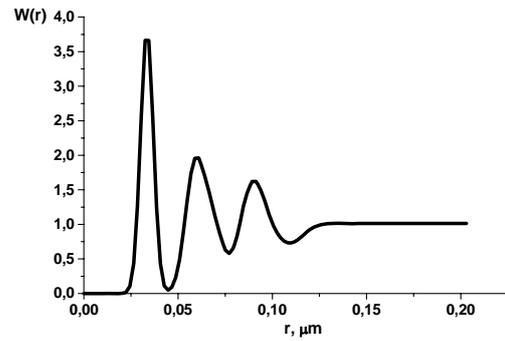


рис. 2

В процессе численного моделирования получены следующие структурные характеристики СР с квантовыми точками: период СР $l = 5.15 \text{ nm}$, толщина слоя GaAs $l_1 = 4.64 \text{ nm}$, InAs $l_2 = 0.51 \text{ nm}$; число периодов СР $N=10$; толщина верхнего защитного 480 nm , рассогласование среднего параметра решетки СР относительно подложки $\varepsilon_{SL} = 0.01347$, среднее расстояние между центрами соседних КТ в латеральном направлении $T = 3.3 R_{QD}$, где $R_{QD} = 10.1 \text{ nm}$ - радиус КТ. Дисперсия флуктуаций расстояния T соответствует $\sigma_T = 0.08T$. При высоте КТ 0.5 nm вертикальная длина корреляции составляет $\tau_z = 10 \text{ nm}$.

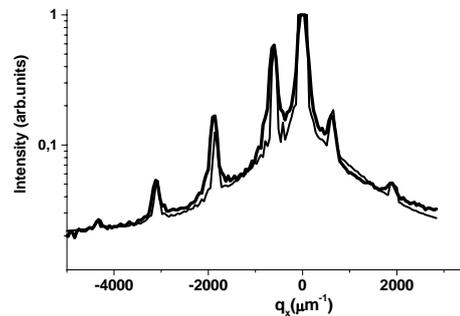


рис. 3

Автор выражает благодарность Н.Н. Фалееву (University of Delaware Dept. of Electrical and Computer Engineering, USA) за предоставление экспериментальных данных и плодотворные дискуссии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 07-02-00090-а).

- [1] Punegov V.I, Lomov A.A., Shcherbachev K.D. //Physica Status Solidi (a). **204**, 2620(2007)
- [2] Пунегов В.И. // ФТТ. **37**, 1134 (1995)
- [3] Бушуев В.А. // Поверхность. N 9, 29 (2007)
- [4] Фалеев Н.Н., Павлов К.М., Пунегов В.И. и др. // ФТП. **33**, 1359 (1999)
- [5] Фалеев Н.Н., Мусихин Ю.Г., Суворова А.А. и др. // ФТП. **35**, 969 (2001)
- [6] Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Щукин В.А. и др. // ФТП. **32**, 385 (1988)

Рентгеновское отражение от многослойной дифракционной решетки с вариацией периода и размера штриха

В.И. Пунегов¹, Д.В. Сивков²

¹Коми научный центр УрО РАН, ул. Коммунистическая 24, Сыктывкар, Россия

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

e-mail: vpunegov@dm.komisc.ru

Настоящая работа посвящена разработке теории рассеяния рентгеновских лучей от многослойной дифракционной решетки (МДР) со случайной вариацией периода и размера штриха.

Рассмотрим модель МДР, состоящей из N штрихов прямоугольного сечения шириной b и высотой l . Многослойная структура штриха образована чередованием легких и тяжелых химических элементов.

В рамках теории дифракции от многослойной структуры введем параметр

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

характеризующий рассеивающую способность рентгеновского зеркала единичной толщины. Здесь $\chi_{1,2}$ - рентгеновские восприимчивости среды первого и второго слоя. Период зеркала $d = d_1 + d_2$, $H = |(2\pi/d)\vec{n}|$ - величина вектора обратной решетки МРЗ, \vec{n} - единичный вектор нормали к поверхности многослойной структуры, C - фактор поляризации, λ - длина волны рентгеновских лучей, ϑ - угол скольжения падающего рентгеновского пучка.

Латеральные границы штриха МДР подавляют явление первичной экстинкции, поэтому отражение рентгеновских лучей от латеральной структуры рассмотрим в кинематическом приближении. Интенсивность рассеяния от отдельного штриха зависит от рассеивающей способности и площади поперечного сечения латерально зеркала $S = b \cdot l$

$$I_H(q_x, q_z; b, l) = |a_H S \text{sinc}(q_x b / 2) \text{sinc}(q_z l / 2)|^2$$

где $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$.

Пусть штрихи расположены вдоль оси x . Расстояние между s и $s+l$ штрихом T_s . Интенсивность рассеяния от МДР запишется в виде:

$$I_G(q_x, q_z) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \exp\left(iq_x \left(\sum_s^{n-1} T_s - \sum_s^{m-1} T_s\right)\right) I_{H,s}(q_x, q_z), \quad (1)$$

где $I_{H,s}(q_x, q_z)$ - интенсивность отражения от штриха с номером s .

Для идеальной МДР с одинаковыми по размеру штрихами и с идеальной латеральной периодичностью ($T_s = T$, $\epsilon \in s$) решение (1) имеет вид

$$I_G(q_x, q_z) = I_H(q_x, q_z; b, l) L_G(q_x) \quad (2)$$

где

$$L_G(q_x) = \frac{\sin^2(q_x T N / 2)}{\sin^2(q_x T / 2)}$$

одномерная интерференционная функция Лауэ

Рассмотрим случай, когда штрихи решетки отличаются по своим размерам, то есть $b = \langle b \rangle + \delta b$ и $l = \langle l \rangle + \delta l$, где $\langle \dots \rangle$ - среднее значение по всей МДР, δb и δl - флуктуации ширины и высоты штриха, $\sigma_b = \sqrt{\langle \delta b^2 \rangle}$ и $\sigma_l = \sqrt{\langle \delta l^2 \rangle}$ - их дисперсии.

Придерживаясь формализма, предложенного в [1], проведем статистическое усреднение по размерам ширине и высоте штриха с использованием логарифмического нормального распределения

$$p_{LN}(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} D \sigma_{LN}} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln(D) - \langle D_{LN} \rangle}{\sigma_{LN}}\right)^2\right], \quad (3)$$

где среднее значение $\langle D \rangle$ и среднеквадратичное отклонение σ^2 соотносятся с присутствующими в функции распределения параметрами как

$$\langle D \rangle = \exp(\langle D_{LN} \rangle + \sigma_{LN}^2 / 2),$$

$$\sigma^2 = \exp(\langle D_{LN} \rangle + \sigma_{LN}^2 / 2) [\exp(\sigma_{LN}^2 / 2) - 1].$$

В результате такого усреднения решение (1) может быть переписано в виде

$$I_G(q_x, q_z) = \langle I_H(q_x, q_z) \rangle L_G(q_x) \quad (4)$$

где

$$\langle I_H(q_x, q_z) \rangle = \int_0^\infty \int_0^\infty I_H(q_x, q_z; b, l) p_{LN}(b) p_{LN}(l) db dl$$

- интенсивность рассеяния от отдельного штриха с учетом усреднения по их размерам,

Если теперь предположить, что период T имеет случайные отклонения δT от среднего значения \bar{T} , при этом $T = \bar{T} + \delta T$ и $\sigma_T = \sqrt{\langle \delta T^2 \rangle}$, усредненную функцию Лауэ дифракционной решетки можно вычислить с учетом распределения (3)

$$\langle L_G(q_x) \rangle = \int_0^\infty \frac{\sin^2(q_x T N / 2)}{\sin^2(q_x T / 2)} p_{LN}(T) dT$$

Интенсивность рассеяния на МДР со случайной вариацией периода и размера штриха может быть записана как

$$I_G(q_x, q_z) = \langle I_H(q_x, q_z) \rangle \langle L_G(q_x) \rangle \quad (5)$$

Полученные решения (2), (4) и (5) использованы для численного моделирования карт углового распределения интенсивности рассеяния от МДР Ni/C в обратном пространстве.

Для всех вычислений период латерального рентгеновского зеркала $d=4\text{ nm}$, отношение никелевого слоя к периоду $d_1/d=0.4$, число периодов $N=50$. Ширина штриха $b=400\text{ nm}$, ее высота $l=200\text{ nm}$, период решетки $T=800\text{ nm}$. Используется жесткое рентгеновское излучение с длиной волны 0.154 nm .

На рисунке 1 показана карта распределения интенсивности рассеяния от идеальной МДР, рассчитанная по формуле (2). Контуры равной интенсивности на всех картах представлены в логарифмическом масштабе, отношение интенсивности между соседними линиями составляет 0.18. Нетрудно видеть, что для идеальной МДР (рис.1) отсутствуют четные дифракционные порядки (сателлиты). Действительно, если ширина штриха равна половине латерального периода решетки ($b=T/2$), согласно решению (2) при значениях $q_x = (2\pi/T)m$, где $m = \pm 2, 4, 6, \dots$, интенсивность рассеяния на отдельном штрихе решетки

$$I_H(q_x = (2\pi/T)m, q_z; T/2, l) \equiv 0 \quad (6).$$

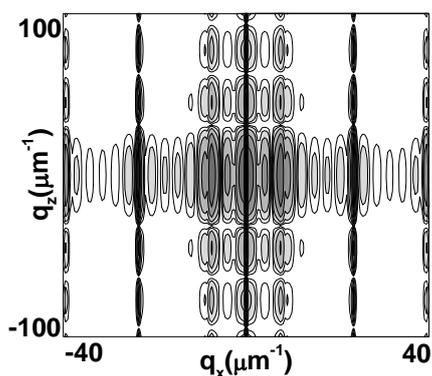


Рис.1

Рисунок 2 демонстрирует карты углового распределения интенсивности рассеяния от МДР со случайной вариацией штриха и строгой латеральной периодичностью решетки.

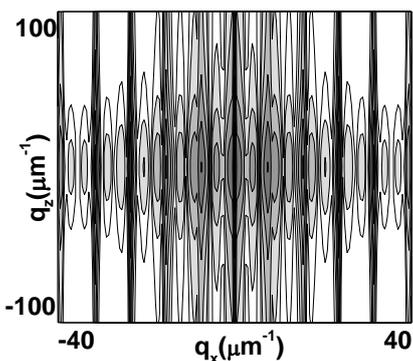


Рис.2

Дисперсия ширины σ_b и высоты σ_l составляет половину соответствующих размеров поперечного сечения штриха дифракционной решетки. Флуктуации латеральных размеров штриха снимают запрет на формирование четных дифракционных порядков отражения МДР.

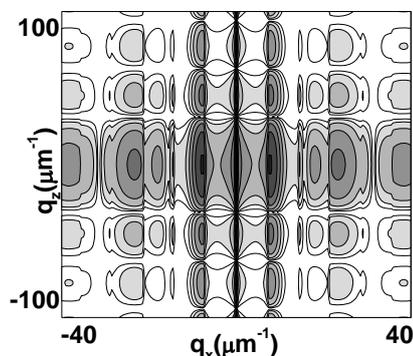


Рис.3

На рисунках 3 и 4 показаны карты распределения интенсивности рассеяния в обратном пространстве со случайной вариацией периода МДР ($\sigma_T = T/10$). В случае одинаковых по размеру штрихов (рис.3) наблюдается «нулевые линии» четных дифракционных сателлитов. Из-за случайной вариации периода дальние дифракционные сателлиты «размазаны» в широком угловом интервале.

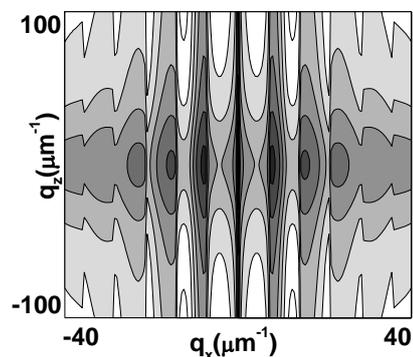


Рис.4

Дифракционная картина меняется в случае одновременной флуктуации размеров штриха и периода решетки (рис.4).

Таким образом, в работе показано влияние случайных вариаций размеров штриха и периода МДР на формирование углового распределения интенсивности рассеяния.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 07-02-00090-а).

[1] Boule A., Conchon F., Guinebretière R. // Acta Cryst. A62, 11 (2006)

Аттестация и коррекция формы асферических поверхностей

А.Е. Пестов, Д.Г. Раскин, Н.Н. Салащенко, Л.А. Суслов, М.Н. Торопов,
Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия
e-mail: redfenix@ipm.sci-nnov.ru

На данный момент в ИФМ РАН ведётся работа по созданию нанолитографа на длину волны 13,5 нм [1]. Данный прибор предназначен для создания с помощью проекционной литографии рисунков с разрешением до 30 нм на фоточувствительном слое. Основным его преимуществом по сравнению с оптическими проекционными литографами, является высокая разрешающая способность, а в сравнении с оборудованием (таким как атомно-силовые и электронные микроскопы) широко используемым на данный момент в наноисследованиях, его отличает высокая производительность. Высокая производительность является основным критерием применимости в производстве. В проекционной литографии она достигается за счёт большой площади одновременно засвечиваемой поверхности подложки. Для увеличения рабочей площади засветки без существенной потери качества проецируемого изображения в объективе необходимо применять асферические оптические поверхности. Основной рабочей частью нашего прибора будет объектив Шварцшильда состоящий из двух асферических поверхностей, применение которых позволяет получить поле засветки размером 0,6*0,6 мм².

В этой связи встаёт задача аттестации и коррекции формы оптических поверхностей. Для получения изображения литографического качества необходимо довести точность формы поверхности до RMS (корень квадратный из среднеквадратического отклонения) = $\lambda/50$ [2]. Для 13,5 нм эта величина составляет 0,3 нм, что соответствует точности $\lambda/2000$ на рабочей длине волны интерферометра.

Для такой высокой точности измерений невозможно создать эталоны нужного качества или использовать фронты низкого качества и измерять относительное изменение фазы. Для измерений с такими точностями применяются интерферометры с дифракционной волной сравнения (PDI). Эти приборы давно и успешно используются для аттестации сферических поверхностей, но применение их в исходном виде для измерения асферики невозможно, поскольку отклонение от сферы этих поверхностей составляет много длин волн, и анализ интерференционных картин от таких поверхностей с точностью $\lambda/2000$ невозможен. Пример такой интерферограммы полученной с помощью PDI интерферометра для вогнутого зеркала M2 разрабатываемого нанолитографа

приведён на рисунке 1. Как можно видеть, часть интерферограммы отсутствует, и связано это с тем, что размер пятна фокусировки составил около 0,2 миллиметра, и оно целиком не помещается на зеркале 7, рис 3.

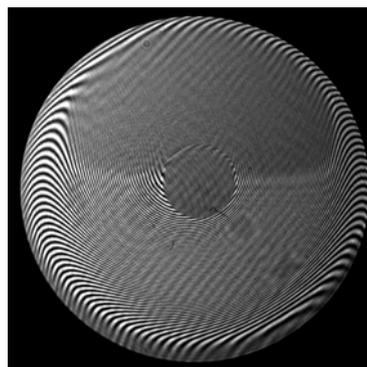


Рис.1 Интерферограмма полученная при исследовании асферической поверхности зеркала M2 нанолитографа.

Решением данной проблемы является применение компенсаторов (специальных линз) которые изменяют асферический фронт, приводя его к сферическому.

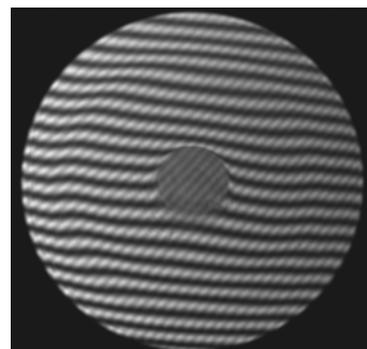


Рис.2 Интерферограмма от той же асферической поверхности, но полученная с применением компенсатора.

Так как эталонная волна не проходит через компенсатор, все искажения волнового фронта которые он создаёт передаются на интерференционную картину. Поэтому условия на точность аттестации поверхностей компенсатора ещё более жёсткие, чем на точность формы асферики. Результаты измерения формы поверхностей компенсатора учитываются при обработке интерферограмм.

Аттестация проводится PDI интерферометром. По своей специфике он измеряет только сферические поверхности, поэтому форма рабочих поверхностей компенсатора должна быть сферической.

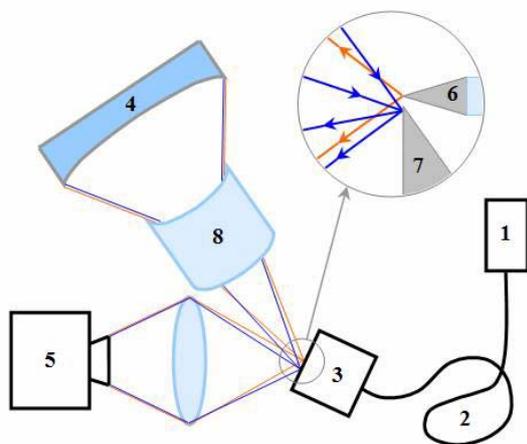


Рис.3 Схема применения компенсатора в PDI. 1 – He-Ne лазер, 2 – одномодовый волновод, 3 – стол для источника сферической волны, 4 – исследуемый образец, 5 – наблюдательная система, 6 - источник сферической волны, 7 – плоское зеркало, 8 – компенсатор.

Это есть основное условие на параметры компенсатора. Таким образом, весь компенсатор описывается четырьмя параметрами. Двумя радиусами (радиус первой и второй сферических поверхностей) и двумя расстояниями (толщина компенсатора и расстояние от источника сферической волны до первой поверхности компенсатора). От этих параметров зависит aberrация волнового фронта при прохождении компенсатора.

В моделирующей программе волновые фронты описываются методом продольных aberrаций [3]. Продольная aberrация сферического волнового фронта прошедшего через компенсатор сравнивается с aberrацией асферической поверхности и находится среднеквадратическое отклонение волнового фронта от поверхности. По этому показателю производится оптимизация параметров компенсатора.

Расчёт проводился для вогнутого зеркала M2 нанолитографа. Его форма описывается следующей формулой:

$$Z = \frac{Cy^2}{1 + \sqrt{1 - (1+k)C^2 y^2}} + \alpha_1 y^4 + \alpha_2 y^6$$

Где коэффициенты:

C – кривизна (1/R) поверхности при вершине; y – расстояние от оптической оси в полярной

системе координат; k – коническая константа ($-\epsilon^2$ (ϵ -эксцентриситет кривой второго порядка));

α_1, α_2 – коэффициенты асферичности

Для зеркала M2 нанолитографа эти коэффициенты составили:

$k = 0,1173; \alpha_1 = 4,31355e-11; \alpha_2 = 9,62282e-17; R = -382,78000$

расчет дал следующие параметры компенсатора: r_1 (радиус первой сферической поверхности компенсатора) = 63,2 мм, r_2 (радиус второй сферической поверхности компенсатора) = 209 мм, h (толщина компенсатора - расстояние между вершинами сферических поверхностей) = 64,996 мм, $tms=3,5A$ ($\lambda/1810$), L (расстояние от источника сферической волны до компенсатора) = 14,80 мм.

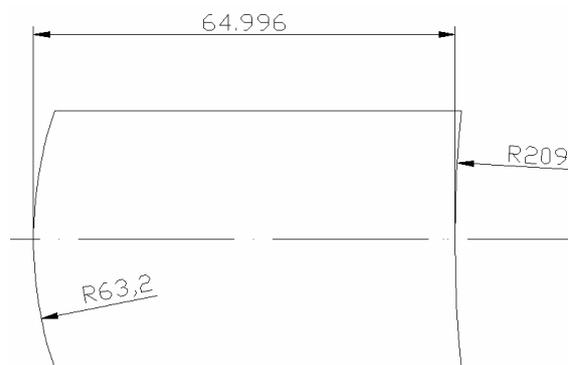


Рис.4 Вид и основные параметры компенсатора для зеркала M2 нанолитографа.

По результатам измерений с применением данного компенсатора была проведена коррекция формы поверхности зеркала M2 по описанной в [4] методике. Точность формы поверхности доведена до RMS=1 нм, что вполне достаточно на данном этапе.

В ближайшее время планируется начать работу по коррекции формы зеркала M1. В качестве компенсатора для него будет использовано зеркало M2 в составе Шварцшильдовского объектива.

Работа поддержана грантом РФФИ.

[1] Бибишкин, М.С., Вознесенский, Н.Б., Клюенков, Е.Б., и др. Сборник “Нанопфизика и наноплектроника”, 2, 479-480 (2005).
 [2] Williamson, D.M., The elusive diffraction limit, OSA Proceedings on Extreme Ultraviolet Lithography, Eds. F. Zernike and D.T. Attwood, 23, 68–76 (1995)
 [3] Пуряев Д.Т. Методы контроля оптических асферических поверхностей, Машиностроение, М, 13 (1976)
 [4] Зуев, С.Ю., Клюенков, Е.Б., Пестов, А.Е., и др. Методы коррекции формы элементов зеркальной оптики с субнанометровой точностью. (В трудах этой конференции).

Исследование процесса распространения поверхностных акустических волн в кристаллах LiNbO_3 , $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ и $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Ta}_{0.5}\text{O}_{14}$ на источнике синхротронного излучения BESSY

Д.В.Рощупкин¹, А.И. Ерко², Л. Ортега³, Д.В. Иржак¹

¹Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Россия

²BESSY, Berlin, Germany

³Institut Neel, Grenoble, France

e-mail: rochtch@iptm.ru

На источнике синхротронного излучения BESSY в схеме двухкристального рентгеновского дифрактометра исследован процесс дифракции рентгеновского излучения на кристаллах LiNbO_3 , $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ и $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Ta}_{0.5}\text{O}_{14}$, промодулированных поверхностными акустическими волнами Рэлея (ПАВ). Возбуждение ПАВ приводит к синусоидальной модуляции кристаллической решетки и появлению на кривой качания акустических дифракционных сателлитов вокруг брэгговского пика. Угловое положение дифракционных сателлитов определяется длиной волны ПАВ, а их количество и интенсивность зависят от амплитуды ПАВ.

Применение метода рентгеновской дифрактометрии позволяет на основе анализа дифракционных спектров определять амплитуды ПАВ, длины волн, затухание акустических колебаний кристаллической решетки вдоль направления распространения ПАВ и по глубине кристалла. Применение синхротронного излучения позволяет наблюдать расщепление дифракционных сателлитов, связанное с растяжением и сжатием кристаллической решетки в максимумах и минимумах ПАВ. Также применение синхротронного излучения позволяет изучать дифракционную расходимость акустических пучков, связанную с дифракцией ПАВ на апертуре встречноштыревых преобразователей (ВШП), и исследовать снос потока акустической энергии в ряде кристаллов, то есть исследовать процесс, когда направление волнового вектора ПАВ не совпадает с направлением распространения потока акустической энергии в кристалле.

В работе проведен анализ распространения ПАВ в кристаллах LiNbO_3 , $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ (лангасит, LGS) и $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Ta}_{0.5}\text{O}_{14}$ (лангатат, LGT).

1. Экспериментальная схема

Дифракция рентгеновского излучения на акустически промодулированных кристаллах была исследована в схеме двухкристального рентгеновского дифрактометра на линии КМС-2 источника синхротронного излучения BESSY (рис. 1). Рентгеновское излучение с энергией $E=12$ кэВ было выделено с помощью двойного

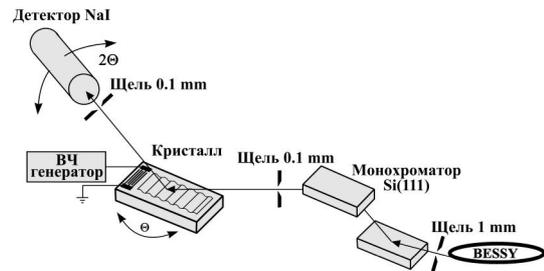


Рис. 1. Схема эксперимента.

кристалла монохроматора $\text{Si}(111)$. Рентгеновское излучение коллимировалось входными щелями 1 и 0.1 мм, расположенными перед и после монохроматора, соответственно. После монохроматора рентгеновское излучение под углом Брэгга падает на кристалл, промодулированный ПАВ. Дифрагированное рентгеновское излучение регистрировалось с помощью сцинтилляционного детектора NaI. Для измерения пространственного распределения ($\Theta - 2\Theta$) дифрагированного рентгеновского излучения перед детектором была установлена входная щель 0.1 мм.

Процесс взаимодействия рентгеновского излучения с кристаллами LiNbO_3 , LGS и LGT, различается не только акустическими свойствами кристаллов, но и рентгенооптическими свойствами кристаллов. Прежде всего это глубина проникновения излучения в кристалл. На рис. 2 приведена глубина проникновения излучения в кристаллы

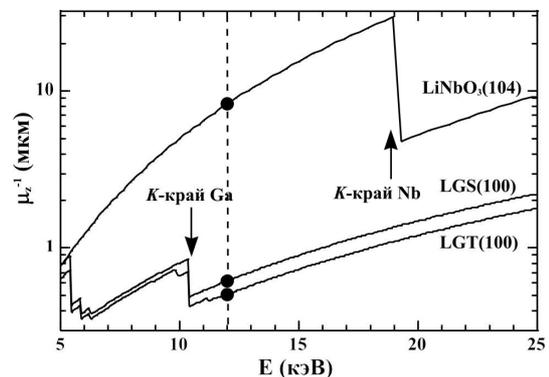


Рис. 2. Зависимости глубины проникновения от энергии рентгеновского излучения для кристаллов $\text{LiNbO}_3(104)$, LGS(100) и LGT(100).

$\text{LiNbO}_3(104)$, LGS(100) и LGT(100) в виде функции энергии. При энергии излучения $E = 12$ кэВ глубина проникновения излучения в LiNbO_3 составляет 8 мкм, а в кристаллы LGS и LGT глубина проникновения излучения составляет только ~ 0.5 мкм. Таким образом, в кристаллах LGS и LGT рентгеновское излучение дифрагирует на приповерхностном слое кристалла, равномерно промодулированном ПАВ, а в кристалле LiNbO_3 излучение дифрагирует как на промодулированной, так и не промодулированной кристаллической решетке.

Дифракция на акустически промодулированном кристалле приводит к появлению дифракционных сателлитов вокруг брэгговского пика. Интенсивность сателлитов зависит от амплитуды ПАВ, а угловое положение сателлитов определяется как $\delta\Theta = d/\Lambda$, где d - межплоскостное расстояние, а Λ - длина волны ПАВ.

2. Экспериментальные результаты

На рис. 3 приведена трехмерная карта распределения рентгеновской интенсивности ($\Theta - 2\Theta$), дифрагированной на 127° Y' -срезах кристалла LiNbO_3 (отражение(104)), промодулированном ПАВ с $\Lambda = 4$ мкм. Частота возбуждения ПАВ составляет $f = 952$ МГц при амплитуде ВЧ-сигнала на ВШП $U = 10$ В. Угловая расходимость между дифракционными сателлитами составляет $\delta\Theta = 14.4''$. На рисунке можно наблюдать расщепление дифракционных сателлитов, связанное с растяжением кристаллической решетки в максимумах акустической волны, и сжатием решетки в минимумах ПАВ, что приводит к различию значений угла Брэгга для участков кристаллической решетки, находящихся в максимумах и минимумах акустической волны.

На рис. 4 приведены трехмерные карты распределения рентгеновской интенсивности ($\Theta - 2\Theta$), дифрагированной на Y -срезах кристаллов (а) LGS и (б) LGT (отражение (100)),

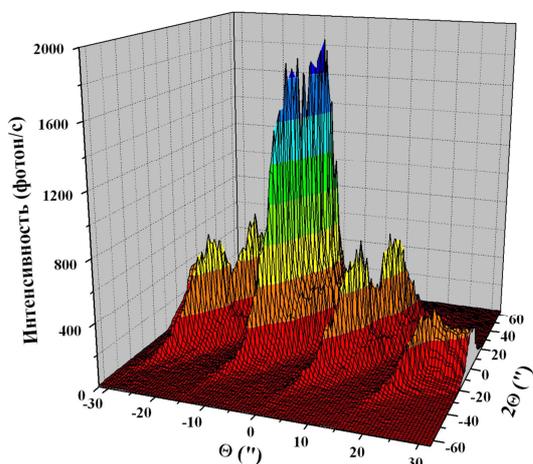
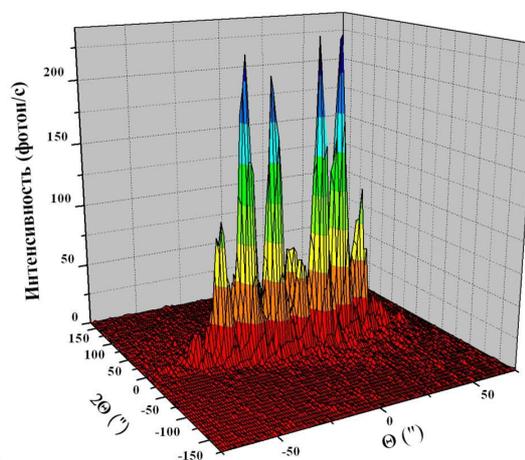
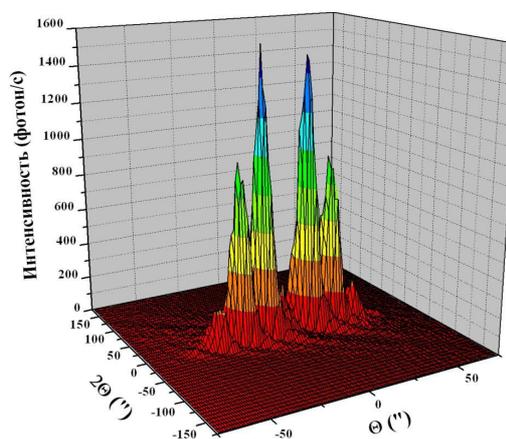


Рис. 3. 3D-карта распределения интенсивности, дифрагированной на кристалле LiNbO_3 , промодулированном ПАВ с $\Lambda = 4$ мкм. Отражение (104).



(а)



(б)

Рис. 4. 3D-карты распределения интенсивности, дифрагированной на кристаллах LGS (а) и LGT (б), промодулированных ПАВ с $\Lambda = 12$ мкм. Отражение (100).

промодулированных ПАВ с длиной волны $\Lambda = 12$ мкм. Частота возбуждения ПАВ составляет $f = 188.2$ МГц в кристалле LGS и $f = 186.2$ МГц в кристалле LGT. Амплитуда входного сигнала на ВШП составляет $U = 10$ В. Угловая расходимость между дифракционными сателлитами составляет $\delta\Theta = 12.4''$. Коэффициент электромеханической связи (преобразование электрической энергии в механические колебания кристаллической решетки) в кристаллах LGS больше чем в LGT. Это приводит к увеличению количества дифракционных сателлитов в кристалле LGS по сравнению с кристаллом LGT при одной амплитуде входного ВЧ-сигнала. Небольшая глубина проникновения рентгеновского излучения в кристаллы LGS и LGT (рис. 2) позволяет наблюдать погасание дифракционных сателлитов: сдвиг лучей, дифрагированных от разных участков поверхности в заданный порядок дифракции, равен π (рис. 4(б)). В LGS и LGT также наблюдается расщепление дифракционных сателлитов.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 06-02-22005-НЦНИ_a).

Оптически индуцированная «хиральность» азополимеров

А. А. Громченко, С. А. Иванов, Ю. В. Пономарев, Ю. А. Румянцев
МГУ, Физический факультет, Ленинские горы, ГСП-2, Москва, Россия

Рассматривается эффект поворота эллипса поляризации лазерного излучения в оптически толстом слое азополимерного образца [1,2]. Этот эффект мы называем «хиральностью». В настоящем докладе обсуждается, как эффект самовоздействия, т.е. изменение поляризации воздействующего излучения после прохождения через образец, так и поворот эллипса поляризации зондирующего излучения в азополимерном образце с предварительно оптически индуцированной анизотропией углового распределения транс-изомеров азокрасителя. В последнем случае возможны два механизма, обуславливающие этот поворот: линейный, связанный с индуцированной анизотропией среды в результате взаимодействия молекул азокрасителя с эллиптически поляризованным записывающим излучением, так и нелинейный, основанный на нелинейной поляризации третьего порядка χ^3 в результате «выжигания дыры» в угловом распределении транс-изомеров. Рассмотрим последовательно оба этих механизма.

1. «Линейный» эффект поворота эллипса поляризации

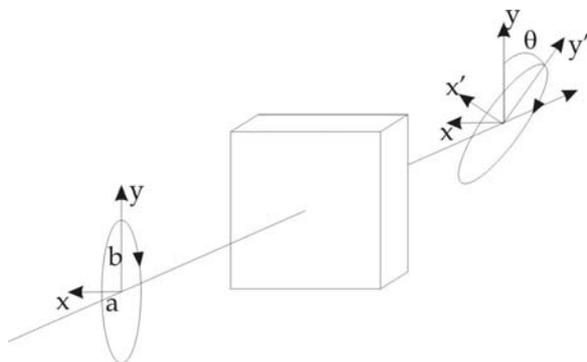


Рис. 1 Распространение поляризованного света через анизотропную среду.

Оптическая активность азополимеров основана на транс-цис фотоизомеризации, при которой в силу «стержнообразной» конфигурации транс-изомера в его угловом распределении «выжигается дыра» при действии на азополимер линейнополяризованного оптического излучения. В результате среда становится двулучепреломляющей и обладающей свойствами одноосного кристалла, оптическая ось которого параллельна главной полуоси эллипса поляризации падающего излучения.

Сформировавшись, эта ось начинает влиять на распространение света в среде.

Для объяснения «на пальцах» линейного эффекта поворота эллипса поляризации мысленно разобьем образец на последовательность «тонких» слоев. Пусть на входную грань первого слоя падает эллиптически поляризованное излучение. В результате индуцированной анизотропии, обусловленной процессами транс-цис изомеризации, эллипс поляризации излучения на выходе слоя испытает поворот на некоторый угол, пропорциональный толщине слоя. Таким образом, при прохождении слоя конечной толщины эллипс поляризации излучения на выходе окажется повернутым относительно эллипса поляризации на входе.

Для экспериментальной демонстрации эффекта поворота эллипса поляризации был поставлен следующий эксперимент. Образец облучался эллиптически поляризованным излучением с заданной эллиптичностью и ориентацией эллипса поляризации. Экспозиция выбиралась такой, чтобы процесс переориентации молекул азокрасителя образца вышел на насыщение. После этого измерялся угол поворота главной оси эллипса поляризации после прохождения через образец.

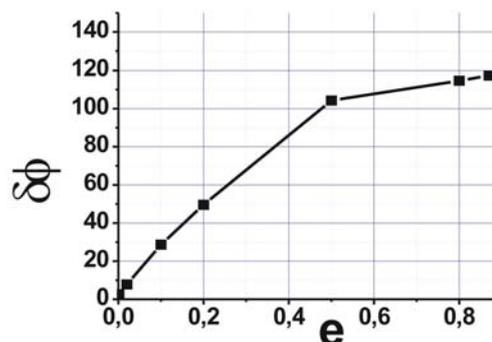


Рис. 2 Зависимость угла поворота эллипса поляризации воздействующего излучения от его эллиптичности.

Зависимость поворота эллипса поляризации от эллиптичности падающего излучения $e = a/b$ (a, b - полуоси эллипса поляризации) представлена на рис. 2.

Анизотропию азополимерного образца, индуцированную эллиптически поляризованным излучением, можно

исследовать путем анализа поляризации пробного пучка малой интенсивности, прошедшего через образец. Этот подход, в частности, позволит получить дополнительную информацию о процессах, проходящих в азополимерах под действием оптического излучения.

2. «Нелинейный» эффект поворот эллипса поляризации зондирующего излучения.

Молекула транс-изомера по своим оптическим свойствам является анизотропной и в силу своего строения должна обладать анизотропией. Как следствие этого можно ожидать нелинейной оптической активности образцов азополимера с наведенной анизотропией углового распределения транс-изомеров [3]. Одним из примеров является генерация второй гармоники [4]. Другим примером может служить нелинейная поляризационная активность, выраженная в частности в нелинейном вращении эллипса поляризации пробного излучения. При этом в первом приближении угол поворота эллипса поляризации должен быть пропорционален интенсивности пробного излучения и индуцированной анизотропии углового распределения транс-изомеров.

[1] L. Nedelchev, A. Matharu, L. Nikilova, S. Hvilsted, P. S. Ramanujam, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, Vol. 375, pp. 563-575 (2002)

[2] L. Nedelchev, L. Nikolova, A. Matharu, P. S. Ramanujam., *Appl. Phys.*, B 75, 671-676 (2002)

[3] И. Р. Шен, *Принципы нелинейной оптики*, Москва, Наука. гл. ред. физ-мат. лит. (1989)

[4] Nobuaki Matsuoka *et al*, *Opt. Communic.* 185, 467-472 (2000)

Распределение сил осцилляторов в C 1s-спектрах высокоориентированного пиролитического графита (HOPG) и полистирола.

С. В. Некипелов¹, В. Н. Сивков¹, Д. В. Сивков¹, Д. В. Вялых², С. Л. Молодцов²

¹ Сыктывкарский госуниверситет, Россия 167001 Сыктывкар, E-mail:svn@syktsu.ru
² Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Dresden, D-01062 Dresden, Germany

Благодаря использованию мощных синхротронных источников рентгеновского излучения и спектральных приборов с высоким аппаратным разрешением возможности метода рентгеновской абсорбционной спектроскопии значительно расширились, и он стал эффективным и перспективным экспериментальным способом получения информации об энергетическом и пространственном распределении свободных электронных состояний в полиатомных системах на основе соединений атомов C, N, O, F, Si, K, Ca и 3d – переходных элементов. Однако в подавляющем большинстве работ изучение NEXAFS рентгеновских спектров поглощения ограничивается анализом относительных интенсивностей и энергетических положений элементов тонкой структуры. При этом не рассматриваются такие фундаментальные параметры, как силы осцилляторов рентгеновских переходов, что обусловлено большой сложностью и отсутствием надежных методик проведения абсолютных измерений сечений поглощения в ультрамягкой рентгеновской области спектра. Для проведения

абсолютных измерений сечений поглощения с использованием синхротронного излучения (СИ) нами был успешно апробирован метод полного электронного выхода (Total electron yield, TEY) [1,2].

В настоящей работе приводятся результаты исследований высокоориентированного пиролитического графита (highly ordered pyrolytic graphite HOPG), являющегося базовой системой для создания углеродных нанотрубок [3]. HOPG представляет из себя идеальную плоскую структуру, в которой π -орбиталь направлена перпендикулярно поверхности, σ -орбиталь локализована вдоль поверхности. Исследования проводились с использованием Ti фильтра, который позволяет полностью подавить длинноволновое излучение и оценить вклад вторых порядков излучения в поглощение (рис.1) В настоящем докладе представлены полученные методом TEY распределения сил осцилляторов NEXAFS в HOPG при различных скользящих углах падения поляризованного СИ (от 20 до 90 градусов (рис.2-3).

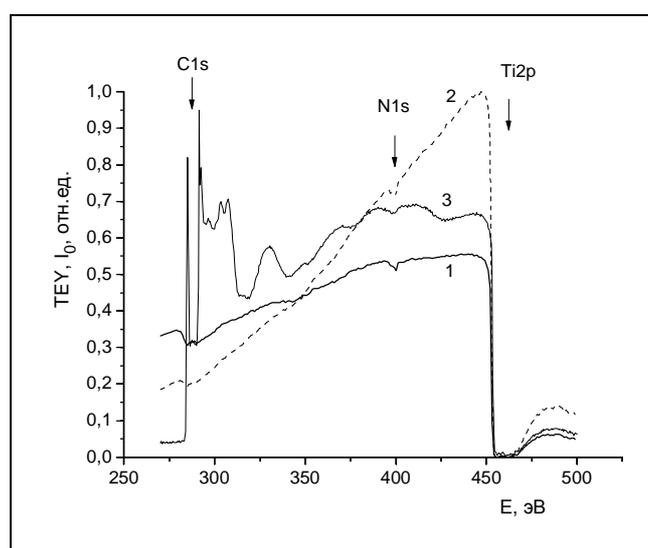


Рис.1. Спектральная зависимость полного электронного выхода чистого Si (1) и относительной интенсивности СИ (2), полученной делением TEY Si на сечение поглощения атома Si [4]. Кривая 3 – TEY HOPG для угла падения 50°.

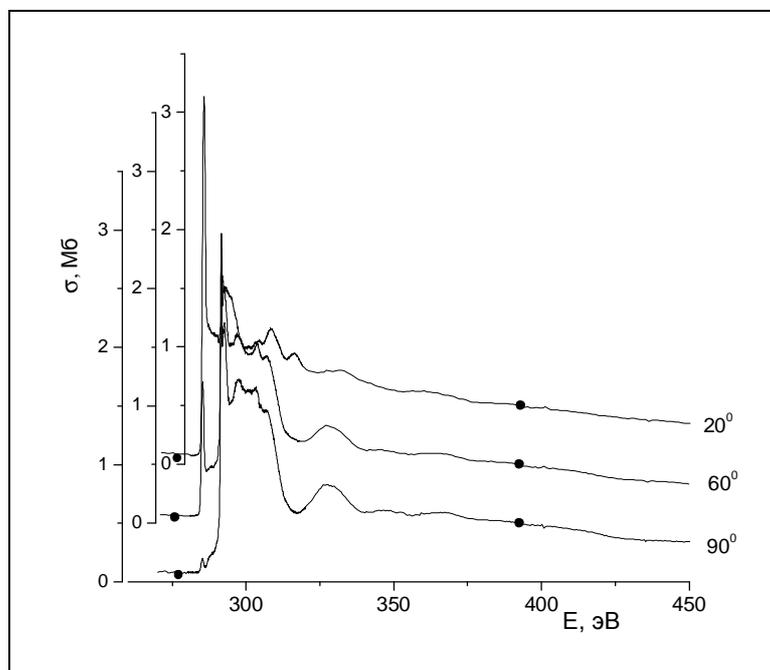


Рис.2. Спектральная зависимость сечений поглощения НОРГ в широком интервале энергий для различных углов падения. Точками обозначены атомные сечения поглощения углерода [4].

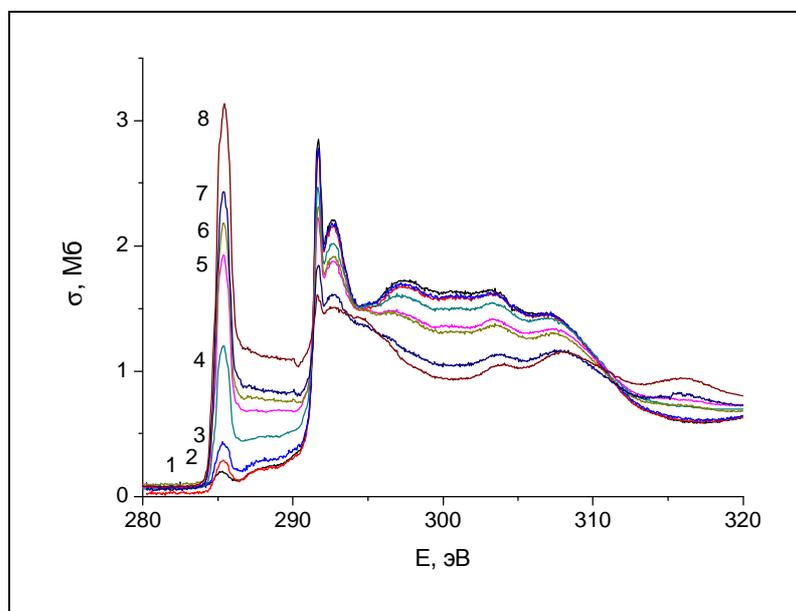


Рис.3. Спектральная зависимость сечений поглощения НОРГ энергий для различных углов падения. (Кривые 1 – 8 для скользящих углов падения 90° , 80° , 70° , 60° , 50° , 40° , 30° и 20° , соответственно).

Аналогичные исследования были проведены для C1s-спектров поглощения полистирола, который можно рассматривать в качестве основы для исследования сложных органических систем.

Исследования проводились с использованием рентгеновского излучения Русско-Немецкого канала выхода и монохроматизации синхротронного излучения на BESSY-II при финансовой поддержке двухсторонней программы Российско-Германской лаборатории на BESSY-II.

[1] V.N. Sivkov, S.B. Nekipelov, D.V. Vyalich, R. Follath, S.L. Molodtsov, BESSY Annual Report, p.435-437 (2006)

[2] В. Н. Сивков, С. В. Некипелов, Д. В. Вялых, С. Л. Молодцов, «Нанофиз. и наноэлектр.», Н.Новгород, материалы симпозиума, т.2, .364-365 (2007).

[3] S. Banerjee, T. Hemraj-Benny, S. Sambasivan, D.A. Fischer, J. A. Misewich and S. S. Wong, J. Phys. Chem. B, **109**, 8489-8495 (2005)

[4] Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C. Atom. Data and Nucl.Data Tables. **54**,144 (1993).

Измерение сил осцилляторов в NEXAFS 2p и 1s-спектров фторидов 3d-металлов методом ТЕУ.

В.Н Сивков¹⁾, С.В. Некипелов¹⁾, Д.В. Сивков¹⁾, Д.В. Вялых²⁾,
С.Л. Молодцов²⁾

¹ Сыктывкарский государственный университет, Россия 167001 Сыктывкар, E-mail:svn@syktsu.ru

² Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Dresden, D-01062 Dresden, Germany

Метод прямого фотопоглощения (трансмиссии) традиционно используемый для непосредственных измерений сечений поглощения (СП) имеет очень ограниченное применение из-за необходимости приготовления образцов в виде свободных пленок или слоев толщиной не менее 30-100 нм на подложках прозрачных для ультрамягкого рентгеновского излучения. Поэтому для исследования с использованием синхротронного излучения (СИ) рентгеновских спектров поглощения наносистем размером от одного до нескольких десятков атомных слоев и интерфейсов на границе твердых тел применяется косвенный метод квантового выхода внешнего рентгеновского фотоэффекта. При проведении исследований спектральных зависимостей сечений поглощения и распределения сил осцилляторов в области NEXAFS (Near edge X-ray absorption fine structure) с использованием СИ обычно используется метод ТЕУ (Total electron yield). Полный электронный выход пропорционален произведению сечению поглощения и интенсивности монохроматического рентгеновского излучения и монотонно зависит от энергии рентгеновского кванта. Это дает возможность при условии корректного измерения (с учетом немонохроматического фона) интенсивности СИ и сигнала ТЕУ в относительных единицах получать величины сечений поглощения в области NEXAFS. При этом необходимо осуществить приведение измеряемых сечений поглощения к абсолютной шкале. Это оказывается сложной задачей, поскольку в сигнале ТЕУ как правило присутствует вклад от проводящей подложки, оценить который не всегда удается. В этом случае не возможно проводить нормировку с использованием данных по атомным сечениям поглощения [1]. Однако для определения парциальных сечений поглощения нормировку можно провести по сумме парциальных сил осцилляторов в области NEXAFS рентгеновских спектров поглощения отдельных атомов. Этот метод нормировки основан на правиле сумм для отдельных атомных подболочек в одноэлектронном приближении [2,3]. Проведенные экспериментальные исследования NEXAFS C1s и N1s спектров поглощения ряда молекул и твердотельных соединений [4] показали, что сумма парциальных сил

осцилляторов совпадает с числом 1s-электронов и в области 30-60 эВ выше порога ионизации оказывается одинаковой для разных соединений. Последняя закономерность позволяет использовать сумму парциальных сил осцилляторов в припороговой области для приведения парциального спектра ТЕУ к абсолютной шкале сечений поглощения. Следует отметить, что NEXAFS 1s-спектров поглощения атомов II периода (C, N, O и F) хорошо описываются в рамках одноэлектронного приближения.

В предыдущих исследованиях [5] для проведения абсолютных измерений сечений поглощения с использованием СИ на выходе Русско-Германского канала на BESSY-II нами был успешно апробирован метод полного электронного выхода ТЕУ на примере NEXAFS Ca2p спектра CaF₂. В настоящей работе сообщается о результатах исследования распределения сил осцилляторов в области NEXAFS F1s – порога ионизации CaF₂, ScF₃ и K₂TiF₆. При этом F1s спектры CaF₂ были исследованы как методом трансмиссии, так и методом ТЕУ.

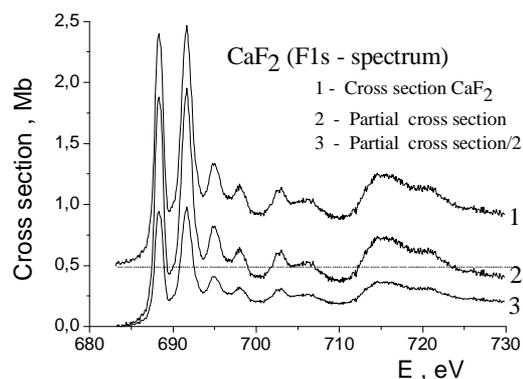


Рис.1. Спектральная зависимость сечений поглощения в области NEXAFS F1s – порога ионизации CaF₂(1). Кривые 2 и 3 соответствуют парциальным сечениям поглощения для CaF₂ и на 1 атом фтора, соответственно.

Методики приготовления и исследования образцов в виде тонких слоев на свободной титановой пленке описаны в работе [5]. Образцы ScF₃ и K₂TiF₆ для исследования методом ТЕУ

приготавливались в виде поликристаллического порошка нанесенного на поверхность поводящей карбоновой ленты.

На рис.1 приведена спектральная зависимость сечения поглощения CaF_2 в области NEXAFS – порога ионизации полученная методом прямого фотопоглощения (трансмиссии).

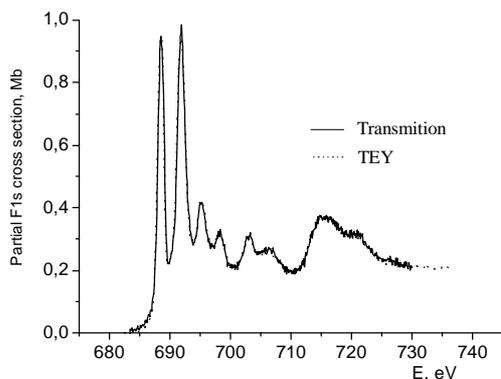


Рис.2. Спектральные зависимости парциальных F1s сечений поглощения CaF_2 нормированные на 1 атом фтора, измеренные методами трансмиссии и TEY.

На рис.2 приведены спектральные зависимости парциальных F1s сечений поглощения измеренных методами трансмиссии и TEY. При этом спектры TEY приведены к абсолютной шкале сечений поглощения путем нормировки суммы сил осцилляторов в относительных единицах к сумме, полученной методом трансмиссии. Видно, что спектральные зависимости сечений поглощения, полученные обоими методами, совпадают.

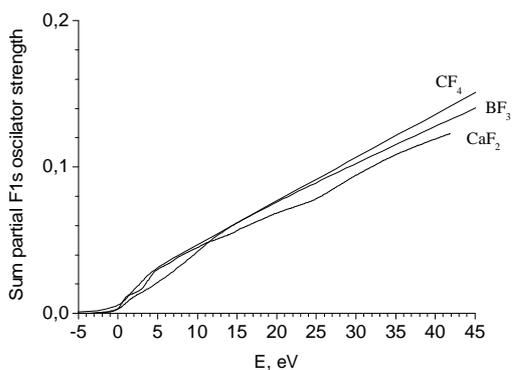


Рис.3. Суммы парциальных F1s сил осцилляторов на один атом фтора для молекул CF_4 , BF_3 и поликристаллического CaF_2 .

Для сравнения на рис.3 показаны спектральные зависимости парциальных F1s суммарных сил осцилляторов нормированных на один атом фтора и исследованных нами ранее молекул CF_4 [4] и BF_3 [7]. Видно, что эти зависимости хорошо согласуются в пределах точности измерений (15%). Такая корреляция суммарных сил осцилляторов позволяет использовать для

приведения спектральных зависимостей TEY к абсолютной шкале сечений поглощения для фторидов 3d-переходных металлов. Полученные в результате такого приведения спектральные зависимости парциальных F1s сечений поглощения поликристаллических ScF_3 и K_2TiF_6 показаны на рис.4.

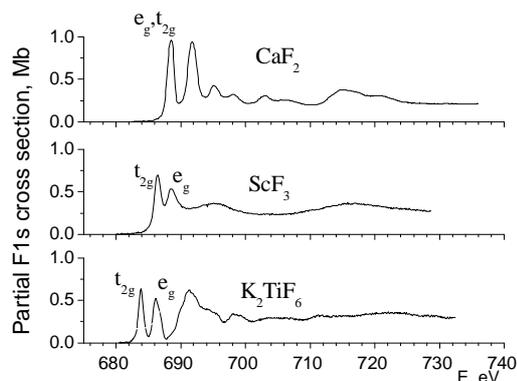


Рис.4. Спектральные зависимости парциальных F1s сечений поглощения CaF_2 , ScF_3 и K_2TiF_6 нормированные на 1 атом фтора.

В работе также были исследованы спектральные зависимости сечений поглощения в области NEXAFS Ca2p и Sc2p краев поглощения CaF_2 , и ScF_3 , а также спектра поглощения K_2TiF_6 . Сравнительный анализ NEXAFS 2p и 1s спектров поглощения исследованных соединений с учетом их кристаллической структуры позволил провести качественную идентификацию элементов NEXAFS и связать первые узкие полосы поглощения с переходами F1s электронов на гибридные $\text{Me}3d\text{-F}2p$ состояния. Наличие этих узких пиков определенно указывает на проявление коллапса 3d орбиталей в атоме Ca в результате ионизации Ca4s-оболочки в кристалле CaF_2 .

Проведенные исследования показали, что метод TEY может быть применен для абсолютных измерений парциальных сечений поглощения в области NEXAFS F1s края поглощения с использованием нормировки по сумме парциальных F1s сил осцилляторов.

Исследования проведены при финансовой поддержке двухсторонней программы Российско-Германской лаборатории на BESSY-II.

- [1] Henke V.L., Gullikson E.M., Davis J.C.//Atom. Data and Nucl. Data Tables. **54**, 144 (1993).
- [2] Амусья М.Я. Атомный фотоэффект. М. Наука, 1986
- [3] Бете.Г., Солпитер Е.Е. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М., ГИФМЛ, 1960.
- [4] Сивков В.Н. Авт. докт. дисс.. С-ПбГУ, 2005.
- [5] Сивков В.Н., Некипелов С.В., Д. В. Вялых, С. Л. Молодцов «Нанофиз. и наноэлектр.», Н.Новгород, мат. симпозиума, т.2, 364 (2007).
- [7] Некипелов С.В., Акимов В.Н., Виноградов А.С., Опт. и спектр., **64**, N4, 817, 1988.

Дифракционный профиль упруго изогнутого кристалла в геометрии Брэгга.

И.А. Смирнова¹, Е.В. Шулаков², Э.В. Суворов¹

¹ Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, ул. Институтская 2, Черноголовка, Россия

² Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Институтская 6, Черноголовка, Россия
e-mail: irina@issp.ac.ru

Одним из широко используемых неразрушающих методов анализа деформаций в кристаллах являются методы дифракции рентгеновского излучения.

Дифракционные методы определения упругой деформации кристаллической решетки основаны на допущении о динамическом рассеянии рентгеновских лучей решеткой. Наличие структурных неоднородностей со значительными вариациями межплоскостного расстояния и ориентации отражающих плоскостей приводит к кинематическому рассеянию излучения от этих областей кристалла. На кривых качания эффекты кинематического рассеяния проявляются в виде расширения и смещения дифракционных максимумов, аналогично наблюдаемым эффектам динамического рассеяния при упругой деформации [1].

В рентгеновской секционной топографии на изображении кристалла эффекты динамического и кинематического рассеяния разделяются. Динамический контраст проявляется как картина интерференционных полос вокруг прямого изображения дефекта. На проекционных топограммах этот контраст будет размываться, так как геометрия и структура этих полос зависят от положения дефекта. Динамические интерференционные полосы определяются дальними полями напряжений, вызванных дефектами. Кинематическое изображение переносится на выходную поверхность образца вдоль направления дифрагированной волны. Фактически кинематическое изображение и является прямым изображением искаженной области. Оно привязано к локальной области образца и, соответственно, воспроизводится на топограммах сканирования.

В теоретических работах по динамическому рассеянию рентгеновского излучения в кристаллах с постоянным градиентом деформации при дифракции сферической волны предсказывается волновое распространение излучения в случае положительного градиента деформации и экспоненциальное затухание при обратном знаке [2,3]. В [3] указывается на наличие двух максимумов интенсивности на выходной поверхности кристалла основного и дополнительного (деформационного). В экспериментальных работах [4, 5] на кристалле с аморфной окисной пленкой переменной

толщины обнаружен новый тип интерференционных полос – деформационные полосы. Такого типа полосы наблюдаются на топограммах кристаллов с односторонним плёночным покрытием, локальной ионной имплантацией и т.д. В данной работе исследуется дифракционный профиль упруго изогнутого кристалла. Экспериментальные проекционные, секционные изображения кристаллов, двухкристалльные кривые качания сопоставляются с численным моделированием по уравнениям Такаги.

Дифракция в идеальном кристалле. В рентгеновской топографии идеальных монокристаллов хорошо известна картина интерференционных полос в геометрии Брэгга с квазипериодом τ , где τ – экстинкционная глубина по Лауэ. При дифракции узкого квазимонохроматического пучка на кристалле, вблизи точки входа излучения в образец, образуется яркий выброс интенсивности с амплитудой 100% и шириной на половине высоты равной 0.5τ . Первый минимум находится на расстоянии 1.22τ . Интенсивности боковых максимумов быстро убывают. Так амплитуды первых трех максимумов имеют величины 1.58%, 0.35% и 0.13%. Экспериментальное наблюдение этих полос возможно при большой переэкспозиции [7].

Экспериментальные результаты.

Исследуемые образцы: тонкослойные псевдоаморфные гетероструктуры $\text{Si}_{(1-x)}\text{Ge}_x/\text{Si}$ с содержанием Ge в твердом растворе $x=0,15$ и $x=0,30$ с подложкой Si(001) выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии.

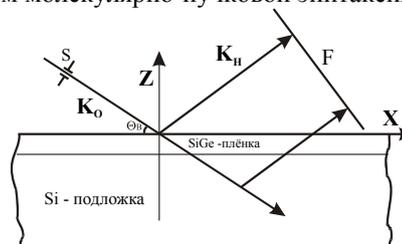


Рис.1 Схема дифракции в методе секционная топография в геометрии Брэгга (на отражение).

Рентгеновское излучение падает на кристалл под точным углом θ_B , S – входная щель (10 мкм), F – плоскость регистрации, находится в области геометрического изображения, \mathbf{K}_0 и \mathbf{K}_1 направление проходящей и дифрагированной волны.

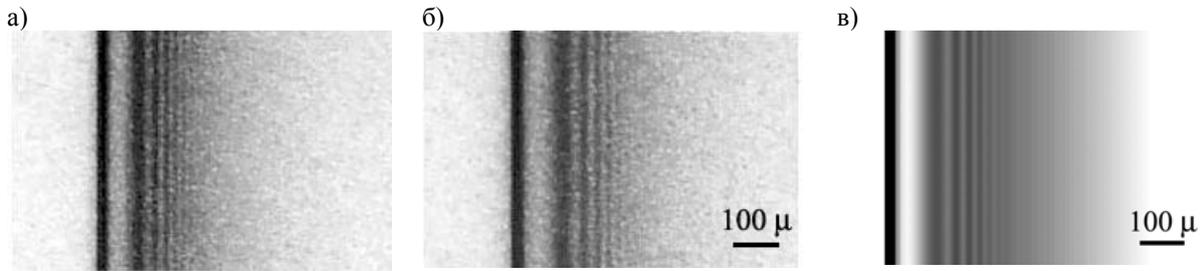


Рис.2 Фрагменты секционных топограмм, отражение Si(004), излучение MoKα1: а) $x=0.15$, толщина Si(1-x)Ge x слоя 0.23 мкм, б) $x=0.3$, 0.08 мкм, в) моделирование дифракционного эксперимента соответствующее топограмме на рис.2б. Параметры моделирования: $A=B=1$, $R_1=R_2=56$ метров.

Рассмотрим некоторые экспериментальные результаты. На рис.2а, б представлены фрагменты топограмм. После яркого выброса интенсивности, соответствующего идеальному кристаллу, хорошо видна система интерференционных полос с постепенно уменьшающейся интенсивностью и периодом (см. рис.3). Новые полосы формируются в области, где интенсивность для идеального кристалла практически равна нулю. По характеру распределения интенсивности данная картина отличается от представленной в работах [4, 5]. Следует отметить, что топограммы сканирования данных кристаллов имеют однородно серый контраст.

Мы предполагаем, что топографический контраст изображения связан с рассогласованием фазы вблизи выходной поверхности кристалла между опорной волной, рассеянной в совершенном объеме кристалла, и предметной волной, отраженной от входной поверхности образца. Это приводит к тому, что предметная волна больше не подавляет опорную волну в области максимумов интенсивности интерференционной картины.

Для теоретического описания рентгеновского дифракционного изображения упруго изогнутого кристалла использовалась система дифференциальных уравнений Такаги. Поле смещений задавалось в виде

$$u_z = -\frac{2x^2}{R_1} - \frac{2y^2}{R_2} - \left(\frac{A}{R_1} + \frac{B}{R_2}\right)\left(z - \frac{t}{2}\right)^2$$

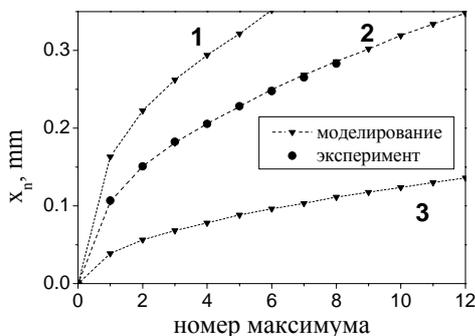


Рис.3 Положения максимумов интенсивности, 1 – $R=100$ м, 2 – $R=56$ м (соответствует рис. 2б, в) 3 - $R=10$ м.

В заключение можно отметить, что наблюдаемые в работе интерференционные полосы в секционной топографии являются динамическими интерференционными полосами и связаны с однородным изгибом кристалла. При изменении знака градиента деформации период полос не изменяется, но наблюдается изменение контраста полос. При уменьшении градиента деформации кристалла первый максимум смещается в сторону основного брэгговского максимума и уменьшается период полос. Результаты моделирования дифракционных изображений хорошо согласуются с экспериментальными топограммами. Из сопоставления моделирования и экспериментальных топограмм можно определить радиус изгиба кристалла.

Авторы выражают глубокую благодарность В.И. Вдовину, М. М. Рзаеву за предоставленные образцы. Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 06-02-16536.

- [1] Тхорик Ю.А., Хазан Л.С. Пластическая деформация и дислокации несоответствия в гетерозпитаклиальных системах Киев: Наук. Думка, с.304, (1983).
- [2] Chukhovskii F.N., Gabrielan K.T., Petrashen P.V. Acta Cryst, **A34**, 610-621, (1978).
- [3] Yan H, Kalenci O, Noyn I.C. J. Appl. Cryst.. **40**, 322-331, (2007).
- [4] Шульпина И. Л., Петрашень П. В., Чуховский Ф. Н., Габриэлян К.Т., Тезисы докладов IV Всес. совещания “Дефекты структуры в полупроводниках” Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, ч.2, с.114, (1984).
- [5] Chukhovskii F.N., Petrashen P.V. Acta Cryst. **A44**, 8-14, (1988).
- [6] Saka T., Katagawa T., Kato N.. Acta Cryst. **V.A28**. P.102, P.113, (1972).
- [7] Шулаков Е.В., Смирнова И.А., Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, **1**, с. 96-100, (2001).

Особенности дифракции рентгеновского волнового поля на деформационных полях единичных дислокаций в кремнии в методах высокоразрешающей секционной топографии

Э.В.Суворов, И.А.Смирнова

Институт физики твердого тела РАН, Институтская ул.,2, Черноголовка, Московская обл., Россия

e-mail: suvorov@issp.ac.ru

Экспериментально и методом компьютерного моделирования [1,2] изучена тонкая структура дифракции рентгеновского волнового поля для случая, когда деформационное поле локализовано вблизи линии, перпендикулярной поверхности образца и вектору дифракции. В данном случае этой линией является прямолинейная дислокация, вектор Бюргера которой параллелен вектору обратной решетки. Изображения дислокаций исследовались на различных длинах волн и для разных отражений. Для анализа изображения использовались методы геометрической оптики. Проанализировано влияние толщины кристалла и

роль поглощения при образовании дифракционного изображения дислокаций и выяснено, как дифрагирует рентгеновская волна на различных участках упругого поля дислокации. На основании анализа экспериментальных данных и расчетных изображений установлено, что в формировании изображения дефектов большую роль играют эффекты фокусировки и дефокусировки рентгеновского волнового поля, а также эффекты внутреннего отражения, аналогичные, например, эффекту Бормана-Леемана [3,4].

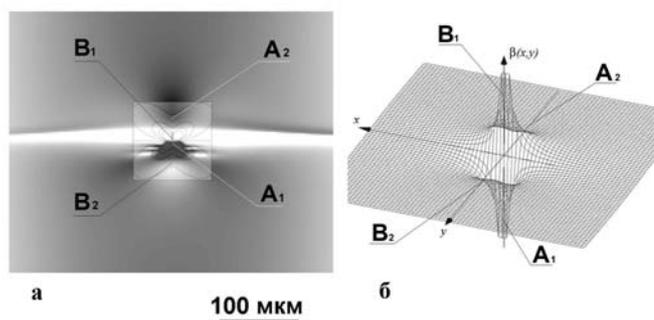


Рис.1

Установлено, что тонкая структура дифракционного изображения дислокаций в случае тонких кристаллов на секционных топограммах достаточно симметрична относительно следа плоскости рассеяния. В то же время с ростом толщины кристалла или с увеличением интерференционного поглощения симметрия нарушается за счет различий в рассеянии нормальной и аномальной мод волнового поля вблизи брэгговского отражения. В областях кристалла, где упругое поле меняется с расстоянием медленно, рентгеновское волновое поле успевает подстраиваться к изменениям кристаллической решетки, и отслеживает отклонения кристалла от точного условия Брэгга, начинают работать эффекты фокусировки и дефокусировки двух мод волнового поля в зависимости от знака градиента деформации. На рис.1а представлена рассчитанная на ЭВМ [5-7] секционная топограмма высокого разрешения с единичной краевой дислокацией, перпендикулярной поверхности кристалла. На топограмму наложена карта эффективных локальных разориентаций решетки $\beta(x, y)$, связанная с упругим полем дислокации. На рис.1б

показано пространственное изображение функции локальных разориентаций решетки. Области, обозначенные на рисунке A_2, B_2 , соответствуют медленно меняющемуся упругому полю, связанному с дислокацией. Из геометрической оптики, развитой в работах [8-13], известно, что в областях с положительной кривизной функции $\beta(x, y)$ происходит фокусировка слабо поглощающейся моды волнового поля, а нормальная мода фокусируется в областях с отрицательной кривизной функции локальных разориентаций решетки.

Второй важной особенностью рассеяния рентгеновской волны на локальных искажениях кристаллической решетки является то, что дифракция происходит по двум разным механизмам в зависимости от градиента пространственных изменений деформационного поля. В областях кристалла, где упругое поле меняется значительно на расстояниях, соизмеримых с экстинкционной длиной, т.е. эта область выходит из отражающего положения, возникает интерференционное рассеяние на границе этой области. Причем вид и градиент

деформационного поля в данном случае уже не имеет существенного значения. Эти области отмечены на рисунке как A_1 и B_1 . Здесь волновое поле как бы попадает в канал коллиматора Кора-Кикутта [14-16]. В области A_1 фокусируется слабо поглощающаяся Бормановская мода волнового поля. Отсюда возникает яркое пятно на изображении. В области B_1 происходит фокусировка нормальной сильно поглощающейся моды. Но она практически не доходит до

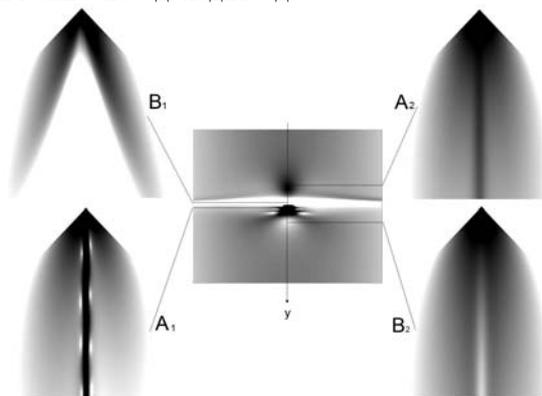


Рис.2

Таким образом, становится понятно, почему отсутствует симметрия изображения относительно плоскости рассеяния в случае "толстого" кристалла, а также, почему на изображении дислокации на рентгеновской топограмме наблюдается, на первый взгляд, больше деталей, чем на розетке эффективных разориентаций $\beta(x, y)$. Как видно из анализа рис.2, количество максимумов и минимумов на топограмме и на функции эффективных разориентаций одинаково.

Анализ экспериментальных дифракционных изображений дислокаций и моделирование процессов рассеяния рентгеновского излучения на ЭВМ позволяют установить:

1. Тонкая структура дифракционного изображения дефектов в толстых кристаллах определяется различиями в рассеянии нормальной и аномальной мод волнового поля вблизи брэгговского отражения.

2. Рентгеновское дифракционное изображение дефектов в случае толстых кристаллов может иметь симметрию, отличную от симметрии функции локальных разориентаций кристаллической решетки.

3. Рассеяние рентгеновской волны на локальных искажениях кристаллической решетки происходит по двум разным механизмам в зависимости от градиента пространственных изменений деформационного поля. В областях кристалла, где упругое поле меняется с расстоянием медленно, рентгеновское волновое поле успевает подстраиваться и отслеживает отклонения кристаллической решетки от точного условия Брэгга. В областях кристалла, где упругое поле меняется значительно на расстояниях порядка экстинкционной длины, эта область выходит из отражающего положения и возникает интерференционное рассеяние на границе этой

выходной поверхности кристалла и поэтому образуется светлая тень.

На рис.2 представлено рассчитанное на ЭВМ волновое поле внутри треугольника рассеяния. Анализ представленных сечений позволяет понять, как формируется рентгеновское волновое поле в различных участках деформационного поля искажений вблизи дислокации.

области. Причем существенно, что вид деформационного поля в данном случае уже не имеет значения.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований - РФФИ № 06-02-16536-а.

[1] Суворов Э.В., Смирнова И.А., Шулаков Е.В. Поверхность Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2005, №12, с.12-19
 [2] Суворов Э.В., Смирнова И.А., Шулаков Е.В. ФТТ 2007, 49, 6, 1050-1055
 [3] G.Borrmann, K.Lehmann Z.Cryst.,125, 234, (1967)
 [4] Шулаков Е.В., Смирнова И.А., Суворов Э.В. Поверхность Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 1996, 7, с.32-43
 [5] Authier A. // Dynamical Theory of X-Ray Diffraction. Oxford: Science Publications. 2001. 734 P.
 [6] S.Takagi, Acta Cryst.15,10,1311-1312,1962
 [7] D.Toupin, Acta Cryst.23,1,25-35,1967
 [8] N.Kato J. Physical Soc.Jap.1963, 18,N12, 1785-1791; 1964, 19, N1, 67-77; 1964, 19, N6, 971-985
 [9] K.Kambe Z.Naturforsch., a20, 770, 1965
 [10] F.N.Chukhovskii, A.A.Shtolberg Phys.stat.sol. 41, 815-825, (1970)
 [11] В.Л.Инденбом,Ф.Н.Чуховский Кристаллография 16, 6, 1101-1109 1971
 [12] В.Л.Инденбом,Ф.Н.Чуховский УФН 1972, 107, 2, 229-265
 [13] З.Г.Пинскер Рентгеновская кристаллооптика, Москва, Наука,1982, с.390
 [14] Kohra K. J.Phys.Soc.Japan, 1962, 17, 589-590
 [15] Kikuta S.,Kohra K. J.Phys.Soc.Japan,1970,29,1322-1328
 [16] Kikuta S. J.Phys.Soc.Japan,1971,30,222-227

Обобщенное преобразование Хафа как подход к решению обратных задач рентгеновской и рентгенофлуоресцентной микроскопии и томографии.

М. Чукалина¹, Д. Николаев², А. Самогуи³.

¹Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, г. Черноголовка

²Институт проблем передачи информации РАН, г. Москва

³Синхротрон Soleil, г. Париж, Франция

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

Представление функции $f(x, y)$ набором ее интегралов вдоль всевозможных направлений известно в математике как преобразование Радона [1]:

$$p(\varphi, \xi) = \iint dx dy f(x, y) \delta(x \cos \varphi + y \sin \varphi - \xi).$$

Здесь φ задает направление, ξ - расстояние от начала координат до направляющей прямой, описываемой уравнением $x \cos \varphi + y \sin \varphi = \xi$, δ - дельта функция Дирака. Дискретный вариант данного преобразования есть преобразование Хафа [2], суммирование вдоль всевозможных паттернов известно как обобщенное преобразование Хафа.

В трансмиссионной томографии данное преобразование является математической моделью формирования проекций, т.е. составляет основу, так называемой, прямой задачи.

Чтобы выполнить реконструкцию изображения по набору зарегистрированных проекций, необходимо решить обратную задачу, т.е. восстановить функцию по ограниченному набору значений интегралов вдоль направлений, определяемых проекционными углами. На сегодняшний день предложено и численно реализовано большое количество алгоритмов реконструкции. Их классификация и обзор хорошо представлены в работах [3, 4]. Одним из методов решения данной задачи является алгебраический метод реконструкции (ART), предложенный в работе [5]. Согласно данному алгоритму необходимо найти решение системы алгебраических уравнений, каждое из которых есть дискретная модель формирования проекции вдоль некоторого направления. Проекционный метод решения системы [6] при некоторых условиях дает единственное решение. Однако, эти условия невыполнимы при реализации томографических экспериментов, т.е. решение не единственно, а лежит внутри некоторой области. Недавно [7,8] было показано, что при введении дополнительной регуляризирующей процедуры на каждой итерации, удается существенно уменьшить размер данной области.

При рентгенофлуоресцентных томографических измерениях с применением рентгеновского микрозонда дополнительно к детектору, установленному в схеме “на просвет” под

некоторым углом (как правило 90°) к направлению распространения первичного пучка, устанавливается энергодисперсионный детектор для регистрации флуоресцентных спектров [9]. Для описания метода реконструкции приведем описание модели формирования рентгенофлуоресцентного для двумерного случая. Т.е. пусть рентгенофлуоресцентный сигнал измеряется линейным детектором. Линейный детектор и “бесконечно-тонкий” микрозонд определяют плоскость формирования сигнала. Покроем ее равномерной сеткой $(n \times n)$ пикселей. Пусть для каждого пикселя коэффициент линейного ослабления первичного рентгеновского излучения рассчитан после решения томографической задачи “на просвет” (vector1). Теперь для каждого проекционного угла рассчитаем карту, в каждый пиксел которой поместим интенсивность первичного зонда, ослабленную на пройденном от точки попадания в объект до данного пикселя пути, учитывая экспоненциальный характер поглощения (vector2). Цель задачи - восстановить карты, которые содержит в каждом пикселе величину, характеризующую количество флуоресцирующего элемента (vector3). Для каждого проекционного угла записано n спектров, соответствующих n положениям микрозонда. Выберем на каждом спектре точку (энергии E) и сформируем вектор0, размер которого соответствует числу положений микрозонда для одного проекционного угла. Если бы ослаблением флуоресценции внутри объекта можно было пренебречь, то записав для всех проекционных углов уравнения $vector0 = vector3 \times vector2 \times const$, мы вновь пришли бы к задаче обращения преобразования Хафа. Здесь $const$ однозначно определяется величиной выбранной из спектра энергии E и энергией зондирующего излучения. Однако, в большинстве задач исследуемые объекты таковы, что ослаблением флуоресценции пренебречь не удастся, т.е. пиксели, лежащие на пути “источник флуоресценции-детектор” включаются в паттерн, по которому производится суммирование. Направление на детектор задает форму паттерна. В морфологию описания объекта [8] добавлено условие –

линейная комбинация линейных коэффициентов ослабления компонентов (элементов) пиксела равна соответствующему элементу вектора *vector1* .

Алгебраический метод не получал до сих пор широкого применения, поскольку требовал большого вычислительного времени. Однако, недавно, был предложен быстрый алгоритм расчета преобразования Хафа [10].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ 06-02-16117, 06-01-22001.

[1] Хелгасон С. Преобразование Радона: Пер. с англ. М., Мир, 152 (1983).

[2] Hough P.V. Methods and means for recognizing complex patterns. U.S. Patent 069654. (1962).

[3] Как А.С., Slaney M. Principles of Computerized Tomographic imaging. NY, NY IEEE Press, (1988).

[4] Натерпер Ф. Математические аспекты компьютерной томографии. М., Мир, (1990).

[5] R. Gordon, R. Bender, G.T. Herman. Algebraic reconstruction techniques (ART) for three-dimensional electron microscopy and X-ray photography // J. Theor. Biol. **29** №3 , 471 (1970).

[6] Kaczmarz, Angenäherte auflösung von systemen linearer gleichungen // Bull. Acad. Polon. Sci. Lett. A, **35**, 335 – 357 (1937).

[7] Davidsov J.L., Ch. A. Garcia-Stewart, K.B. Ozanyan, P. Wright, S. Pegrum, H. McCann. "Image reconstruction for chemical species tomography with irregular and sparse beam array." *Photon 06. Book of Proceedings*. 4-7 September, University of Manchester

<http://www.photon06.org/OPD%20P2.9.doc>

[8] M. Chukalina, D. Nikolaev, A. Simionovici, "ART" in X-ray tomo: image noise reduction", European Conference on Modelling and Simulation, Prague, Czech Republic 309-312 (2007).

[9] Simionovici A., M. Chukalina, M. Drakopoulos, I. Snigireva, A. Snigirev, Ch. Schroer, B. Lengeler, F. Adams. X-ray fluorescence microtomography: experiment and reconstruction SPIE, **3772**, 304-310 (1999).

[10] Karpenko S.M., Nikolaev D.P., Nikolayev P.P., Postnikov V.V. Fast General method for fast Hough transforms construction. Proceedings of IEEE AIS'05 and CAD-2005, Moscow, V. 2, 313-318 (2005).

Источник эталонной сферической волны на основе одномодового оптического волокна с субволновой апертурой.

А.Ю. Климов, В.В. Рогов, Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И.,
Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия.
e-mail: chkhalo@ipm.sci-nnov.ru

Проекционный объектив, определяющий пространственное разрешение, является ключевым элементом любой оптической схемы. Для достижения дифракционного предела пространственного разрешения изображающей схемы, в соответствии с критерием Релея, корень квадратный из среднеквадратической деформации ее волнового фронта не должен превышать $\lambda/14$ (критерий Маршала), где λ – рабочая длина волны. Для объектива литографа, в связи с необходимостью обеспечения контраста литографического процесса на уровне 3-5, требования на допустимые деформации фронта ужесточаются до $\lambda/50$ [1]. Например, для проекционного объектива литографической установки с рабочей длиной волны 13,5 нм, эта величина составляет менее 0,3 нм. Окончательная аттестация волновых деформаций объектива, а также его отдельных элементов на стадии изготовления, производится с помощью интерферометров с дифракционной волной сравнения (PDI), которые обеспечивают столь высокую точность измерений [2]. Точность измерений PDI во многом определяется качеством источника эталонной сферической волны (ИСВ). В [3] нами был предложен новый тип источника излучения на основе одномодового оптического волокна с зауженной до субволновых размеров выходной апертурой.

Предварительные исследования показали перспективность его использования в качестве источника сферической волны в PDI интерферометрах. В частности был выявлен ряд преимуществ этого способа формирования дифракционной волны по сравнению с традиционными. Преимуществами этого источника являются: большая числовая апертура и область однородности интенсивности дифракционной волны ($\lambda/d > 1$); высокая интенсивность, связанная с тем, что заводка света в оптоволокно происходит через кор, диаметром 5 мкм стандартными высокоэффективными методами; уменьшенная деформация эталонной волны, возникающая из-за взаимодействия с краями выходной апертуры; малые габаритные размеры источника; хорошо развитая оптоволоконная инфраструктура позволяющая легко управлять поляризационными свойствами дифрагированного излучения и организовывать несколько когерентных ИСВ.

Данная работа посвящена дальнейшему развитию метода изготовления и исследованию характеристик волновых фронтов этого типа ИСВ. В частности были детально изучены возможные систематические и случайные погрешности при оценке реального качества генерируемых ими волновых фронтов.

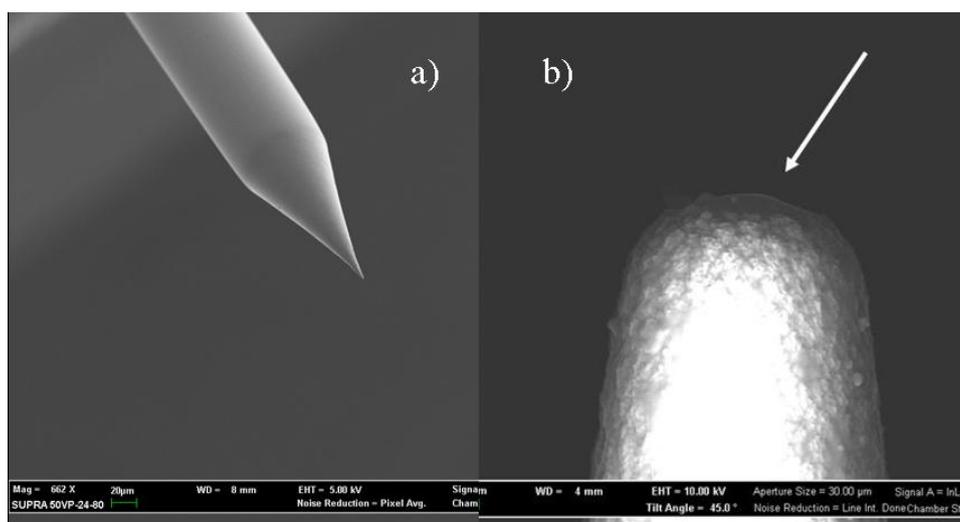


Рис.1 Фотографии ИСВ на основе одномодового оптического волокна с зауженной до субволновых размеров выходной апертурой, снятые на сканирующем электронном микроскопе.

ИСВ изготавливались из одномодового оптического волокна для красного света 630 НР

(Thorlabs) по методике, аналогичной [4]. На рис. 1 а) и б) приведены фотографии зонда с

различным увеличением, снятые на электронном микроскопе. Свободная от металлического покрытия вершина, отмеченная на рис. 1 б) белой стрелкой, представляет собой источник дифракционной волны. Измерение деформаций волновых фронтов (отклонение от сферы) производилось по схеме, рис.2, аналогичной эксперименту Юнга при наблюдении дифракции на щелях. Поляризационные контроллеры (4)

позволяют преобразовать эллиптическую поляризацию излучения на выходе ИСВ в линейную, а также совместить плоскости поляризации обоих ИСВ, обеспечивая наилучший контраст интерференционной картины. Карты волновых aberrаций восстанавливались по координатам минимумов интерференционных полос с помощью разложения по первым 36 полиномам Цернике.

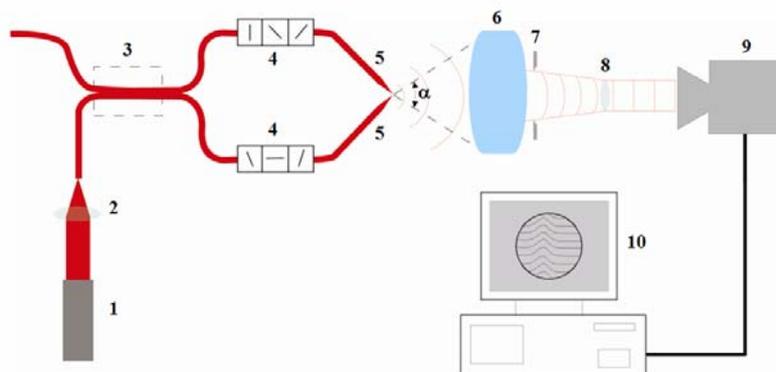


Рис.2 1 – He-Ne лазер, 2 – линза для ввода излучения в оптоволокно, 3 – оптоволоконный делитель пучка, 4 – поляризационный контроллер, 5 – исследуемые ИСВ, 6 – входной объектив наблюдательной системы, 7 – выходной зрачок объектива, 8 – линза Бертрмана, 9 – CCD камера, 10 – компьютер.

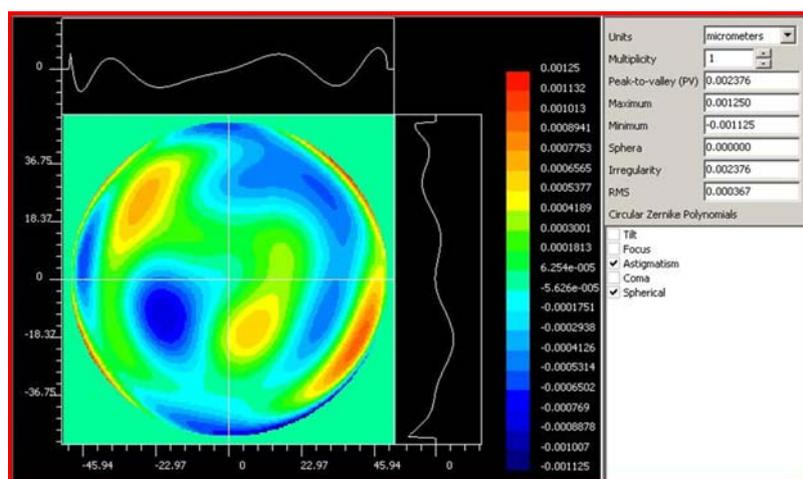


Рис.3 Карта суммарной волновой деформации пары ИСВ.

Значение корня квадратного из среднеквадратической деформации волнового фронта (rms) рассчитывалось, как корень квадратный из суммы квадратов амплитуд членов полинома. Значение rms_1 , приходящееся на один ИСВ оценивалось как $rms_1 = rms / \sqrt{2}$. На рис.3 приведена карта деформаций от пары зондов, полученная в числовой апертуре $NA=0,27$. Как видно из рисунка деформации волнового фронта, приходящие на один ИСВ, составили: $PV_1(\text{Peak-to-Valley})=1,7$ нм, $rms_1=0,25$ нм, что соответствует $\lambda/2500$ для красного света He-Ne лазера. Реальные деформации, по-видимому, еще ниже, поскольку при их оценке не учитывались погрешности, вносимые оптикой регистрирующей системы.

Данное исследование показала огромные перспективы данного типа ИСВ для прецизионной интерферометрии.

Работа поддержана грантами РФФИ.

[1] Williamson D.M., OSA Proceedings on Extreme Ultraviolet Lithography, **23**, p.68 (1995).
 [2] Sommargren G.E., Laser Focus World, **8**, 61 (1996).
 [3] Климов А.Ю., Рогов В.В., Салашенко Н.Н., Чхало Н.И., Материалы симпозиума «Нанофизика и нанoeлектроника», ИФМ РАН Нижний Новгород, **2**, с. 382 (10-14 марта 2007).
 [4] Дряхлушин В.Ф. и др., Приборы и техника эксперимента, **2**, 138 (1998).

Калибровки рентгеновского спектрогелиографа на длину волны 8.42 Å проекта ТЕСИС

С.В. Кузин¹, С.В. Шестов¹, А.А. Перцов¹, А.А. Рева¹, Lei Zheng²,
Yidong Zhao²

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

²Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences

e-mail: kuzin@sci.lebedev.ru

Приведены методика и результаты калибровки рентгеновского спектрогелиографа на спектральный диапазон вблизи 8.42 Å, входящего в состав космической обсерватории ТЕСИС, разрабатываемой в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН. Обсерватория ТЕСИС разрабатывается в рамках отечественной космической программы КОРОНАС по исследованию Солнца и будет выведена на орбиту в середине 2008 г. на борту российского спутника КОРОНАС-ФОТОН. Всего в состав аппаратуры ТЕСИС входит 5 инструментов вакуумного ультрафиолетового и рентгеновского диапазонов спектра.

Рентгеновский спектрогелиограф предназначен для получения *монохроматических* изображений Солнца на длине волны 8.42 Å (резонансная линия иона Mg XII), и является улучшенным аналогом спектрогелиографа Mg XII эксперимента СПИРИТ/КОРОНАС-Ф [1,3]. В рентгеновском спектрогелиографе используется фокусирующее кристаллическое зеркало (изготовленное в ФИАН) и ПЗС-матрица в качестве детектора (производство фирмы e2v, Англия).

Зеркало спектрогелиографа представляет собой тонкую изогнутую пластину кристаллического кварца, закрепленную на сферической подложке. Рабочая плоскость кристалла кварца [10.0] с межатомным расстоянием $2d=8.507$ Å обеспечивает брегговское отражение с углом, близким к нормали – $\alpha=8.2^\circ$ для рабочей длины волны. Зеркало было изготовлено из пластины кристаллического кварца размером 110x80x6 мм с грубым совмещением кристаллографической и геометрической поверхности (~ 5 угл.мин.). Технология изготовления была следующая: угол между кристаллографической и геометрической плоскостями измерялся на рентгеновском дифрактометре, состоящем из рентгеновского источника (использовалась линия K_α меди с длиной волны 1.54 нм) и детектора на основе ПЗС-матрицы. Затем кристалл подшлифовывался в направлении измерения. Процедура измерения и, если необходимо, подшлифовки повторялись. Была получена

точность соответствия кристаллографической и оптической плоскостей не хуже 5 угл.сек. (в каждом из направлений). Далее кристалл был сошлифован до толщины 0.4 мм, отполирован и закреплен методом оптического контакта на сферическую подложку с радиусом кривизны 2710 мм. Повторный контроль на дифрактометре готового зеркала показал, что кристаллографические плоскости соответствуют оптической поверхности с точностью не хуже 15 угл.сек.

Детектор спектрогелиографа основан на backside ПЗС-матрице форматом 2048x2048 пикселей. Размер одного пиксела – 13.5x13.5 мкм. Для блокировки излучения видимого диапазона на ПЗС-матрицу был напылен слой Al толщиной 1600 Å (напыление фильтра было выполнено в ИФМ РАН). Детектор оснащен 14-битным АЦП. Однокаскадный холодильник Пельте позволяет охлаждать ПЗС-матрицу на ~30 °С относительно температуры радиатора, что позволяет существенно уменьшить темновой ток при длинных временах экспозиций. Лабораторный вариант детектора управляется при помощи персонального компьютера (ПК) с USB, PCI либо PCMCIA интерфейсами и специализированного программного обеспечения (ПО). Детектор работает в малокадровом режиме, время экспозиции может составлять 0.01 – 600 сек, зарегистрированные изображения сохраняются в виде FITS-файлов. Электронная схема управления ПЗС-матрицей, управляющий интерфейс ПК и специализированное ПО были разработаны в ФИАНе.

Для интерпретации изображений, получаемых в эксперименте, была измерена эффективность регистрации спектрогелиографа. Были измерены эффективность дифракции зеркала на рабочей длине волны, ширина кривой качания кристаллического зеркала, чувствительность ПЗС-матрицы на рабочей длине волны и ее радиационная стойкость. Измерения проводились на синхротронном источнике в г. Пекине, Китай (Institute of High Energy Physics, Beijing Synchrotron Radiation Facility). Схема эксперимента приведена на рис. 1.

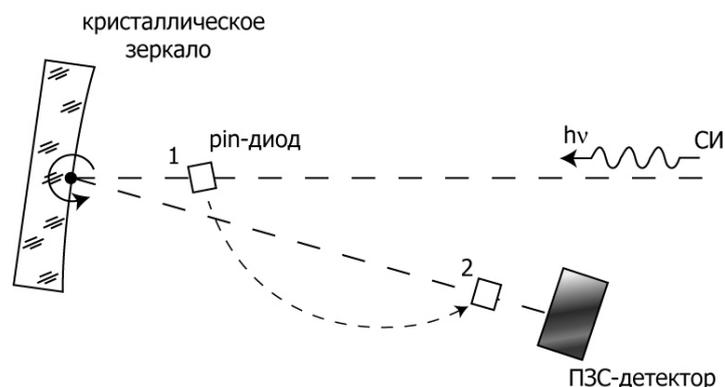


Рис. 1. Схема измерения эффективности дифракции кристаллического зеркала, чувствительности ПЗС-детектора и ширины кривой качания кристаллического зеркала.

Излучение синхротронного источника, проходит через монохроматор (на рисунке не показан), попадает на кристаллическое зеркало, дифрагирует и регистрируется ПЗС-матрицей. Калиброванный pin-диод (использовался AXUV100G, калиброванный в РТВ) мог вводиться в пучок в положения 1 или 2. Эффективность дифракции зеркала получена по отношению сигнала pin-диода в положениях 2 и 1, соответственно, и составила $(10 \pm 2)\%$. Для измерения чувствительности детектора сравнивали сигналы ПЗС-детектора и ток pin-диода, установленного в положение 2. Чувствительность составила 31 ± 1 ед. АЦП/фотон. Для измерения ширины кривой качания зеркало поворачивали в плоскости дифракции на небольшой угол, пучок регистрировался ПЗС-матрицей. По изменению интенсивности пучка для разных положений зеркала была измерена ширина кривой качания кристаллического зеркала, соответствующие данные приведены на рис. 2. Ширина кривой качания составила примерно 3 угл.мин.

Для измерения радиационной стойкости ПЗС-матрица была установлена вместо кристаллического зеркала. Эквивалентная поглощенная доза составила 10^7 рад. При этом радиационных повреждений замечено не было.

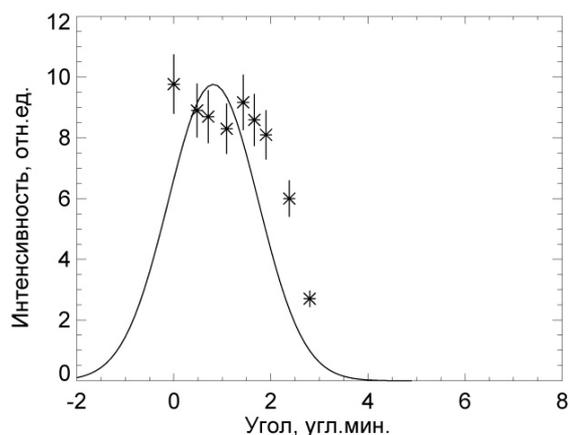


Рис. 2. Измерение ширины кривой качания кристаллического зеркала.

- [1] Житник и др. (I.A. Zhitnik, O.I. Bugaenko, A.P. Ignat'ev, et al.), MNRAS, 331, 67 (2003в).
- [2] Кузин С.В., Житник И.А., Бугаенко О.И. и др., труды конференции «Актуальные проблемы физики солнечной и звездной активности», Н. Новгород, 2-7 июня, 2003, т. 1, стр. 233
- [3] Ораевский В.Н., Собельман И.И. Комплексные исследования солнечной активности на спутнике КОРОНАС-Ф // Письма в АЖ. 2002. Т.28. №6. С. 401-410.