Томский госуниверситет

IX Conference "GaAs and III-V Group Related Compounds"
Tomsk * 2006 * Russia

Девятая конференция «Арсенид галлия и полупроводниковые соединения группы III-V»

GaAs-2006

I S T C
МНТЦ

Материалы конференции

Томск 3-5 октября 2006

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ДЕВЯТАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ «АРСЕНИД ГАЛЛИЯ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СОЕДИНЕНИЯ ГРУППЫ III-V»

3-5 октября 2006 г., Томск, Россия

NINTH CONFERENCE «GALLIUM ARSENIDE AND III-V GROUP RELATED COMPOUNDS»

3-5 October, 2006, Tomsk, Russia

«GaAs–2006»

МАТЕРИАЛЫ КОНФЕРЕНЦИИ

ABSTRACTS

ТОМСК

2006

УДК 621.315.592

Девятая конференция «Арсенид галлия и полупроводниковые соединения группы III-V» (3-5 октября 2006 г., Томск, Россия) «GaAs–2006»: Материалы конференции. – Томск: Томский госуниверситет, 2006. – 571 с.

В сборнике представлены материалы Девятой конференции «Арсенид галлия и полупроводниковые соединения группы III-V» (3-5 октября 2006 г., Томск, Россия). Конференция «GaAs-2006» продолжает традиции, заложенные на предыдущих конференциях, проведенных в г. Томске в 1965, 1968, 1974, 1978, 1982, 1987, 1999 и 2002 гг.

Девятая конференция носит статус международной и посвящена актуальным проблемам физики, технологии, применения арсенида галлия и других полупроводниковых соединений группы III-V.

Материалы сборника распределены по следующим разделам:

Доклады по приглашению

I - Кристаллы: рост, свойства, примеси, дефекты

II - Поверхность и границы раздела

III - Эпитаксиальные слои и пленки: рост, структура, свойства

IV - Многослойные и низкоразмерные структуры

V - Радиационные эффекты

VI - Оптоэлектронные приборы. Твердотельные электронные устройства

VII - Детекторы излучений. Полупроводниковые сенсоры.

Организатор конференции –
Томский государственный университет

при содействии:

- Института физики полупроводников СО РАН *(Новосибирск)*,
- Сибирского физико-технического института *(Томск)*,
- Института физики высоких энергий *(Протвино)*,
- Института неорганической химии СО РАН *(Новосибирск)*,
- НПФ «МИКРАН» *(Томск)*,
- ОАО «НИИ полупроводниковых приборов» *(Томск)*,
- ГНЦ РФ Научно–исследовательский физико-химический институт *(Обнинск)*,
- ФГУП «Гиредмет» *(Москва)*

и поддержке:

- Международного научно-технического центра,
- Федерального агентства по науке и инновациям РФ,
- Научного совета РАН "Радиационная физика твердого тела",
- Научного совета РАН "Физико-химические основы материаловедения полупроводников",
- Азиатско-тихоокеанской академии материалов.

Organizer –
Tomsk State University

with the support of

- Institute of Semiconductor Physics SB RAS, *Novosibirsk*,
- Siberian Physical Technical Institute, *Tomsk*,
- Institute of the High Energy Physics, *Protvino*,
- Institute of Inorganic Chemistry SB RAS, *Novosibirsk*,
- MICRAN Co., *Tomsk*,
- Scientific Research Institute of Semiconductor Devices, *Tomsk*,
- Carpov Institute of Physical Chemistry, *Obninsk*,
- State Institute of Rare-Metal Industry, *Moscow*

and

- International Science and Technology Center,
- Federal Agency for Science and Innovations,
- Scientific Council of RAS on Radiation Physics of Solids,
- Scientific Council of RAS on Physical and Chemical Fundamentals of Semiconductor Materials,
- Asia Pacific Academy of Materials.

Международный оргкомитет

Председатель –

Асеев А.Л. Россия

Сопредседатели:

Кузнецов Ф.А. Россия
Майер Г.В. Россия
Сифферт П. Франция

Ученый секретарь –

Брудный В.Н. Россия

Члены оргкомитета:

Воробьев А.П. Россия
Гюнтер В.Я. Россия
Зинченко В.И. Россия
Ивонин И.В. Россия
Колин Н.Г. Россия
Лапидус О.В. Россия
Марков А.В. Россия
Ненонен С. Финляндия
Нишизава Дж.И. Япония
Пиртон К.Дж. США
Поспишил С. Чехия
Пчеляков О.П. Россия
Толбанов О.П. Россия
Яук Э.Ф. Россия

Программный комитет

Гермогенов В.П. председатель, ТГУ, Томск,
Божков В.Г. ОАО НИИПП, Томск,
Вилисов А.А. ОАО НИИПП, Томск,
Вилисова М.Д. СФТИ, Томск,
Караваев Г.Ф. ТГУ, Томск,
Косинова М.Л. ИНХ СО РАН, Новосибирск,
Лаврентьева Л.Г. ТГУ, Томск,
Преображенский В.В. ИФП СО РАН, Новосибирск,
Хлудков С.С. СФТИ, Томск.

International Organizing Committee

Chairman –	
Aseev A.L.	Russia
Co-chairmen:	
Kuznetsov F.A.	Russia
Mayer G.V.	Russia
Siffert P.	France
Scientific secretary –	
Brudnyi V.N.	Russia
Members of International Committee:	
Gyunter V.Y.	Russia
Ivonin I.V.	Russia
Kolin N.G.	Russia
Lapidus O.V.	Russia
Markov A.V.	Russia
Nenonen S.	Finland
Nishizawa J.I.	Japan
Pchelyakov O.P.	Russia
Pearton C.J.	USA
Pospisil S.	Czech Republic
Tolbanov O.P.	Russia
Vorobiev A.P	Russia
Yauk E.F.	Russia
Zinchenko V.I.	Russia

Program Committee

Germogenov V.P.	chairman, TSU, Tomsk,
Bozhkov V.G.	SRISD, Tomsk,
Karavaev G.F.	TSU, Tomsk,
Khludkov S.S.	SPTI, Tomsk,
Kosinova M.L.	IInCh, SB RAS, Novosibirsk,
Lavrentieva L.G.	TSU, Tomsk,
Preobrazenskii V.V.	ISP, SB RAS, Novosibirsk,
Vilisov A.A.	SRISD, Tomsk,
Vilisova M.D.	SPTI, Tomsk.

СОДЕРЖАНИЕ **Стр**

ДОКЛАДЫ ПО ПРИГЛАШЕНИЮ
(INVITED REPORTS)

0-1 А.В. Марков. МОНОКРИСТАЛЛЫ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ, ВЫРАЩЕННЫЕ МЕТОДОМ VGF: ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ..... 17

0-2 Б.Г. Захаров, В.И. Стрелов. ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ВЫРАЩИВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ В КОСМОСЕ..... 21

0-3 Н.Г. Колин. ЯДЕРНОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ И РАДИАЦИОННОЕ МОДИФИЦИРОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ: СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ..... 23

0-4 Ю.Б. Болховитянов, А.С. Дерябин, О.П. Пчеляков, Л.В. Соколов, С.И. Чикичев. ЭПИТАКСИЯ GaAs НА КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ..... 28

0-5 В.В. Чалдышев. ИНТЕГРАЦИЯ III-НИТРИДОВ И ТРАДИЦИОННЫХ СОЕДИНЕНИЙ III-V..... 32

0-6 А.А. Арендаренко, А.Г. Васильев. ПРОИЗВОДСТВО В РОССИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ ТИПА $A^{III}N$ И ПРИБОРОВ НА ИХ ОСНОВЕ..... 33

0-7 З.Д. Квон, А.А. Быков, А.И. Торопов, А.В. Латышев, В.А. Ткаченко, О.А. Ткаченко, Ж.К. Портал, В.А. Гайслер, А.Л. Асеев. КВАНТОВЫЙ ТРАНСПОРТ И ОДНОФОТОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В МИКРО – И НАНОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ СОЕДИНЕНИЙ A^3B^5..... 38

0-8 И.Г. Неизвестный. ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ $A^{III}B^V$ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В КАЧЕСТВЕ ЛОГИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ..... 44

0-9 В.Г. Божков, Е.А. Монастырев, А.А. Пономарев, Э.Ф. Яук. ПЕРСПЕКТИВНЫЕ РАЗРАБОТКИ ОАО «НИИПП» НА БАЗЕ АРСЕНИДОГАЛЛИЕВОЙ ТЕХНОЛОГИИ..... 48

СЕКЦИЯ I. КРИСТАЛЛЫ: РОСТ, СВОЙСТВА, ПРИМЕСИ, ДЕФЕКТЫ
(SECTION I. CRYSTALS: GROWTH, PROPERTIES, IMPURITIES, DEFECTS)

I-1 М.Б. Литвинова, С.В. Шутов, А.Д. Штанько. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВЫСОКО - И - НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ОБРАБОТКИ МОНОКРИСТАЛЛОВ ПОЛУИЗОЛИРУЮЩЕГО НЕЛЕГИРОВАННОГО GaAs С РАЗЛИЧНЫМ ДЕФЕКТНЫМ СОСТАВОМ..... 54

I-2 В.И. Дубовик. ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННАЯ МОДИФИКАЦИЯ ПРИМЕСНОЙ ПОДСИСТЕМЫ МОНОКРИСТАЛЛОВ GaAs:Te..... 58

I-3 В.А. Богданова, Н.А. Давлеткильдеев, М.М. Нукенов, Н.А. Семиколенова, Е.Н. Сидоров. САМООРГАНИЗАЦИЯ ПРИМЕСНЫХ ДЕФЕКТОВ ПРИ РАСПАДЕ ТВЕРДОГО РАСТВОРА НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЯ GaAs:Te..... 62

I-4	О.Л. Кухто, В.А. Чевычелов, Н.Г. Колин. РАССЛОЕНИЕ СОЕДИНЕНИЙ $A^{III}B^{V}$ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ.....	66
I-5	Д.Л. Будницкий, О.Б. Корецкая, В.А. Новиков, О.П. Толбанов. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОНОКРИСТАЛЛОВ ВЫСОКООМНОГО GaAs.....	70
I-6	J. Sjakste, V. Tyuterev, N. Vast. INTERVALLEY ELECTRON-PHONON SCATTERING IN GaAs UNDER PRESSURE.....	74
I-7	М.А. Стерхова, В.В. Соболев. ОПТИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ГЕКСАГОНАЛЬНОГО w-GaN.....	78
I-8	В.Г. Воеводин, С.А. Березная, З.В. Коротченко, Т.Д. Малиновская, А.Н. Морозов, С.Ю. Саркисов, Е.И. Сачкова, А.И. Чернышов. СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ СЕЛЕНИДА ГАЛЛИЯ, ЛЕГИРОВАННЫХ ИЗОВАЛЕНТНЫМИ ПРИМЕСЯМИ.....	82
I-9	Г.А. Верозубова, А.И. Грибенюков, Е.П. Найден. ПОЛУЧЕНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО СОЕДИНЕНИЯ $ZnGeP_2$ ДЛЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ.....	86
I-10	Ю.М. Басалаев, Ю.Н. Журавлев, В.С. Пермина, А.С. Поплавной. НОВЫЕ НЕПРЯМОЗОННЫЕ СОЕДИНЕНИЯ $LiPN_2$ И $NaPN_2$ СО СТРУКТУРОЙ ХАЛЬКОПИРИТА.....	89
I-11	В.И. Графутин, О.В. Илюхина, В.В. Калугин, Г.Г. Мясищева, Е.П. Прокопьев, С.П. Тимошенков, Н.О. Хмелевский, Ю.В. Фунтиков, О.М. Бритков. ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ СТРУКТУРЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ A^3B^5 МЕТОДОМ ПОЗИТРОННОЙ АННИГИЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ.....	92
I-12	П.А. Филатов, В.Т. Бублик, А.В. Марков, К.Д. Щербачев, М.И. Воронова. МИКРОДЕФЕКТЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ GaAs(Si), ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ВЕРТИКАЛЬНОЙ НАПРАВЛЕННОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ (ВНК).....	96
I-13	П.А. Генцарь. ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ПРИПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ n-GaAs (100).....	100
I-14	О.Л. Кухто, В.М. Бойко, Н.Г. Колин. КОМПЕНСАЦИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ПРИ ДИФФУЗИИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЯХ $A^{III}B^{V}$.....	104
I-15	С.С. Хлудков, О.Б. Корецкая, И.А. Прудаев, Г.Р. Бурнашева. ДИФФУЗИЯ ХРОМА В GaAs ПРИ НИЗКОМ ДАВЛЕНИИ ПАРОВ МЫШЬЯКА.....	108
I-16	Ф.С. Габибов. СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В GaAs В УСЛОВИЯХ РЕАЛИЗАЦИИ МЕТАСТАБИЛЬНОСТИ EL2–ЦЕНТРОВ.....	112
I-17	Ю.К. Крутоголов, Ю.И. Кунакин, А.А. Матяш, А.М. Николаенко, А.К. Горбунов, И.Н. Радченко, Н.А. Силаева, А.С. Созыкин. РАСЧЕТ КОНЦЕНТРАЦИИ СОБСТВЕННЫХ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ФОСФИДАХ III ГРУППЫ.....	116
I-18	I.S. Zakharov, A.V. Kochura, R. Laiho, E. Lahderanta, A. Lashkul, S.F. Marenkin, A.V. Molchanov, S.G. Mikhailov, G.S. Jurev. GROWTH AND INVESTIGATION OF InSb:Mn ALLOYS.....	118
I-19	Н.В. Баровский, А.В. Добрынин. ОТЖИГ НИТРИДА ГАЛЛИЯ ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ОБРАБОТКЕ.....	121

I-20 А.В. Копытов, В.Н. Ткаченко. ДИНАМИКА РЕШЕТКИ СЛОЖНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ ГРУППЫ $A^2B^5{}_2$..... 125

СЕКЦИЯ II. ПОВЕРХНОСТЬ И ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА (SECTION II. SURFACE AND INTERFACES)

II-1 О.Е. Терещенко. ПРИГОТОВЛЕНИЕ СТРУКТУРНО-УПОРЯДОЧЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ A^3B^5 ХИМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКОЙ И ПРОГРЕВОМ В ВАКУУМЕ..... 129

II-2 S.A. Beznosyuk, L.V. Fomina, A.V.Privalov , S.E. Lebedenko. CHALCOGENE PROCESSING AT FORMING RECTIFYING CONTACTS Ni - GaP n-TYPE..... 133

II-3 В.Ф. Кострюков, И.Я. Миттова. СИНТЕЗ ТОНКИХ ОКСИДНЫХ СЛОЕВ НА ПОВЕРХНОСТИ GaAs ТЕРМООКСИДИРОВАНИЕМ В ПРИСУТСТВИИ КОМПОЗИЦИЙ $Sb_2O_3 + V_2O_5$..... 137

II-4 Д.А. Петухов, К.В Торопецкий, О.Е. Терещенко, А.С. Терехов. ПЕРЕХОД ОТ As– К Ga – СТАБИЛИЗИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ GaAs(001), ИНДУЦИРОВАННЫЙ АТОМАРНЫМ ВОДОРОДОМ..... 141

II-5 С.Е. Кулькова, С.В. Еремеев, Л.Ю. Загорская, И.Ю. Смолин. АДСОРБЦИЯ ЦЕЗИЯ И ХЛОРА НА Ga-СТАБИЛИЗИРОВАННОЙ ζ-GaAs(001)-(4×2) ПОВЕРХНОСТИ: ПЕРВОПРИНЦИПНЫЙ ПОДХОД..... 145

II-6 А.Г. Журавлев, К.В. Торопецкий, О.Е. Терещенко, В.Л. Альперович, Г.Э. Шайблер, А.С. Терехов. ЭВОЛЮЦИЯ АТОМНОЙ СТРУКТУРЫ И ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ GaAs(001) ПРИ АДСОРБЦИИ И ДЕСОРБЦИИ ЦЕЗИЯ..... 149

II-7 Н.А. Валишева, А.А. Гузев, Г.Л. Курышев, А.П. Ковчавцев, Т.А. Левцова, З.В. Панова. АДМИТАНС СТРУКТУР АРСЕНИД ИНДИЯ-ДИЭЛЕКТРИК-ОКИСЕЛ ИНДИЯ..... 153

II-8 Н.А. Валишева, А.А. Гузев, Г.Л. Курышев, А.П. Ковчавцев, Т.А. Левцова, З.В. Панова, А.В. Царенко. ОТКРЕПЛЕНИЕ УРОВНЯ ФЕРМИ В СИСТЕМЕ InAs-ДИЭЛЕКТРИК ПРИ ПАССИВАЦИИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ТОНКИМ ФТОРИРОВАННЫМ АНОДНЫМ ОКИСЛОМ..... 156

II-9 С.Ф. Девятова, Л.А. Семёнова, А.В. Медведев, З.В. Панова. ВЛИНИЕ УСЛОВИЙ ОСАЖДЕНИЯ LP CVD SiO_2 НА ЭФП МДП-СТРУКТУР НА ОСНОВЕ InAs..... 160

II-10 А.С. Еремян, К.Э. Авджян, А.М. Хачатрян, О.Н. Аветисян, Г.Г. Варданян, Р.П. Григорян. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИЗОТИПНЫХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНО-ИМПУЛЬСНОГО ОСАЖДЕНИЯ..... 164

II-11 Н.Н. Безрядин, Э.П. Домашевская, Ю.В. Сыноров, Г.И. Котов, Е.А. Татохин, Е.В. Руднев, А.А. Стародубцев, С.В. Кузубов. СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ GaAs(100) В ПРОЦЕССЕ ОБРАБОТКИ В ПАРАХ СЕЛЕНА..... 168

II-12 Н.Н. Безрядин, Г.И. Котов, А.А. Стародубцев, Ю.Н. Власов. ДИОДЫ ШОТТКИ НА ОСНОВЕ GaAs С ТУННЕЛЬНОПРОЗРАЧНЫМ СЛОЕМ Ga_2Se_3..... 171

II-13 В.П. Демкин, Б.С. Семухин, С.В. Мельничук. НАНОСТРУКТУРИРОВАНИЕ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ..... 175
II-14 С.В. Еремеев, Г.Е. Руденский, С.Е. Кулькова. АДСОРБЦИЯ ЦЕЗИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ β2-GaAs(001)(4×2)..... 177
II-15 К.В Торопецкий, Д.А. Петухов, О.Е. Терещенко, А.С. Терехов. МЕХАНИЗМ АДСОРБЦИИ O_2 НА ПОВЕРХНОСТЬ GaAs(001) С СУБМОНОСЛОЙНЫМИ ПОКРЫТИЯМИ Cs..... 181
II-16 А.В. Васев. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА С ПОВЕРХНОСТЬЮ GaAs(001) МЕТОДОМ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ..... 185
II-17 И.Я. Миттова, В.Ф. Кострюков, С.М. Скороходова, К.М. Медведева, А.А. Ливенцев. РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ КОМПОЗИЦИЙ ($PbO+V_2O_5$) НА ТЕРМООКСИДИРОВАНИЕ GaAs.. 189
II-18 Е.Л. Ерёмина, В.П. Бабак, С.В. Смирнов. ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СОБСТВЕННОГО ОКИСЛА НА ПОВЕРХНОСТИ GaAs FTIR–МЕТОДОМ..... 192
II-19 А.А. Гузев, Г.Л. Курышев, З.В. Панова. ГЕНЕРАЦИОННОЕ ВРЕМЯ ЖИЗНИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА InSb-SiO_2..... 196
II-20 S.A. Beznosyuk, L.V. Fomina, A.S. Fomin, N.S. Mityunina, S.E. Lebedenko. COMPUTER MODELLING OF RELAXATION IN NANOLAYER GaP-S-Ni CONTACT..... 199
II-21 Н.А. Торхов, В.Г. Божков. ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА СТАБИЛЬНОСТЬ ПАССИВАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ ПРИМЕСЕЙ И ДЕФЕКТОВ В n-GaAs ПРИ ГИДРОГЕНИЗАЦИИ..... 203
II-22 Н.А. Торхов, В.В. Сохорева, В.Г. Божков. СТАБИЛЬНОСТЬ ЭФФЕКТА ПАССИВАЦИИ МЕЛКОЙ ДОНОРНОЙ ПРИМЕСИ..... 207
II-23 В.А. Кагадей, Е.В. Нефёдцев. ГИДРОГЕНИЗАЦИЯ GaAs: ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ..... 211

СЕКЦИЯ III. ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ СЛОИ И ПЛЕНКИ: РОСТ, СТРУКТУРА, СВОЙСТВА
(SECTION III. EPITAXIAL LAYERS AND FILMS: GROWTH, STRUCTURE, PROPERTIES)

III-1 А.В. Бойцов, Н.А. Берт, В.В. Чалдышев, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин. ЗАМЕДЛЕНИЕ ПРЕЦИПИТАЦИИ МЫШЬЯКА В ПРИСУТСТВИИ ФОСФОРА В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ, ВЫРАЩЕННОМ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ ПРИ НИЗКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ..... 215
III-2 М.А. Путято, В.В. Преображенский, Б.Р. Семягин, Д.Ф. Феклин, А.С. Круглов. ВЫРАЩИВАНИЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ GaP_xAs_{1-x} МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ: МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ СОСТАВА В ПОДРЕШЕТКЕ V ГРУППЫ..... 219
III-3 А.В. Васев, М.А. Путято, В.В. Преображенский. ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ GaAs(100) ПРИ ВАКУУМНОМ ОТЖИГЕ МЕТОДАМИ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ И ДИФРАКЦИИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ..... 223

III-4 Ю.Г. Галицын, В.Г. Мансуров, С.П. Мощенко, Д.В. Дмитриев, А.И. Торопов. АСИММЕТРИЧНЫЙ РЕКОНСТРУКЦИОННЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД С(4Х4) -> γ(2Х4) НА ПОВЕРХНОСТИ (001) GaAs..... 227
III-5 Ю.Г. Галицын, В.Г. Мансуров, С.П. Мощенко, Д.В. Дмитриев, А.И. Торопов. СТАТИСТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ ДВУМЕРНОГО ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЯ В ГОМОЭПИТАКСИИ GaAs..... 231
III-6 О.С. Комков, А.Н. Пихтин, Ю.В. Жиляев, Л.М. Фёдоров. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ СВЕРХЧИСТОГО GaAs МЕТОДОМ ФОТООТРАЖЕНИЯ. 235
III-7 К.С. Журавлев, В.Г. Мансуров, А.И. Торопов. МЛЭ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ МАТЕРИАЛОВ A^3B^5 ДЛЯ МОЩНЫХ СВЧ–ТРАНЗИСТОРОВ..... 238
III-8 И.А. Бобровникова, И.В. Ивонин, В.А. Новиков, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ НИТРИДА ГАЛЛИЯ..... 241
III-9 А.В. Говорков, Л.И. Дьяконов, Ю.П. Козлова, А.В. Марков, М.В. Меженный, А.Я. Поляков, В.Ф. Павлов, Н.Б. Смирнов, Т.Г. Югова. ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ СЛОИ GAN, ВЫРАЩЕННЫЕ ХЛОРИД-ГИДРИДНЫМ МЕТОДОМ, И ИХ СВОЙСТВА..... 245
III-10 F.S. Terra, G.M.M. Fahim, M. Mounir Saad-Eldin. SOME PHYSICAL PROPERTIES OF $In_{1-X}Sb_X$ THIN FILMS..... 249
III-11 М.А. Путято, В.В. Преображенский, Б.Р. Семягин, Д.Ф. Феклин, А.С. Круглов. ВЛИЯНИЕ ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА В ПОДРЕШЕТКЕ III ГРУППЫ НА ВСТРАИВАНИЕ МЫШЬЯКА И ФОСФОРА ПРИ МЛЭ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $(A^{III})P_xAs_{1-x}$..... 253
III-12 М.А. Путято, В.В. Преображенский, Б.Р. Семягин, Д.Ф. Феклин, А.С. Круглов. ВЕНТИЛЬНЫЙ ИСТОЧНИК ФОСФОРА ДЛЯ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ НА ОСНОВЕ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ InP: КОНСТРУКЦИЯ, ХАРАКТЕРИСТИКИ, ПРИМЕНЕНИЕ..... 256
III-13 Д.В. Дмитриев, В.Г. Мансуров, Е.А. Колосовский, А.Ю. Никитин, Ю.Г. Галицын. КОМПЛЕКСНАЯ СИСТЕМА ОБРАБОТКИ ДИФРАКЦИОННЫХ КАРТИН В ДБЭО..... 260
III-14 С.А. Козлов. ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЗОВОГО ТРАВЛЕНИЯ ПОДЛОЖЕК GaAs ПРИ ГЕТЕРОЭПИТАКСИИ InP/GaAs..... 263
III-15 Е. Баганов, А. Sarikov, А. Чернов, Н. Самойлов, С. Шутов. ПОЛУЧЕНИЕ И СВОЙСТВА ТОНКИХ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК GaSb НА НЕОРИЕНТИРУЮЩИХ ПОДЛОЖКАХ..... 266
III-16 Л.И. Дьяконов, Ю.П. Козлова, А.В. Марков, М.В. Меженный, Т.Г. Югова. НЕОБРАТИМЫЙ ХАРАКТЕР РЕАКЦИИ ОСАЖДЕНИЯ GaN В ХЛОРИД-ГИДРИДНОМ ПРОЦЕССЕ..... 268
III-17 V.G. Boiko, P.A. Gentsar, O.S. Litvin, V.P. Papusha, N.V. Sopinskyy, A.V. Stronski, N.S. Zayats. OPTICAL AND STRUCTURAL INVESTIGATIONS OF AlN FILMS..... 269

III-18 А.Н. Алексеев, С.Б. Александров, А.Э. Бырназ, Л.Э. Великовский, И.Э. Великовский, Д.М. Красовицкий, М.В. Павленко, С.И. Петров, М.Ю. Погорельский, Ю.В. Погорельский, И.А. Соколов, М.В. Соколов, М.В. Степанов, А.Г. Ткаченко, А.П. Шкурко, В.П. Чалый. МНОГОСЛОЙНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ AlN/AlGaN/GaN/AlGaN С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ ДЛЯ МОЩНЫХ ПОЛЕВЫХ СВЧ-ТРАНЗИСТОРОВ..... 273

III-19 Ли Цзень Фень, Г.Е. Ремнев, М.С. Салтымаков, В.И. Гусельников, И.В. Ивонин, Е.П. Найден, А.В. Юрченко, В.И. Юрченко. ЭРОЗИЯ МИШЕНИ ИЗ GaAs ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНОГО МОЩНОГО ИОННОГО ПУЧКА..... 277

СЕКЦИЯ IV. МНОГОСЛОЙНЫЕ И НИЗКОРАЗМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ (SECTION IV. MULTILAYER AND LOW-DIMENSIONAL STRUCTURES)

IV-1 В.А. Гайсин, Б.В. Новиков, В.Г. Талалаев, В.А. Чугунов, Ю.Б. Самсоненко, Г.Э. Цырлин, А.А. Тонких, В.А. Егоров, Н.К. Поляков, В.М. Устинов, Н.Д. Захаров. ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ДВУХСЛОЙНЫХ InAs/GaAs НАНОСТРУКТУР ПОД ДЕЙСТВИЕМ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ..... 281

IV-2 E.P. Domashevskaya, P.V. Seredin, A.N. Lukin, I.N. Arsentyev, D.A. Vinokurov[2], I.S. Tarasov[2]. IR REFLECTION SPECTRA OF MULTILAYERED EPITAXIAL HETEROSTRUCTURES WITH EMBEDDED NANOLAYERS GaAs AND InAs..... 285

IV-3 В.А. Володин, М.Д. Ефремов, В.В. Преображенский, Б.Р. Семягин, Н.Н. Леденцов, И.Р. Сошников, Д. Литвинов, А. Розенауэр, Д. Герцен. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОРРУГИРОВАННЫХ СВЕРХРЕШЁТОК GaAs/AlAs (311)..... 289

IV-4 В.А. Володин, М.Д. Ефремов, В.А. Сачков. ДЕЛОКАЛИЗАЦИЯ ФОНОН-ПЛАЗМОННЫХ МОД В СВЕРХРЕШЁТКАХ GaAs/AlAs С ТУННЕЛЬНО-ТОНКИМИ БАРЬЕРАМИ AlAs..... 293

IV-5 С.Н. Гриняев, Л.Н. Никитина, В.Г. Тютерев. МЕЖДОЛИННОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ФОНОНАХ В УЛЬТРАТОНКИХ СВЕРХРЕШЕТКАХ $(AlAs)_n$ $(GaAs)_m$ 297

IV-6 В.В. Чалдышев, А.С. Школьник, В.П. Евтихиев, T. Holden. ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ БРЭГГОВСКОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ КВАНТОВЫХ ЯМ GaAs ВБЛИЗИ ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОННОГО РЕЗОНАНСА..... 302

IV-7 Г.Ф. Караваев, С.Н. Гриняев. ЭЛЕКТРОННЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ СВЕРХРЕШЕТОК GaAs/AlAs(001) В РАМКАХ МОДЕЛЕЙ С РЕЗКОЙ И ПЛАВНОЙ ГРАНИЦАМИ..... 306

IV-8 С.Н. Гриняев, Г.Ф. Караваев. ТУННЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В СТРУКТУРАХ GaAs/AlAs(111) С ПЛАВНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ НА ГЕТЕРОГРАНИЦАХ..... 310

IV-9 С.И. Борисенко. АНАЛИЗ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА ИОНАХ ПРИМЕСИ В СВЕРХРЕШЕТКЕ ТИПА $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$..... 314

IV-10 В.Н. Чернышов. АНАЛИЗ МАТРИЦЫ СШИВАНИЯ НА ГЕТЕРОГРАНИЦЕ..... 318
IV-11 А.В. Копытов, Е.Н. Прыкина, Ю.И. Полыгалов. ДИНАМИКА КОМПОЗИЦИОННЫХ СВЕРХРЕШЕТОК НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ A^3B^5, A^2B^6..... 322
IV-12 А. Воробьев, K.-J. Friedland, H. Kostial, R. Hey, U. Jahn, E. Wiebicke, Ю. Юкечева, В. Принц. ГИГАНТСКАЯ АСИММЕТРИЯ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В ВЫСОКОПОДВИЖНОМ ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ НА ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ..... 326
IV-13 Р.В. Чербунин, И.А. Югова, И.В. Игнатьев, И.Я. Герловин, А. Гряйлих, Д.Р. Яковлев, Ю.П. Ефимов, С.А. Елисеев, Ю.К. Долгих, Ю.П. Ефимов, В.В. Овсянкин, М. Байер. ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА СПИНОВУЮ КОГЕРЕНТНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ В GaAs КВАНТОВЫХ ЯМАХ.... 329
IV-14 А.Н. Разжувалов, С.Н. Гриняев. МОДЕЛЬ ГИСТЕРЕЗИСА ТУННЕЛЬНОГО ТОКА В ДВУХБАРЬЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ w-GaN/AlGaN(0001)..... 333
IV-15 D.I. Vaisburd. 1D AND 2D LOW-DIMENSIONAL SYSTEMS OF CHARGED PARTICLES IN A DIELECTRIC EXPOSED TO ION OR ELECTRON BEAM..... 337
IV-16 А.В. Принц, Ю.А. Мелконян, В.А. Селезнев, В.Я. Принц. ФОРМИРОВАНИЕ GaAs/InGaAs МИКРО- И НАНООБОЛОЧЕК С ПОМОЩЬЮ ЗОНДОВОЙ ЛИТОГРАФИИ..... 341
IV-17 И.А. Карпович, С.В. Тихов, Л.А. Истомин, А.В. Кутузов. ЭФФЕКТ ПОЛЯ В ГЕТЕРОНАНОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ InAs/GaAs..... 345
IV-18 А.Н. Кузнецова, И.С. Шулгунова. АНАЛИЗ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ГЕТЕРОСТРУКТУР С InGaAs/GaAs КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ И InAs/GaAs КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ ПО ДАННЫМ ЕМКОСТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ И СПЕКТРОСКОПИИ ПОЛНОЙ ПРОВОДИМОСТИ..... 349
IV-19 В. В. Учайкин, Р. Т. Сибатов. О МОДЕЛИ ПОРИСТОГО ПОЛУПРОВОДНИКА С РАСПРЕДЕЛЁННЫМ ДИСПЕРСИОННЫМ ПАРАМЕТРОМ..... 353
IV-20 D.I. Vaisburd, K.E. Evdokimov. EMISSION OF TWO-DIMENSIONAL (2D) ELECTRONS FROM DIELECTRIC INDUCED BY NANOSECOND INJECTION OF HIGH-DENSITY ELECTRON BEAM..... 356
IV-21 Н.Л. Зайцев, В.С. Демиденко, Т.В. Меньщикова. ЭЛЕКТРОННЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ОДНОСЛОЙНОЙ НАНОТРУБКИ ЖЕЛЕЗА, АРМИРОВАННОЙ ТЕТРАЭДРОМ СВЯЗЕЙ КРЕМНИЯ... 360

СЕКЦИЯ V. РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ
(SECTION V. RADIATION EFFECTS)

V-1 В.Н. Брудный, Н.Г. Колин. РАДИАЦИОННОЕ МОДИФИЦИРОВАНИЕ И ЛЕГИРОВАНИЕ ХИМИЧЕСКИМИ ПРИМЕСЯМИ КАК ПРОЦЕССЫ САМОКОМПЕНСАЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ..... 364

V-2 В.М. Бойко, В.Т. Бублик, М.И. Воронова, Н.Г. Колин, Д.И. Меркурисов, К.Д. Щербачев. ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ МОНОКРИСТАЛЛОВ InP, ОБЛУЧЕННЫХ РЕАКТОРНЫМИ НЕЙТРОНАМИ..... 368
V-3 V.V. Peshev, E.G. Soboleva. THE RADIATION DEFECTS INTRODUCTION IN InP SHOTTKY DIODES..... 371
V-4 А.Е.Беляев, С.А. Витусевич, Б.А. Данильченко, Р.В. Конакова, А.М. Куракин, В.В. Миленин. РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННОЕ И МИКРОВОЛНОВОЕ ГЕТТЕРИРОВАНИЕ В НЕМТ НА ОСНОВЕ AlGaN/GaN И AlGaAs/GaAs ГЕТЕРОСТРУКТУР..... 375
V-5 В.Т. Громов, В.П. Шукайло, О.В. Ткачев. ВЛИЯНИЕ БУФЕРНОГО СЛОЯ НА РАДИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КВАЗИБАЛЛИСТИЧЕСКИХ ТРАНЗИСТОРОВ..... 378
V-6 В.Н. Брудный, Н.Г. Колин. ЛОКАЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНЕЙТРАЛЬНОСТЬ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОБЛУЧЕННЫХ НИТРИДОВ A_3N..... 382
V-7 А.Я. Поляков, Н.Б. Смирнов, А.В. Говорков, А.В. Марков, Н.Г. Колин, Д.И. Меркурисов, В.М. Бойко, С.Дж. Пиртон, Ин-Хван Ли. ПРЕДЕЛЬНОЕ ПОЛОЖЕНИЕ УРОВНЯ ФЕРМИ В СИЛЬНО ОБЛУЧЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ НИТРИДА ГАЛЛИЯ..... 386
V-8 А.В. Градобоев, П.В. Рубанов. КОМБИНИРОВАННОЕ ОБЛУЧЕНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaAs..... 389
V-9 А.А. Вилисов, Г.Н. Захарова. РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ МОЩНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ..... 393

СЕКЦИЯ VI. ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ. ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ УСТРОЙСТВА (SECTION VI. OPTOELECTRONIC DEVICES. SOLID-STATE ELECTRON DEVICES)

VI-1 Н.В. Коршунова, Ю.К. Крутоголов, Ю.И. Кунакин, А.А. Матяш, А.М. Николаенко, А.А. Вилисов, Г.Н. Захарова, Т.И. Коханенко, Е.В. Чекинева. БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ–АЛЮМИНИЯ И ИК-ДИОДЫ НА ИХ ОСНОВЕ..... 396
VI-2 А.А. Вилисов, Г.Н. Захарова, Ю.О. Незнамова, Е.В. Чекинева. ЭФФЕКТ ВНУТРЕННЕГО ПЕРЕОТРАЖЕНИЯ В ИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДАХ..... 400
VI-3 А.В. Зиновчук, В.К. Малютенко, А.А. Вилисов, Г.Н. Захарова. ЭФФЕКТЫ СТЯГИВАНИЯ ТОКА В СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДАХ..... 404
VI-4 Н.В. Зотова, Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашев, А.В. Корюк, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь. ИММЕРСИОННЫЕ ФОТОДИОДЫ НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ИНДИЯ, РАБОТАЮЩИЕ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ..... 408
VI-5 Г.Л. Курышев. МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЕ ФОТОПРИЕМНЫЕ УСТРОЙСТВА И ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ МДП–СТРУКТУР НА InAs..... 412

VI-6 В.М. Базовкин, А.А. Гузев, В.М. Ефимов, А.П. Ковчавцев, Г.Л. Курышев, И.И. Ли, В.Г. Половинкин. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОГО МОДУЛЯ 1x384 InAs В СОСТАВЕ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩЕГО ИК-СПЕКТРОМЕТРА.... 416
VI-7 Д.Г. Есаев, И.В. Марчишин, В.Н. Овсюк, А.П. Савченко, В.А. Фатеев, В.В. Шашкин. ФОТОПРИЕМНЫЙ МОДУЛЬ 320x256 НА ОСНОВЕ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ..... 420
VI-8 А.Г. Васильев, В.Н. Данилин, Т.А. Жукова, Ю.В. Колковский, А.Л. Филатов. НАУЧНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ НА ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ТИПА AlGaN/GaN..... 424
VI-9 С.С. Хлудков. ПРИМЕНЕНИЕ GaAs, ЛЕГИРОВАННОГО ПРИМЕСЯМИ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ, В ЭЛЕКТРОНИКЕ..... 427
VI-10 И.А. Прудаев, М.С. Скакунов, О.П. Толбанов. GaAs ЛАВИННЫЙ S-ДИОД С УПРАВЛЯЮЩИМ ЭЛЕКТРОДОМ..... 431
VI-11 А.В. Скипер, Н.Б. Матвеева, В.В. Парамонов, А.А. Матяш. КРИСТАЛЛЫ СИД НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР GaAlAs..... 435
VI-12 А.А. Вилисов, Т.И. Коханенко, Л.А. Тябаева, А.Т. Овчаров. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАМПЫ ДЛЯ ДЕКОРАТИВНОЙ ПОДСВЕТКИ..... 438
VI-13 В.М Ефимов, Д.Г. Есаев. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИНДИЯ ПРИ ГИБРИДИЗАЦИИ МАТРИЧНЫХ ФОТОПРИЕМНЫХ УСТРОЙСТВ НА ОСНОВЕ InAs, GaAs/AlGaAs, GaAs/HgCdTe..... 442
VI-14 В.И Юрченко, А.В. Юрченко. ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПРОИЗВОДСТВА И ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ. 446
VI-15 В.М. Калыгина, А.В. Нетудыхатко. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВАРИКАПОВ НА ОСНОВЕ GaAs СТРУКТУР..... 448
VI-16 В.И. Старосельский, Н.В. Гуминов, С.С. Шмелев. УСТРОЙСТВА ВЫБОРКИ И ХРАНЕНИЯ С ДВУХТАКТНЫМ СТРОБИРОВАНИЕМ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР A^3B^5..... 452
VI-17 В.И Юрченко. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВОЛЬТ–АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ «КОРОТКИХ» ДИОДОВ ГАННА..... 456
VI-18 В.И Юрченко. НАПРЯЖЕНИЕ ПРОБОЯ МЕЗА–ЭЛЕМЕНТОВ И ДИОДОВ ГАННА..... 458
VI-19 В.И Юрченко. ШУМОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕНЕРИРУЮЩИХ СТРУКТУР НА ЭФФЕКТЕ ГАННА..... 461
VI-20 А.А. Ковалёв, О.П. Пчеляков, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Н.Н. Рубцова. НОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ФАЗОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНЫХ ЗЕРКАЛ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР..... 465
VI-21 О.В. Леонтьева. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА ОБРАТНОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ В GaAs-ВОЛНОВОДАХ..... 469

СЕКЦИЯ VII. ДЕТЕКТОРЫ ИЗЛУЧЕНИЙ. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СЕНСОРЫ (SECTION VII. DETECTORS OF RADIATION. SEMICONDUCTOR SENSORS)

VII-1 О.П. Толбанов. ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА СТРУКТУР НА ОСНОВЕ GaAs, КОМПЕНСИРОВАННОГО ГЛУБОКИМИ ЦЕНТРАМИ..... 473

VII-2 Г.И. Айзенштат, М.А. Лелеков, В.А. Новиков, Л.П. Пороховниченко, Д.Г. Прокопьев, О.П. Толбанов, А.В.Тяжев, Л.Г. Шаповал. АРСЕНИДОГАЛЛИЕВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ МАММОГРАФИИ..... 477

VII-3 Ю.П. Козлова, Е.П. Веретенкин, В.Н. Гаврин, А.В. Калихов, А.В. Говорков, А.В. Марков, А.Я. Поляков, Н.Б. Смирнов, Е.М. Вербицкая, В.К. Еремин, Т.Дж. Боулс. ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И ДЕТЕКТОРНЫЕ СВОЙСТВА АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ, ВЫРАЩЕННОГО ИЗ РАСТВОРА-РАСПЛАВА..... 481

VII-4 М.Д. Вилисова, В.П. Гермогенов, Е.П. Другова, Д.Ю. Мокеев, И.В. Пономарев, Л.П. Пороховниченко, О.П. Толбанов, В.А. Чубирко. ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЕ ДЕТЕКТОРЫ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ НА ОСНОВЕ ЭПИТАКСИАЛЬНОГО GaAs, КОМПЕНСИРОВАННОГО ХРОМОМ..... 485

VII-5 А.П. Воробьев, С.Н. Головня, С.А. Горохов, В.В. Парахин, М.К. Полковников, Г.И. Айзенштат, М.А. Лелеков, О.Б. Корецкая, В.А. Новиков, О.П. Толбанов, А.В. Тяжев, Д.В. Бородин, Ю.В. Осипов. МАТРИЧНЫЙ GaAs–ДЕТЕКТОР 128x128 ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ РЕНТГЕНОГРАФИИ..... 489

VII-6 Д.Л. Будницкий, Д.Ю. Мокеев, В.А. Новиков, О.П. Толбанов, А.В. Тяжев, М.А. Лелеков, И.В. Пономарев, Г.И. Айзенштат, И.И. Надреев, И.Ф. Нам, М.А. Рожнев, С.А. Рябков. ДЕТЕКТОРНЫЙ МОДУЛЬ ДЛЯ СКАНИРУЮЩИХ СИСТЕМ РЕНТГЕНОВСКОГО КОНТРОЛЯ..... 493

VII-7 А.А. Пташенко, Ф.А. Пташенко. P-N ПЕРЕХОДЫ НА ОСНОВЕ GaAs И ДРУГИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ $A^{III}B^{V}$ КАК ГАЗОВЫЕ СЕНСОРЫ..... 496

VII-8 И.Я. Миттова, В.Ф. Кострюков, Е.К. Салиева. ГАЗОЧУСТВИТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СЛОЕВ НА GaAs, ПОЛУЧЕННЫХ ТЕРМИЧЕСКИМ ОКИСЛЕНИЕМ В ПРИСУТСТВИИ СОЕДИНЕНИЙ-АКТИВАТОРОВ..... 500

VII-9 О.В. Анисимов, Н.К. Максимова, Е.Ю. Севастьянов, Е.В. Черников. ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОНКИХ ПЛЕНОК Pt/SnO_2:Sb В РЕЖИМЕ ИМПУЛЬСНОГО НАГРЕВА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ РЯДА ВОССТАНОВИТЕЛЬНЫХ ГАЗОВ..... 504

VII-10 В.И. Балюба, В.И. Гаман, В.Ю. Грицык, Т.А. Давыдова, В.М. Калыгина, Л.С. Хлудкова. СЕНСОРЫ ВОДОРОДА НА ОСНОВЕ КРЕМНИЕВЫХ МОП-ДИОДОВ..... 508

VII-11 Г.И. Айзенштат, М.А. Лелеков, В.А. Новиков, Л.С. Окаевич, О.П. Толбанов. ТОКОПЕРЕНОС В ДЕТЕКТОРАХ НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ, КОМПЕНСИРОВАННОГО ХРОМОМ..... 512
VII-12 Г.И. Айзенштат, М.А. Лелеков, Т.В. Медведева, О.П. Толбанов. ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА В ДЕТЕКТОРАХ ИЗ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ..... 517
VII-13 А.Н. Зарубин, Д.Ю. Мокеев, Л.С. Окаевич, А.В. Тяжев, М.В. Биматов, М.А. Лелеков, И.В. Пономарев. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУИЗОЛИРУЮЩЕМ GaAs, КОМПЕНСИРОВАННОМ ХРОМОМ..... 521
VII-14 В.В. Ерофеев, Д.Ю. Мокеев, В.А. Новиков, О.П. Толбанов, А.В. Тяжев. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАКСИМАЛЬНОЙ РАБОЧЕЙ ТОЛЩИНЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ GaAs:Cr ИЗ АНАЛИЗА ЭФФЕКТИВНОСТИ СБОРА ЗАРЯДА..... 525
VII-15 М.В. Биматов, А.В. Тяжев. СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ ДЕТЕКТОР ИЗ GaAs:Cr..... 529
VII-16 Д.Л. Будницкий, Д.Ю. Мокеев, В.А. Новиков, О.П. Толбанов, А.В. Тяжев, М.А. Лелеков, И.В. Пономарев, Г.И. Айзенштат, И.И. Надреев, И.Ф. Нам, М.А. Рожнев, С.А. Рябков, Б.Р. Коротков, С.Б. Чащин. БЛОК ДЕТЕКТИРОВАНИЯ НА ОСНОВЕ GaAs–ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ СКАНИРУЮЩИХ РЕНТГЕНОВСКИХ СИСТЕМ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ..... 533
VII-17 И.Ф. Нам, С.А. Рябков, М.А. Рожнев, А.В. Тяжев. ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦИФРОВЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ СИСТЕМ И МЕТОДЫ ИХ ИЗМЕРЕНИЯ..... 537
VII-18 И.А. Большакова, В.Н. Брудный, Р.Л. Голяка, Е.Ю. Макидо, А.В. Марусенков, А.П. Мороз. ТОНКОПЛЕНОЧНЫЙ III-V ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ 3-D СЕНСОР МАГНИТНОГО ПОЛЯ.... 541
VII-19 Г.Ф. Карлова, А.В. Градобоев. ШУМОВЫЕ И РАДИАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ДАТЧИКОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ..... 545
VII-20 В.И. Гаман, П.Н. Дробот. ОСЦИЛЛИСТОРНЫЕ СЕНСОРЫ: ПРЕИМУЩЕСТВА, РАЗРАБОТКИ И ПУТИ РАЗВИТИЯ..... 549
VII-21 С.В. Тихов, И.А. Карпович, Ю.Ю. Гущина, И.А. Андрющенко. ВЛИЯНИЕ МОДИФИКАЦИИ ПОКРОВНОГО СЛОЯ НА СВОЙСТВА ВОДОРОДОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ДИОДНЫХ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР Pd/GaAs /InGaAs.... 553
VII-22 О.В. Анисимов, В.И. Гаман, Н.К. Максимова, Е.Ю. Севастьянов, Е.В. Черников, Н.В. Сергейченко. ВЛИЯНИЕ ВЛАЖНОСТИ НА СВОЙСТВА СЕНСОРОВ ВОДОРОДА НА ОСНОВЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК Pt/SnO_2:Sb В РЕЖИМАХ ПОСТОЯННОГО И ИМПУЛЬСНОГО НАГРЕВА..... 557
VII-23 Е.А. Викторова, В.А. Кагадей, Е.В. Нефёдцев, С.В. Романенко, Ф.В. Рудов. ДАТЧИК АТОМАРНОГО ВОДОРОДА С ПОВЫШЕННЫМ ВРЕМЕНЕМ ХРАНЕНИЯ НА ВОЗДУХЕ..... 561
VII-24 С.Д. Воторопин, М.С. Егунов, В.П. Пушкарев, В.И. Юрченко. РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ КВЧ–ДАТЧИКИ НА ДИОДАХ ГАННА ДЛЯ ЗАДАЧ ОБНАРУЖЕНИЯ, ИЗМЕРЕНИЯ И УПРАВЛЕНИЯ..... 565
Авторский указатель 567

МОНОКРИСТАЛЛЫ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ, ВЫРАЩЕННЫЕ МЕТОДОМ VGF: ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ

А.В. Марков

ФГУП «Гиредмет», Москва, Россия, e-mail: avmark@girmet.ru

Высокое структурное совершенство является важнейшим критерием качества, предъявляемым к монокристаллам GaAs, используемым как в производстве оптоэлектронных приборов (светодиодов и, особенно, лазеров), так и в производстве микроэлектронных интегральных схем. Оптимальным путем снижения плотности дислокаций в монокристаллах GaAs в мировой практике признается использование технологии вертикальной направленной кристаллизации (ВНК). За последние годы за рубежом достигнуты впечатляющие успехи в получении этим методом монокристаллов GaAs диаметром от 50 до 200 мм [1, 2]. В России ФГУП «Гиредмет» является единственной организацией, имеющей успешный опыт создания оборудования и технологии выращивания монокристаллов GaAs методами ВНК. Настоящая работа представляет результаты выполненных в последние годы в «Гиредмете» работ по получению методами ВНК монокристаллов нелегированного полуизолирующего и сильно легированного примесью кремния GaAs диаметром 2-3 дюйма, предназначенных для использования в качестве подложечного материала в производстве микроэлектронных и светоизлучающих приборов. Основное внимание уделено особенностям структуры и свойств ВНК-монокристаллов в сравнении с кристаллами, выращенными методом Чохральского с жидкостной герметизацией расплава (ЧЖГР) и горизонтальной направленной кристаллизации (ГНК).

Технология ВНК требует использования ростового оборудования с большим числом независимо управляемых зон нагрева. При этом тенденцией развития технологии является переход от выращивания кристаллов по методу Бриджмена (VB) к выращиванию кристаллизацией в движущемся температурном поле (VGF). Реализация метода VGF упрощает конструкцию оборудования, делает его более компактным, однако предъявляет жесткие требования непосредственно к тепловому узлу, который должен обеспечивать гибкое управление температурным полем в относительно небольшой области пространства, занимаемой расплавом и растущим кристаллом. Еще одной важной тенденцией развития технологии является переход от выращивания кристаллов в запаянной кварцевой ампуле к выращиванию в атмосфере инертного газа аналогично мето-

ду ЧЖГР.

Для получения совершенных кристаллов в технологии ВНК, в первую очередь, необходимо реализовать условия затравления, при которых не происходит возрастания плотности дислокаций в наращиваемом кристалле по отношению к затравочному. Установлены две причины неудачного затравления – присутствие в затравочном кристалле дислокационных стенок и несовпадение размеров затравки и места для нее в «носике» тигля из пиролитического нитрида бора. Отбор затравочных кристаллов, не содержащих дислокационных стенок, и подгонка размеров затравки таким образом, чтобы избежать как сжатия затравки, так и проливания расплава в зазор между затравкой и стенкой тигля, позволяют реализовать затравление, при котором на фронте затравления наблюдается резкое снижение плотности дислокаций, поскольку только часть дислокаций затравки прорастает в растущий кристалл.

В зоне регенерации затравки и области разращивания кристалла обычно не наблюдается генерации дислокаций от боковой поверхности слитка, что свидетельствует о низких термоупругих напряжениях в данной области роста. Дислокационная структура этой части слитка определяется трансформацией дислокационного массива, сформированного на границе затравления. При оптимизированных условиях роста удается стабильно обеспечивать значения плотности дислокаций при выходе на постоянный диаметр слитка на уровне $N_D < 5 \cdot 10^3$ см$^{-2}$ в нелегированных кристаллах и $N_D < 5 \cdot 10^2$ см$^{-2}$ в кристаллах, сильно легированных кремнием. Для сохранения низких значений N_D на всей длине слитка необходимо поддержание малой величины прогиба фронта за счет контроля распределения температуры в ростовой зоне в течение всего процесса. В нашем случае такой контроль обеспечивался регулированием температуры сразу нескольких нагревателей в многозонном тепловом узле. Оптимизация тепловых условий выращивания позволила получать слитки с указанными выше значениями N_D не менее чем на 90% их длины.

Характер распределения дислокаций в поперечном сечении в ВНК-кристаллах существенно отличается от типичных распределений в кристаллах, выращенных методом ЧЖГР. При малых плотностях дислокаций заметный вклад в распределение вносят отдельные скопления дислокаций, развивающиеся по механизму наследования. В нелегированных ВНК-кристаллах типичное для ЧЖГР-кристаллов ячеистое распределение дислокаций практически полностью вырождается при плотностях дислокаций < $(2\text{-}3) \cdot 10^3$ см$^{-2}$. Еще одно заметное отличие нелегированных ВНК-кристаллов заключается в существенно меньшей линейной плотности выделений мышьяка, расположенных на

дислокациях. Для ВНК-кристаллов GaAs(Si) характерно формирование плотных дислокационных стенок, в ряде случаев формирующих замкнутые структуры.

Полуизолирующие свойства ВНК-кристаллов, как и в случае технологии ЧЖГР, являются следствием доминирования в материале глубокого донорного центра EL2 и компенсирующего его мелкого акцептора, связанного с примесью углерода. В отличие от метода ЧЖГР, где углерод является фоновой примесью, загрязнение которой связано с использованием графитовых нагревателей, при выращивании методом ВНК в запаянной ампуле необходимое количество углерода приходится вводить в исходную загрузку в той или иной форме. Оптимизация степени компенсации материала позволяет получать полуизолирующие кристаллы с высокими значениями подвижности носителей заряда (6000-8000 $см^2/В{\cdot}с$) на всей длине слитка.

Концентрация центров EL2 практически постоянна по длине кристаллов, выращенных методом ВНК, что свидетельствует о высокой однородности состава материала. Термообработка при 950°С существенно увеличивает концентрацию центров EL2. Такой же эффект наблюдается и в кристаллах, выращенных методом ЧЖГР. При этом как до, так и после отжига концентрация центров EL2 в ВНК-кристаллах заметно ниже, чем в кристаллах, выращенных методом ЧЖГР из расплава стехиометрического состава. Интересно, что значения концентрации центров EL2 в ВНК-кристаллах практически совпадают с данными для кристаллов, выращенных методом ЧЖГР из расплавов, обогащенных галлием. Аналогичный эффект обнаруживается и при сравнении спектров глубоких уровней с энергиями, меньшими чем у EL2 [3]. Таким образом, кристаллы, выращенные методом ВНК, демонстрируют некоторую «дефицитность по мышьяку», хотя никаких технологических причин для этого не имеется.

Сравнение характеристик диодов Шоттки, изготовленных на пластинах нелегированного полуизолирующего GaAs, выращенного методами ВНК и ЧЖГР, показало, что темновой обратный ток диодов значительно выше, а фототок при обратном смещении значительно ниже в диодах с высокой плотностью дислокаций [4]. Это делает предпочтительным использование ВНК-кристаллов в качестве основы для радиационных детекторов, основанных на диодах Шоттки. С другой стороны, этот эффект может быть причиной большей неоднородности электрических характеристик микросхем, состоящих из полевых транзисторов с затвором Шоттки, в случае их изготовления на пластинах из ВНК-GaAs.

При выращивании методом ВНК кристаллов GaAs(Si) особенное значение имеет достижение максимальной эффективности легирования β, определяемой как отношение

концентрации носителей заряда в начальной части слитка к концентрации кремния в исходной загрузке. Из опыта выращивания кристаллов GaAs(Si) методом ЧЖГР известно, что эффективность легирования существенно зависит от условий выращивания. При выращивании кристалла GaAs(Si) методом VGF в кварцевом тигле получено значение $\beta = 0,15$, совпадающее со значениями β при выращивании кристаллов методом (ГНК) в кварцевых лодочках. Выращивание в pBN-тигле без добавки B_2O_3 снижает величину β примерно вдвое. Можно предположить, что связывание кремния в SiO_2 происходит в данном случае за счет тонкого окисного слоя, существующего на поверхности pBN-тигля. Добавление в загрузку B_2O_3 в количествах, обеспечивающих полную инкапсуляцию расплава, снижает эффективность легирования еще в среднем в четыре раза ($\beta = 0,01$-$0,03$). Дальнейшее увеличение массы B_2O_3, приводящее к увеличению толщины слоя флюса над расплавом, на эффективности легирования не сказывается, по-видимому, вследствие слабой конвекции в слое флюса и в расплаве. Отметим, что величины β были практически одинаковыми при использовании сухого (100 ppm H_2O) и влажного (500-1000 ppm H_2O) флюса, что принципиально отличается от результатов, полученных при выращивании по Чохральскому. Не обнаружено нами и влияния на эффективность легирования формы введения кремния в расплав (Si, SiAs и др.).

Таким образом, с использованием ростового оборудования собственной конструкции разработаны технологии выращивания монокристаллов GaAs методом ВНК в вариантах VB и VGF. Технологии обеспечивают получение монокристаллов нелегированного и сильно легированного кремнием GaAs с высоким структурным совершенством и электрофизическими параметрами, необходимыми для применения материала в микро- и оптоэлектронике.

1. K. Itani, H. Sasabe, M. Wachi et al. Hitachi Cable Review, №20, 35 (2001).
2. M. Jurisch, F. Borner, T. Bunger et al. J. Crystal Growth., **275,** 283 (2005).
3. A.V. Markov, A.Y. Polyakov et al. Solid-State Electronics, **46**, 269 (2002).
4. A.Y. Polyakov, A.V. Markov et al. Solid-State Electronics, **48**, 155 (2004).

0 - 2

ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ВЫРАЩИВАНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ В КОСМОСЕ

Б.Г. Захаров, В.И. Стрелов
НИЦ «Космическое материаловедение» ИК РАН, Калуга, Россия,
e-mail: bzakharov@ns.crys.ras.ru

Идея использования невесомости для выращивания высококачественных кристаллов основывается на том, что в таких условиях исчезает термогравитационная конвекция в расплавах (растворах), которая в земных условиях, в основном, ответственна за микро- и макронеоднородность распределения легирующей примеси.

На первом этапе космических исследований отсутствовала система регистрации вектора микрогравитации, не были развиты методы математического моделирования процессов тепломассопереноса (ТМП), поэтому космические эксперименты ставились на сугубо эмпирической основе: опробовать в космосе различные методы выращивания и широкий спектр получаемых кристаллов для сравнения их параметров с параметрами земных аналогов.

К сожалению, результаты многочисленных экспериментов по выращиванию кристаллов в условиях микрогравитации по совокупности их свойств не дали лучших результатов по сравнению с полученными на земле. Однако результаты космических экспериментов, а также комплекс теоретических расчетов и исследований по анализу этих результатов с моделированием в земных условиях ростовых процессов в космосе, позволили получить ценнейшие научные знания о специфике процессов ТМП и роста кристаллов, без учета которых невозможно дальнейшее совершенствование не только космических, но и земных технологий.

Во-первых, установлено [1] определяющее влияние на процессы ТМП и, соответственно, процессы кристаллизации в невесомости – сил поверхностного натяжения (конвекции Марангони), без исключения которых невозможно в космических условиях реализовать лучшие результаты, чем в земных.

Во-вторых, установлено [2] сильное влияние условий реальной гравитации и, прежде всего, вибраций на космическом корабле (g-jitter), уровень амплитуд и спектр частот которых могут соответствовать $10^{-2}\ g_0$ и $10^{-2} \div 100$ Гц.

В-третьих, необходим учет остаточной гравитации (квазистатических ускорений) на процессы ТМП. В ряде экспериментов В.С. Земскова с коллегами показано [3],

что эти ускорения даже при уровне 10^{-7} g_0 могут вызывать значительные макронеоднородности в распределении легирующей примеси при выращивании полупроводниковых кристаллов из расплава.

Обсуждаются результаты математического моделирования процессов ТМП в расплаве германия, их подобие для земных и космических условий, влияние конвекции Марангони, влияние вибраций на конвективные процессы и микрооднородность выращиваемых кристаллов, а также влияние остаточной гравитации на радиальную неоднородность распределения легирующей примеси при отклонении оси роста кристаллов от вектора ускорения.

Совокупность результатов космических экспериментов, теоретических исследований и расчетов, выполненных на их основе, свидетельствуют об уникальности невесомости не только для исследования процессов кристаллизации в невозмущенных условиях чисто диффузионного механизма массопереноса и получения в этих условиях эталонных образцов кристаллов, но и как базы для дальнейшего совершенствования земных технологий роста кристаллов.

1. В.И. Стрелов, Б.Г. Захаров, В.С. Сидоров, В.И. Фоломеев. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, **6**, 75 (2003).
2. В.И. Стрелов, Б.Г. Захаров, В.К. Артемьев и др. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, **10**, 80 (2005).
3. А.А. Богуславский и др. Космические исследования, **42** (2), 155 (2004).

ЯДЕРНОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ И РАДИАЦИОННОЕ МОДИФИЦИРОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ: СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Н.Г. Колин

Филиал ФГУП «НИФХИ им. Л.Я. Карпова», Обнинск, Россия,

тел. (48439)-74731, e-mail: fci58@mail.ru

Наиболее качественные высокооднородные полупроводниковые монокристаллы диаметром до 200 мм ведущими в мире фирмами-производителями полупроводниковых материалов получаются с использованием радиационных технологий. В первую очередь, это относится к Si и GaAs [1-6]. Существует несколько способов введения в материал легирующей примеси за счет облучения высокоэнергетическими частицами: облучение нейтронами, фотоядерное легирование, легирование заряженными частицами [7]. Эффективнее всего для объемных монокристаллов большого диаметра, ввиду большой длины пробега нейтронов в материале, оказалась технология ядерного легирования (ЯЛ) путем облучения монокристаллов тепловыми нейтронами ядерного реактора. Использование ядерных реакторов в качестве источника нейтронов оказалось экономически и технологически наиболее выгодным ввиду высокой плотности нейтронного потока и наличия облучательских каналов большого диаметра.

В России работы по практической реализации технологии ядерного легирования полупроводников начались в 70-е годы на базе ядерного реактора ВВР-ц филиала ФГУП «НИФХИ им. Л.Я. Карпова» под руководством профессора С.П. Соловьева. Работы велись по правительственным постановлениям, в них участвовало на разных этапах более 50 научно-исследовательских учреждений и заводов – производителей полупроводниковых материалов.

Отличительной особенностью метода ЯЛ по сравнению с традиционными металлургическими методами является то, что легирующая примесь вводится не извне, а образуется в результате ядерных реакций, протекающих при поглощении тепловых нейтронов атомами основного вещества. Образующиеся стабильные изотопы тех же самых или соседних элементов периодической системы однородно распределены в

объеме и играют в материале роль электрически активной примеси (преимущественно, донорной). Концентрация образующихся примесей определяется соотношением

$$N_i = N_0 k_i \sigma_i \varphi_\tau t \ ,$$

где N_0 – концентрация атомов естественной смеси изотопов; k_i – содержание изотопа; σ_i – сечение реакции; φ_τ – плотность потока тепловых нейтронов; t – время облучения.

Для основных полупроводниковых материалов получены следующие зависимости концентрации вводимой примеси от флюенса нейтронов:

$N_P = 1.7 \cdot 10^{-4}\ \Phi_T$ ат/см^3 – для Si; $N_{Ge+Se} = 1.7 \cdot 10^{-1}\ \Phi_T$ ат/см^3 – для GaAs;

$N_{Ga+As} = 1.8 \cdot 10^{-2}\ \Phi_T$ ат/см^3 – для Ge; $N_{Sn} = 2.9\ \Phi_T$ ат/см^3 – для In-содержащих соединений.

Сопутствующим процессу ЯЛ является образование большого количества радиационных дефектов (РД) в материале за счет облучения быстрыми нейтронами, атомами отдачи и γ-составляющей реакторного излучения. Это требует последующих высокотемпературных обработок облученного материала с целью устранения РД.

В большинстве случаев облучение реакторными нейтронами приводит к увеличению удельного сопротивления в широкозонных материалах (Si, GaAs, InP, GaP), к уменьшению сопротивления, а иногда и конверсии типа проводимости в узкозонных (InSb, InAs), к уменьшению подвижности носителей заряда, изменению оптических свойств полупроводников за счет образовавшихся при облучении РД. Основной вклад в образование РД вносят быстрые нейтроны. Непосредственно после реакторного облучения, если оно не велось при повышенных температурах, плотность образовавшихся РД намного превышает концентрацию вводимой при ядерном легировании химической примеси, и, естественно, свойства облученного неотожженного материала определяются, в основном, свойствами введенных при облучении дефектов. Поэтому устранение РД является одной из важнейших технологических операций, и от полноты отжига таких дефектов зависит качество ядерно-легированного материала. Экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что отжиг основной массы радиационных дефектов в облученных полупроводниках происходит в интервале температур до ≈ (0,5÷0,7) от температуры плавления ($T_{пл}$) материала, хотя в сильно облученных полупроводниках отжиг остаточных РД иногда продолжается вплоть до $T_{пл}$.

Самая высокая эффективность ядерного легирования, как указано выше, наблюдается в In-содержащих соединениях $A^{III}B^{V}$. Это связано с большим сечением

поглощения тепловых нейтронов атомами In. Кроме того, атомы In имеют большее сечение поглощения промежуточных нейтронов, что приводит к образованию в материале легирующей примеси Sn даже при полном отсечении тепловых нейтронов (в Cd-пенале). Значение концентрации Sn в этом случае определено нами экспериментально и для реактора ВВР-ц оно составляет $N_{Sn} \approx 0{,}2\Phi_T$ [8]. Применение Cd-пеналов для отсечения потоков тепловых нейтронов лишь на порядок уменьшает концентрацию вводимой примеси по сравнению с облучением полным спектром реакторных нейтронов.

Ослабление пучка нейтронов по мере прохождения вглубь материала связано с длиной пробега тепловых нейтронов, значение которой для кремния позволяет получить монокристаллические слитки ЯЛК диаметром до 200 мм с неоднородностью (1÷5) %, принципиально недостижимой при легировании металлургическими методами. Монокристаллы GaAs с целью ядерного легирования можно облучать в виде слитков диаметром до 60 мм или в виде набора пластин любого диаметра, высотой не более 60 мм. In-содержащие материалы могут облучаться только в виде пластин, толщиной не более 2 мм.

В России и за рубежом до настоящего времени ЯЛ полупроводников осуществляется, в основном, на исследовательских ядерных реакторах, имеющих большую неоднородность плотности потока нейтронов по высоте активной зоны. В связи с этим, вначале на базе реактора ВВР-ц филиала НИФХИ им. Л.Я. Карпова, а потом и на других исследовательских реакторах, были разработаны разные способы облучения образцов в реакторе (статический, возвратно-поступательный, непрерывная протяжка с вращением), частичное описание которых приведено в [5]. В течение ряда лет, начиная с 70-х годов, созданный на реакторе ВВР-ц технологический комплекс был единственной базой для получения ЯЛК в СССР. До настоящего времени этот комплекс обеспечивает получение ежегодно нескольких тонн ЯЛК и других полупроводниковых материалов, а также отработку и усовершенствование новых вариантов технологии ЯЛ.

ЯЛК выпускается, в основном, по двум техническим условиям для электронной и электротехнической промышленности: с удельным сопротивлением (40÷350) Ом·см, а также высокоомный материал с удельным сопротивлением $(3\div5)\cdot10^3$ Ом·см (n-тип) и $(10\div40)\cdot10^3$ Ом·см (p-тип).

В таблице представлены результаты расчета пропускной способности технологического канала по выпуску ЯЛК реактора ВВР-ц при реализации различных способов облучения. Эти данные необходимо учесть при решении вопроса практической реализации технологии и создании высокопроизводительных установок.

Таблица. Пропускная способность технологического канала при реализации разных схем облучения Si

Номинал легирования (у.э.с.), Ом·см	Способ облучения									
	Статический, кг/нед.				Возвратно-поступательное перемещение, кг/нед.			Непрерывная протяжка, кг/нед.		
	Диаметр слитков, мм	63	86	110	63	86	110	63	86	110
	Масса загрузки, кг	1.4	2.7	4.4	3.6	6.8	11.0	3.6	6.8	11.0
300		153	286	468	313	583	953	1861	3468	5674
200		127	236	386	219	407	667	1088	2028	3318
150		108	201	329	175	326	533	767	1431	2941
100		83	155	254	125	233	381	574	1070	1750
60		57	106	174	80	148	242	278	517	847
20		22	41	68	28	53	86	89	165	271
10		11	19	31	13	24	39	39	72	118

Одним из последних достижений является применение в филиале ФГУП «НИФХИ им. Л. Я. Карпова» радиационных технологий для получения радиационно-модифицированного полуизолирующего арсенида галлия (РМПИ GaAs). Удачное сочетание воздействия высокоэнергетического излучения и температуры с учетом параметров исходного материала и условий облучения позволяет получать монокристаллы полуизолирующего арсенида галлия с улучшенными характеристиками: повышенной однородностью и термостабильностью электрофизических и оптических свойств, высокой оптической прозрачностью на длине волны λ = 10,6 мкм по сравнению с «обычным» материалом, меньшей плотностью структурных дефектов.

Сегодняшняя задача заключается в общем подъеме российской электроники и, в частности, в развитии радиационных технологий. Сейчас темпы развития радиационных полупроводниковых технологий в России опережают темпы развития традиционных металлургических технологий выращивания монокристаллов. В такой

ситуации становится реальной возможность проведения работ по ЯЛ и РМ исходных материалов зарубежного производства, превосходящих по качеству отечественные. На сегодняшний день развитие отечественных радиационных технологий, в основном, ограничивается отсутствием установок для облучения образцов большого диаметра.

Приведены основные научно-технические задачи, от решения которых зависит дальнейшее развитие полупроводниковых радиационных технологий в России.

1. Neutron Transmutation Doping in Semiconductors//Ed. By J.M. Meese. N.Y., 1979. 214 p.
2. Труды международной конференции «Радиационная физика полупроводников и родственных материалов» г. Тбилиси 13-19 сентября 1979 г., из-во ТГУ 1980 г. под ред. Г.П. Кекелидзе, В.И. Шаховцова, 888 с.
3. Л.С. Смирнов, С.П. Соловьев, В.Ф. Стась, В.А. Харченко. Легирование полупроводников методом ядерных реакций. – Новосибирск: Наука, 1981.
4. Нейтронное трансмутационное легирование полупроводников/ Перевод с англ. под ред. В.Н. Мордковича. – Новости физики твердого тела, М. : Мир, в. 11, 1982, 264 с.
5. Н.Г. Колин, С.П. Соловьев, А.А. Стук. Известия ВУЗов. Ядерная энергетика, № 2-3, 98 (1991).
6. Н.Г. Колин. Известия ВУЗов. Физика, **46** (6), 12 (2003).
7. В.В. Козловский, Л.Ф. Захаренков, Б.А. Шустров. ФТП, **26** (1), 3 (1992).
8. Н.Г. Колин, Д.И. Меркурисов, С.П. Соловьев. ФТП, **34** (2), 153 (2000).

ЭПИТАКСИЯ GaAs НА КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ

Ю.Б. Болховитянов, А.С. Дерябин, О.П. Пчеляков, Л.В. Соколов, С.И. Чикичев
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия,
e-mail: pch@isp.nsc.ru

Получение методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) гетероструктур с относительно высокой разностью параметров решеток пленки и подложки, обладающих низкой плотностью прорастающих дислокаций, является важнейшей проблемой полупроводникового материаловедения. Наиболее важным примером таких гетероструктур является система Si/GaAs. Решение этой проблемы разбивается на три задачи: разработка методов снижения плотности дислокаций, прорастающих в пленку при пластической релаксации механических напряжений, возникающих в результате большого несоответствия параметров решеток пленки и подложки;

2. поиск путей уменьшения дефектообразования как результата влияния разности коэффициентов термического расширения пленки и подложки;

3. предотвращение зарождения и распространения границ антифазных доменов в пленку при гетероэпитаксии двухкомпонентного материала, каковым является GaAs, на поверхности моноатомного полупроводника (Si, Ge).

Если последняя из этих задач довольно успешно решается при использовании эффекта попарного объединения моноатомных ступеней при использовании отклоненных подложек и предэпитаксиальной термообработки, то первые две остаются до настоящего времени основными проблемами этой области полупроводникового материаловедения, ожидающими своего решения. Работы в этих направлениях ведутся многими коллективами более двух десятков лет. И лишь в последние годы наблюдается существенный прогресс в решении перечисленных задач. Ранее успех связывали с применением так называемых податливых подложек, впервые предложенных авторами работ [1, 2]. Однако анализ совокупности приведенных в научной литературе данных позволяет сделать вывод, что эффективное использование свойства податливости подложек при эпитаксии затруднено или невозможно, если релаксация возникающих при гетероэпитаксии механических напряжений идет за счет пластической деформации сплошной пленки или подложки путем скольжения дислокаций. Неэффективным является также использование непрерывных промежуточных аморфных слоев или пористых буферных слоев, которые должны играть роль «смазки» или «дислокационного геттера». Во всех

случаях, когда используется непрерывная подложка с обычно используемыми в технологии размерами, релаксация гетероэпитаксиальных напряжений приводит к такому изменению размеров пленки или подложки (эффект геометрического несоответствия), когда для их реализации необходим значительный по величине изгиб подложки или разрыв химических связей между пленкой и подложкой. В нашей работе [3] были проведены расчеты и оценки, показывающие, что только в случае использования мезаподложек с малыми размерами мезаостровков удается уменьшить влияние эффекта геометрического несоответствия в системе пленка – подложка.

В настоящее время наилучшие результаты показывают другие подходы, основанные на получении многослойных гетероструктур, применяющихся затем в качестве подложек [6-10]. Такие подложки во многих работах называют виртуальными или искусственными и они имеют поверхностный слой, создающий благоприятные условия для релаксации гетероэпитаксиальных механических напряжений в процессе последующего роста пленки. Активировать неконсервативные механизмы движения дислокаций и облегчить их взаимную аннигиляцию позволяет введение тонких низкотемпературных эпитаксиальных подслоев, являющихся мощными источниками точечных дефектов. Снизить барьеры для введения дислокаций удается за счет создания структурных и геометрических неоднородностей на границах раздела [11], а также применения при МЛЭ поверхностно-активных компонентов [12]. Работы, посвященные изучению влияния водорода на процессы роста напряженных пленок, опираются, в основном, на представления о замедлении атомами водорода поверхностной диффузии адатомов при гетероэпитаксии [13-15]. В результате поверхности растущих пленок, а также гетерограницы становятся более гладкими [16-18]. Кроме того, проявляется положительный эффект пассивации атомарным водородом электрически активных дефектов в полупроводниковых слоях и на гетерограницах [19].

В нашем обзоре [4], опубликованном пять лет назад, был систематизирован и обобщен достигнутый к тому времени уровень понимания фундаментальных физических механизмов формирования упруго деформированных и пластически релаксированных гетерокомпозиций в системе Ge_xSi_{1-x}/Si, включая использование "податливых" и "мягких" подложек, а также синтез островков и вискеров нанометровых размеров. В последующем обзоре [5] был проведен детальный анализ методов получения виртуальных или искусственных подложек, физических причин и механизмов снижения плотности прорастающих дислокаций в гетероэпитаксиальных пленках при использовании этих методов. В этом же обзоре описаны результаты применения популярных в то вре-

мя податливых, мягких или послушных подложек для гетероэпитаксии материалов с большим отличием параметров решетки от подложки.

Целью настоящей работы является анализ результатов исследований, опубликованных за прошедшие после публикации предыдущих обзоров годы, по следующим разделам:

1. Получение гетероструктур Ge_xSi_{1-x}/Si с низкой плотностью прорастающих дислокаций в гетероэпитаксиальной пленке и с регулярной сеткой дислокаций несоответствия на гетерогранице при использовании сурфактантов, градиентных, ступенчатых и низкотемпературных буферных слоев, циклических термообработок и твердофазной эпитаксии, а также геометрически неоднородных подложек.

2. Применение альтернативных (искусственных, виртуальных) подложек на основе кремния для гетероэпитаксии пленок GaAs с низкой плотностью дефектов.

3. Перспективы использования гетероструктур Si-GaAs в микроэлектронике и фотоэлектронике и конкретные примеры получения в Институте физики полупроводников СО РАН гетероструктур на основе кремния и германия, обладающих низкой плотностью дефектов, в том числе, структур с низкотемпературными промежуточными слоями.

Эта работа выполняется в ИФП СО РАН при поддержке гранта Президента для ведущей научной школы НШ-6624.2006.2 (Госконтракт № 02.445.11.7418).

1. F.E. Ejeckam et al. Appl. Phys. Lett., **70**, 1685 (1997).

2. Dimitrios Maroudas et al. Appl. Phys. Lett., **73**, 6 (1998).

3. P.L. Novikov, Yu.B. Bolkhovityanov, O.P. Pchelyakov, S.I. Romanov, L.V. Sokolov. Semicond. Sci. Techn., **18**, 39 (2003).

4. Ю.Б. Болховитянов, О.П. Пчеляков, С.И. Чикичев. УФН, **171** (7), 589 (2001).

5. Ю.Б. Болховитянов, О.П. Пчеляков, Л.В. Соколов, С.И. Чикичев. ФТП, **37** (5), 513 (2003).

6. Yu.B. Bolkhovityanov, A.S. Deryabin, A.K. Gutakovskii, M.A. Revenko, L.V. Sokolov. J. Cryst. Growth, **280** (1-2), 309 (2005).

7. Yu.B. Bolkhovityanov, A.S. Deryabin, A.K. Gutakovskii, M.A. Revenko, L.V. Sokolov. Thin. Solid Films, **466** (1-2), 69 (2005).

8. Yu.B. Bolkhovityanov, A.S. Deryabin, A.K. Gutakovskii, M.A. Revenko, L.V. Sokolov. Appl. Phys. Lett., **84** (23), 4599 (2005).

9. Ю.Б. Болховитянов, А.С. Дерябин, А.К. Гутаковский, М.А. Ревенко, Л.В. Соколов. Письма в ЖТФ, **30** (2), 61, (2005).

10. S. Balakumar, C.H. Tung, G.Q. Lo et al. Appl. Phys. Lett., **89**, 032101 (2006).

11. G. Vanamua and A.K. Datye. Appl. Phys. Lett., **88**, 251909 (2006).

12. T.F. Wietler, E. Bugiel, K.R. Hofmann. Appl. Phys. Lett., **87**, 182102 (2005).

13. Y. Okada, H. Shimomura, M. Kawabe. J. Appl. Phys., **73**, 7376 (1993).

14. R.R. LaPierre, B.J. Robinson, D.A. Thompson. J. Cryst. Growth, **191**, 319 (1998).

15. J.E. Vasek, Z. Zhang, C.T. Salling, M.G. Lagally. Phys. Rev. B, **51**, 17207 (1995).

16. A. Sakai, T. Tatsumi. Appl. Phys. Lett., **64**, 52 (1994).

17. Y. Chun, Y. Okada, M. Kawabe. J. Cryst. Growth, **150**, 497 (1995).

18. Y. Suzuki, T. Kikuchi, M. Kawabe, Y. Okada. J. Appl. Phys., **86**, 5858 (1999).

19. C. Johnson, J.C. McCallum. J. Appl. Phys., **95** (8), 4427 (2004).

0 - 5

ИНТЕГРАЦИЯ III-НИТРИДОВ И ТРАДИЦИОННЫХ СОЕДИНЕНИЙ III-V

В.В. Чалдышев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: chald.gvg@mail.ioffe.ru

Семейство полупроводниковых соединений III-V можно разделить на два подсемейства. Одно из них - "традиционное" - составляют арсениды, фосфиды и антимониды, другое - более молодое - нитриды элементов III группы периодической таблицы Д.И. Менделеева. До последнего времени развитие физики, технологии и приборных применений этих подсемейств происходило раздельно.

Реальный интерес к интеграции III-нитридов и "традиционных" соединений III-V возник совсем недавно, на том этапе, когда были решены наиболее важные проблемы технологии III-нитридов, установлены их физические параметры, и выявлены возможности их приборных применений. Результатом интеграции должно стать сочетание в едином приборе достоинств III-нитридов: широкой запрещенной зоны, высокой теплопроводности, большой напряженности поля электрического пробоя; и достоинств "традиционных" соединений III-V: узкой запрещенной зоны, высокой подвижности носителей заряда, возможностей p- и n-легирования в широком диапазоне концентраций носителей.

В докладе рассматриваются физические проблемы, возможные пути и перспективы интеграции III-нитридов и "традиционных" соединений III-V. Доклад основан на собственных экспериментальных результатах по выращиванию эпитаксиальных слоев GaAs на GaN [1] и содержит обзор работ других авторов по эпитаксиальному наращиванию слоев GaN на GaAs и прямому сращиванию этих материалов. В докладе анализируются возможные применения гетероструктур, сочетаюших III-нитриды и "традиционные" соединения III-V в приборах мощной, быстродействующей биполярной электроники и оптоэлектронных приборах, охватывающих весь видимый диапазон света.

1. V.V. Chaldyshev, B. Nielsen, E. E. Mendez, Yu.G. Musikhin, N.A. Bert, Zh. Ma and T. Holden. Zincblende GaAs films grown on wurtzite GaN/sapphire templates. Appl. Phys. Lett., **86**, 131916 (2005).

ПРОИЗВОДСТВО В РОССИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ ТИПА $A^{III}N$ И ПРИБОРОВ НА ИХ ОСНОВЕ

А.А. Арендаренко [(a)], А.Г. Васильев [(b)]

(a) ЗАО «Элма-Малахит», Зеленоград, Россия;

(b) ФГУП «НПП «Пульсар»», Москва, Россия

В работе сделана попытка обобщения информации о состоянии разработок в области полупроводниковых структур на основе $A^{III}N$ в России. Охарактеризовано состояние дел с $A^{III}N$ в мире.

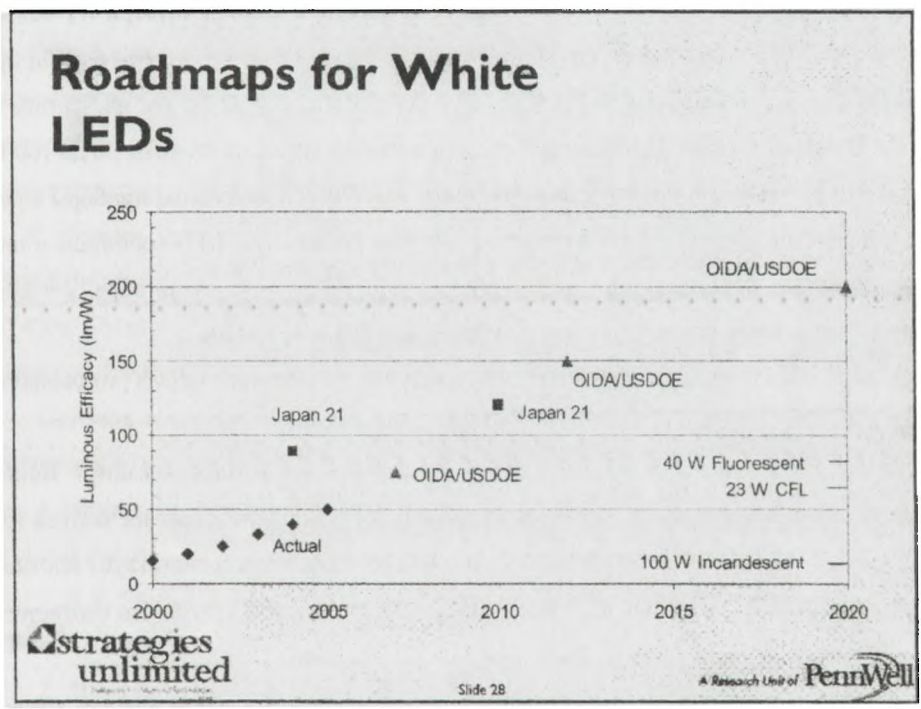


Рис.1

За последнее десятилетие в результате огромных усилий и большого объема проводимых исследований в области гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) на основе широкозонных полупроводников, в первую очередь, в США, Японии и Китае (Тайвань) произошел огромный прорыв в области создания светоизлучающих диодов (СИД) и СВЧ-транзисторов с использованием ГЭС на $A^{III}N$.

В области оптоэлектроники работы давно вышли за рамки исследовательских и нашли широкое применение в промышленности. К 2008 году планируется достичь эффективностей СИД, позволяющих конкурировать с галогенными лампами (светоотдачи 60-80 лм/Вт и стоимости менее 1 USD/Вт). На рис.1 представлены результаты фирмы Penn Well [1]. Развитие идет очень быстрыми темпами: за 10 лет произошло 30-кратное увеличение яркости излучателя и 10-кратное снижение стоимости 1 Вт. Непрерывно растет количество СИД на $A^{III}N$: так доля ГЭС в мировом объеме производства в 2003 составляла 20% от общего объема производства материалов для СИД, а в 2005 году она уже превысила 45% [2]. Основные объемы производства ГЭС для СИД (~70%) сосредоточены на Тайване. В 2005 году там работало около 290 установок для производства ГЭС для СИД [2].

В области СВЧ-техники получены приборы, работающие в частотном диапазоне от 1 до 60 ГГц с выходной мощностью $P_{вых}$ от 250 Вт (при ширине затвора $W_з$ = 2×36 мм) на частоте 2 ГГц (ф. Fujitsu, NEC) до 90 мВт ($W_з$ = 0.18 мм) на частоте 60 ГГц (ф. Fraunhofer Instr.). Достигнутые плотности мощности составили 32 Вт/мм на частоте 4 ГГц и 0,5 Вт/мм на 60 ГГц. Приборы работали при напряжениях на стоке от 30 до 100 В при $U_{пр\ зс}$ = 100 – 350 В и рабочих температурах более 200°С. Получены приборы с рекордными значениями частотных параметров. Фирма Fujitsu Lab. LTD сообщила о получении приборов, показавших $f_т$ = 163 ГГц и f_{max} =192 ГГц при длине затвора $L_з$ = 0,06 – 0,2 мкм и рекордные значения крутизны в пике g_m = 305 – 417 мС/мм.

Фирма NEC Corp. (Япония) сообщила о разработке мощного HEMT, отдающего мощность 230 Вт (4,8 Вт/мм) на частоте 2 ГГц при $W_з$ = 48 мм.

В UCSB на основе GaN HEMT на SiC-подложке создан однокаскадный монолитный мощный усилитель, работающий в классе Е. Усилитель работает на частоте 1,0 ГГц и при $U_с$ = 30 В отдает мощность 37 дБм с КПД = 57%, что соответствует плотности мощности 5,25 Вт/мм, а при $U_с$ = 40 В – $P_{вых}$ = 38,7 дБм с КПД 50%, что соответствует 7,4 Вт/мм.

Достигнутые результаты еще далеки от своих предельных теоретических значений по причине несовершенства материала, конструкции и технологических недоработок. Остаются нерешенными проблемы надежности и теплоотвода.

Все эти достижения стали возможными, благодаря государственным программам, которые были воплощены в США, Японии, Германии, Китае, Корее, Франции и т.д.

Такая программа нужна и в России.

В России разработка технологии ГЭС на основе GaN была начата в 80-х годах прошлого столетия (НИИМВ, ВНИИМЭТ), однако дальше поисковых НИР развитие этого направления в те годы не пошло.

Работы по созданию нитридных ГЭС возобновились в конце 90-х годов в институтах РАН (ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ИФП СО РАН). Основными проблемами в то время были отсутствие современного технологического оборудования, отсутствие подложек и исходных материалов. Эти проблемы преодолевались, в основном, за счет использования импортных материалов, а в последнее время – и с помощью отечественных. Производство подложек сапфира налажено в ОАО "Монокристалл", получение металлоорганических соединений галлия, индия, алюминия – в ЗАО "Элма-Хим", аммиака – в ООО "Фирма ХОРСТ" и на ФГУП «НПП «Салют»».

По мере развития работ в области широкозонных полупроводников к учреждениям РАН стали подключаться и отраслевые предприятия (таблица 1).

Разработка и производство чипов СИД ведутся на многих предприятиях, но реальные результаты получены в ОАО «Протон» (г. Орел) и ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника» (г. С.-Петербург). ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника» строит полную технологическую цепочку: получение ГЭС, чипов, СИД и устройств на них.

В области приборов СВЧ-техники результаты еще скромнее, на ФГУП «НПП «Пульсар»» проведены поисковые работы, в ходе которых на экспериментальных ГЭС ЗАО «Элма-Малахит» получены приборы, работающие на частоте 35 ГГц с отдаваемой мощностью 1,4 Вт/мм и КПД 33% при ширине затвора 60 мкм.

Подводя итог, можно сказать, что в России есть необходимые условия для продолжения работ по широкозонным полупроводникам и приборам на их основе. Для этого, а также с целью ускорения и координации работ необходима Государственная программа работ, подобная WBGSTI в США.

1 .R.V. Steele, HB LED Marttet Review and Forccast, Conference Strategies in Light, San Francisco, 2006.

2. .B.J. Lee HB LED Jndus try in Raiwan, Conference Strategies in Light, San Francisco,2006.

Таблица 1. Институты и предприятия России, занятые разработкой материалов на основе A^{III}–нитридов

№№ п/п	Предприятие	Разрабатываемые материалы	Метод получения и оборудование	Достигнутые результаты	Примечание
1	2	3	4	5	6
1	ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН (С.-Петербург)	1. Эпитаксиальные структуры на основе системы квантовых ям (Al)GaN/InGaN/GaN для СИД на подложках сапфира 2. Эпитаксиальные структуры на основе гетеропереходов AlGaN/GaN для СВЧ HEMT на подложках сапфира, карбида кремния 3. Темплейты GaN на сапфире, кремнии	МОС-гидридный, AIXTRON 2000 Модернизиров. Epiquip Хлоридно-гидридный	Внешн. кв. выход на чипе 20% ($\lambda \approx 460$ нм) $\mu = 1100$ см^2/В·с ($N_s \approx 1{,}8 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$)	Возможно обеспечение внешних потребителей
2	ЗАО "Элма-Малахит" (Москва, Зеленоград)	1. Эпитаксиальные структуры на основе системы квантовых ям (Al)GaN/InGaN/GaN для СИД на подложках сапфира 2. Эпитаксиальные структуры на основе гетеропереходов AlGaN/GaN для СВЧ HEMT	МОС-гидридный, D-180 (Veeco) (6 пластин диам. 2"); макет на базе уст-ки "Арсил"	Внешн. кв. выход на чипе 9% ($\lambda \approx 460$ нм), сила света – до 60 мкд $\mu = 1600$ см^2/В·с ($N_s \approx 1 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$) $\mu = 1200$ см^2/В·с ($N_s \approx 1{,}5 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$)	Для внешних потребителей

36

1	2	3	4	5	6
3	ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника» (С.-Петербург)	Эпитаксиальные структуры на основе системы квантовых ям (Al)GaN/InGaN/GaN для СИД на подложках сапфира	1. МОС-гидридный, D-180 (Veeco) (6 пластин диам. 2") 2. GaNzilla E 300 (Veeco)	Внешний квантовый выход на чипе 12%, световой поток на чипе при 500 мА ≈ 40 лм	Для собственных нужд
4	ЗАО «Светлана-Рост» (С.-Петербург)	Эпитаксиальные структуры на основе гетеропереходов AlGaN/GaN для СВЧ HEMT на подложках сапфира	МЛЭ собственного изготовления	$\mu = 1300$ см^2/В·с ($N_s \approx 1{,}3 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$) $\mu = 1000$ см^2/В·с ($N_s \approx 1{,}7 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$)	Для внешних потребителей
5	ИФП СО РАН (Новосибирск)	Эпитаксиальные структуры на основе гетеропереходов AlGaN/GaN для СВЧ HEMT на подложках сапфира	МЛЭ, Riber 32	$\mu = 1000$ см^2/В·с ($N_s \approx 2 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$)	Для внутренних и внешних потребителей
6	ФГУП "РФЯЦ-ВНИИТФ" (Снежинск)	Эпитаксиальные структуры на основе системы квантовых ям (Al)GaN/InGaN/GaN для СИД на подложках сапфира	МОС-гидридный, AIXTRON 2000	?	?
7	ИПТМ РАН (Черноголовка)	Эпитаксиальные структуры на основе гетеропереходов AlGaN/GaN для СВЧ	ЭЦР-стимулированная эпитаксия, установка собственного изготовления	?	Для исследовательских целей
8	Гиредмет (Москва)	Темплейты GaN	Хлоридно-гидридный, модернизир ЭТР-100	?	?

37

КВАНТОВЫЙ ТРАНСПОРТ И ОДНОФОТОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В МИКРО– И НАНОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ СОЕДИНЕНИЙ A_3B_5

З.Д. Квон[a], А.А. Быков[a], А.И. Торопов[a], А.В. Латышев[a], В.А. Ткаченко[a], О.А. Ткаченко[a], Ж.К. Портал[b], В.А. Гайслер[a,c], А.Л. Асеев[a]

(a) Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия;

(b) Grenoble High Magnetic Fields Laboratory, CNRS, Grenoble, France;

(c) Institute of Solid State Physics, Technical University, Berlin, Germany

Физические эффекты в микро- и наноструктурах на основе эпитаксиальных слоев соединений A_3B_5 лежат в основе развития современных наноэлектроники и нанотехнологии [1]. В докладе представлены результаты исследований квантового транспорта и процессов генерации одиночных фотонов в микро- и наноструктурах с двумерным электронным газом (ДЭГ) и одиночными квантовыми точками (КТ), проведенных в Институте физики полупроводников СО РАН совместно с Лабораторией сильных магнитных полей в Гренобле и Институтом физики твердого тела Технического университета Берлина. Особенность данных работ состоит в предельном уменьшении характерных размеров электронных систем, а также тесной связи технологии выращивания эпитаксиальных структур методом молекулярно-лучевой эпитаксии [2], технологии наноструктурирования, экспериментальных измерений, численного моделирования и теории. Это позволило найти ярко выраженные эффекты интерференции и взаимодействия счетного количества электронов и реализовать полупроводниковые излучатели одиночных фотонов.

1. Малая квантовая точка: кулоновская блокада и квантовая интерференция

Изготовленные с помощью методов нанолитографии квантовые точки в структурах GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом являются основным объектом исследования затворных осцилляций кондактанса в наноструктурах, начиная с кулоновской блокады и мезоскопических флуктуаций. Обычно такие квантовые точки имеют размер от нескольких сотен нанометров до микрометра. Недавно их размер был снижен до 100 нм изготовлением сложных систем многих металлических затворов с помощью литографии сверхвысокого разрешения. Альтернативный способ, использующий лито-

графию сфокусированным пучком электронов, был предложен и реализован в ИФП СО РАН. Расчеты показали, что на развилке (в месте соединения) узких квантовых проволок в ДЭГ из-за эффектов обеднения имеется расширение и углубление латерального профиля потенциала – треугольная квантовая точка [3]. Преимущество такой точки по сравнению с другими точками в ДЭГ заключается в простоте ее конструкции, малой площади и наличии трех, вместо двух, подводящих контактов. В реализованном варианте точкой служит область ДЭГ, оказавшаяся между тремя близкими антиточками, расположенными в вершинах правильного треугольника. Эффективный размер треугольной квантовой точки не превышает 100 нм и заметно уменьшается при небольшом отрицательном напряжении Vg на сплошном металлическом затворе. В закрытом режиме ($G < e^2/h$) точка действует как активный элемент одноэлектронного транзистора [4]. Напряжением $V_g < -60$ мВ наиболее узкий вход пережимался, один из трех резервуаров ДЭГ превращался в боковой затвор и наблюдались осцилляции кулоновской блокады на зависимости $G(V_{sg})$ (рис.1).

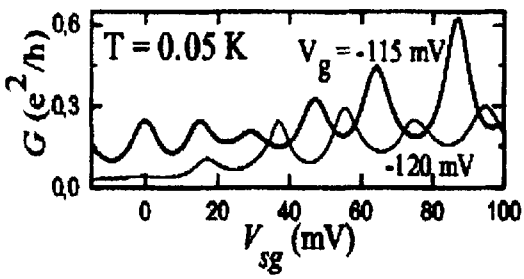


Рис.1. Измеренные кулоновские осцилляции кондактанса треугольной квантовой точки

Расчетом трехмерной электростатики установлено, что точка теряет один электрон при уменьшении V_{sg} на 20 мВ, а при $V_g \approx$ -120 мВ и $V_{sg} = 0$ в треугольной точке остается менее 10 электронов. В открытом режиме устройство является квантовым транзистором: расположение узких входов в вершинах треугольной точки дает крупные осцилляции когерентного рассеяния баллистического электрона [5] (рис.2). Шаг осцилляций отвечает заполнению 3 – 5 квазидискретных уровней.

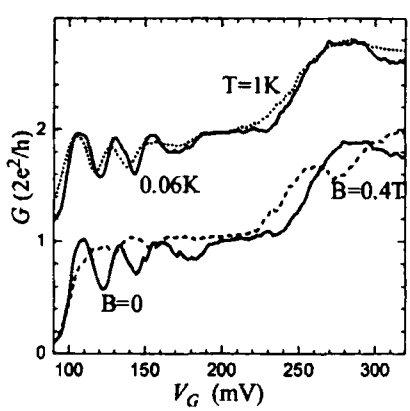


Рис.2. Измеренный кондактанс открытой треугольной квантовой точки, когда два ее выхода закорочены.

Расчет волновых функций баллистического электрона в найденном эффективном потенциале позволил построить микроскопическую картину квантовой интерференции и объяснить наблюдение провалов кон-

дактанса на фоне ступеней его квантования. Измерениями получены свидетельства интерференционной природы указанных осцилляций кондактанса.

В случае трех независимых контактов к точке найден новый физический эффект: переключение направления преимущественного выхода баллистического электрона из точки, обусловленное изменением общего уровня Ферми электронной системы [5,6]. Таким образом, созданное трехтерминальное устройство можно рассматривать как квантовый маршрутизатор.

2. Малые кольцевые интерферометры: эффекты Аронова-Бома и кулоновского взаимодействия квантовых точек

Изготовленные с помощью нанолитографии квантовые кольца в ДЭГ гетероперехода AlGaAs/GaAs позволяют наблюдать интерференцию баллистических электронов в режиме малого числа распространяющихся мод. Период магнитополевых осцилляций сопротивления кольца отвечает кванту магнитного потока *h/e* и является одной из наиболее стабильных характеристик электронных наносистем.

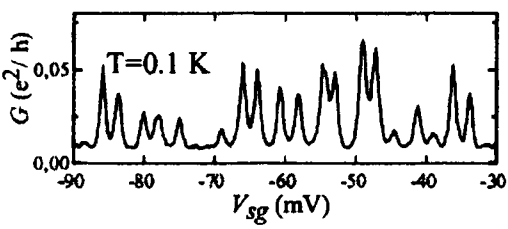


Рис.3. Кулоновские осцилляции кондактанса кольца большого сопротивления.

В ИФП СО РАН изготовлены кольца наименьшего радиуса для устройств, создаваемых методами электронной литографии и реактивного ионного травления (r = 130 нм) [7,8]. В кольцевых интерферометрах, созданных на основе плотного ДЭГ ($N_S > 10^{12}$ см$^{-2}$), были найдены эффекты, подтверждающие получение узких (одномодовых) электронных каналов и присутствие треугольных квантовых точек в местах соединения колец с подводящими микроконтактами. Например, обнаружен эффект кулоновского взаимодействия этих квантовых точек (дублетное расщепление пиков на затворной зависимости кондактанса) (рис.4) [7], а также осцилляции отрицательного магнитосопротивления [8], вызванные интерференцией баллистического электрона в треугольных квантовых точках.

С помощью технологии локального анодного окисления острием атомно-силового микроскопа изготовлены кольца радиусом 110- 95 нм. В этом случае имелось изображение рельефа поверхности каждого устройства, что позволило установить расчетом геометрию электронной системы и впервые изучить влияние технологических

допусков на интерференцию [9]. Экспериментально [10] и расчетами двумерного транспорта найдено влияние микроскопического состояния образца на температурную зависимость осцилляций Ааронова-Бома (АБ). Результаты расчетов трехмерной электростатики использовались для оптимизации глубины локального анодного окисления, благодаря чему удалось сделать радиус электронного кольца < 100 нм. В этом случае измеренные осцилляции сохранялись до 15 К (рис.4), что является рекордным для данного типа интерферометров.

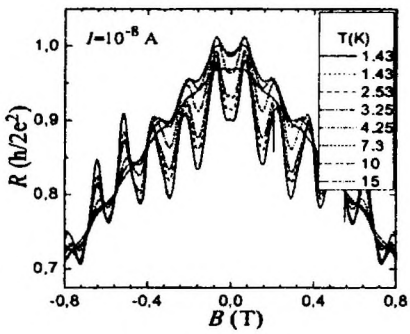


Рис.4. Осцилляции Ааронова-Бома.

3. Однофотонный излучатель на основе эпитаксиальной структуры с квантовой точкой

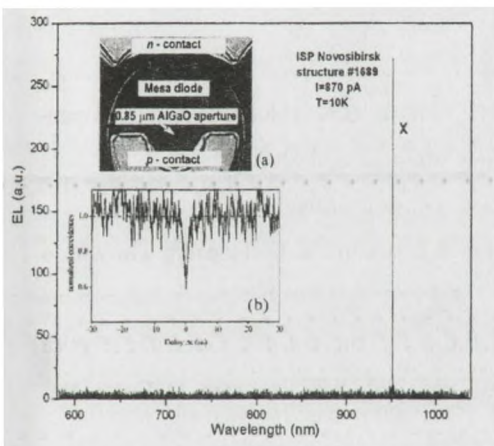


Рис.5. Спектр излучения одиночной КТ InGaAs. На вставках: фотография структуры излучателя и автокорреляционная функция экситонного излучения.

Однофотонный полупроводниковый излучатель («фотонное ружье») представляет собой полупроводниковую эпитаксиальную структуру, включающую активную область с одиночной квантовой точкой InGaAs, размещенную в высокодобротном полупроводниковом микрорезонаторе, который выращивается в едином технологическом цикле формирования эпитаксиальной структуры. Токовые апертуры субмикронного размера и мезаструктура излучателя формируются в постростовом технологическом этапе его создания [11]. За счет кулоновской блокады в квантовую точку инжектируется одна пара электрон-дырка, что обеспечивает генерацию лишь одного фотона при рекомбинации этой пары носителей заряда. На рис.5 представлен спектр излучения одиночной квантовой точки при возбуждении током 870 pA. Видно, что проявляется всего лишь одна линия, соответствующая рекомбинации экситона одиночной КТ. Автокорреляционная функция экситонного излуче-

ния одиночной КТ, полученная на интерферометре Hanbury-Brown&Twiss, демонстрирует суб-пуассоновскую статистику излучения, что подтверждает однофотонный характер излучения (см. вставку на рис.5).

4. Заключение

Изготовлены и изучены эпитаксиальные структуры GaAs/AlGaAs с рекордно-малыми размерами, определяющими квантовый транспорт. Открыт и исследован объект в ДЭГ – квантовая точка, возникающая на стыке/развилке узких квантовых проволок, в том числе, в кольцевом интерферометре. На основе этой точки реализованы одноэлектронный и квантовый транзисторы и показана возможность создания интерференционного маршрутизатора. В малом кольцевом интерферометре найдено влияние микроскопического беспорядка на температурную зависимость осцилляций Аронова-Бома. Показана принципиальная возможность реализации полупроводникового однофотонного излучателя с токовым возбуждением на основе эпитаксиальной структуры с КТ. Хорошо измеряемая величина наблюдаемых эффектов позволяет рассчитывать на их использование при развитии полупроводниковой квантовой наносенсорики, крионаноэлектроники и нанофотоники.

1. Ж.И. Алферов, А.Л. Асеев, С.В. Гапонов, П.С. Копьев, В.И. Панов, Э.А. Полторацкий, Н.Н. Сибельдин, Р.А. Сурис. Микросистемная техника, 8, 3 (2003).

2. А.Л. Асеев, О.П. Пчеляков, А.И. Торопов, Известия вузов. Физика, 6, 21 (2003).

3. О.А. Ткаченко, В.А. Ткаченко, Д.Г. Бакшеев, З.Д. Квон, Ж.К. Портал, Письма в ЖЭТФ, **71**, 366 (2000).

4. Z.D. Kvon, O. Estibals, A.Y. Plotnikov, J.-C. Portal, A.I. Toropov, J.L. Gauffier. Physica E, 12, 815 (2002); В.А.Ткаченко, З.Д. Квон, О.А. Ткаченко, Д.Г. Бакшеев, О. Эстибаль, Ж.К. Порталь. Письма в ЖЭТФ, **76**, 850 (2002).

5. В.А. Ткаченко, О.А. Ткаченко, З.Д. Квон, Д.Г. Бакшеев, А.Л. Асеев, Ж.К. Портал. Письма в ЖЭТФ, **80**, 688 (2004).

6. O.A. Tkachenko, V.A. Tkachenko, Z.D. Kvon, D.G. Baksheev, J.-C. Portal, A.L. Aseev. Proc. 13th Int. Symp. «Nanostructures: Physics and Technology» (St.-Petersburg, 2005), p. 8.

7. В.А. Ткаченко, А.А. Быков, Д.Г. Бакшеев, О.А. Ткаченко, Л.В. Литвин, А.В. Латышев, Т.А. Гаврилова, А.Л. Асеев, Ж.К. Портал. ЖЭТФ, **124**, 351 (2003).

8. А.А. Быков, Д.В. Номоконов, А.К. Бакаров, А.И. Торопов, О. Эстибаль, Ж.К. Портал. Письма в ЖЭТФ, **78**, 36 (2003).

9. В.А. Ткаченко, З.Д. Квон, Д.В. Щеглов, А.В. Латышев, А.И. Торопов, О.А. Ткаченко, Д.Г. Бакшеев, А.Л. Асеев. Письма в ЖЭТФ, **79**, 168 (2004).

10. Е.Б. Ольшанецкий, З.Д. Квон, Д.В. Щеглов, А.В. Латышев, А.И. Торопов, Ж.К. Портал. Письма в ЖЭТФ, **81**, 762 (2005).

11. В.А. Гайслер, А.И. Торопов. В кн.: Нанотехнологии в полупроводниковой электронике, ред. А.Л. Асеев, Новосибирск: изд. СО РАН, 2004, с. 272.

ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ $A^{III}B^{V}$ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В КАЧЕСТВЕ ЛОГИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ

И.Г. Неизвестный
Институт физики полупроводников СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13,
тел.(383)-333-23-67, e-mail: Neizv@isp.nsc.ru

Долгие годы приборы, изготовленные на основе полупроводниковых материалов $A^{III}B^{V}$ (как двойных, так и тройных соединений), в основном использовались в качестве высокочастотных (ВЧ) и СВЧ–приборов в системах беспроволочной связи. Частоты гигагерцового, и даже терагерцового диапазонов, применяемые в этом случае, пока еще не могут быть обеспечены приборами на основе кремния – основного материала, используемого в микро- и нанотехнологии современных микро- и наноэлектроники.

Надо отметить, что и те немногие приборы на основе кремния, которые в лабораторных образцах ведущих фирм приближаются к терагерцовому диапазону, создаются с помощью достаточно сложной технологии – с помощью укорочения канала МДП – транзистора. Известно, что при достижении длины канала менее 0,1 мкм возникает целый ряд т.н. короткоканальных эффектов, которые, являясь паразитными, требуют для своего устранения несколько сложных операций ионного легирования (удлинения истока и стока, «ореольного» легирования, ретроградного легирования и т.д.). Законы масштабирования потребовали утоньшения подзатворного слоя SiO_2 до величины единиц нанометров. Для предотвращения пробоя или сильных утечек применяют в качестве второго слоя диэлектрики с высокой диэлектрической проницаемостью (ZrO_2,ε =25; HfO_2, ε =25). Для уменьшения паразитных RC-потерь при внутренних и внешних коммуникациях в ИС используется медь в качестве проводников и диэлектрики с низкой (по сравнению с двуокисью кремния) диэлектрической проницаемостью. Всё это сильно усложняет и удорожает технологию. Кроме того, изготовив приборы с длиной канала порядка единиц нанометров, разработчики практически достигли теоретического предела для приборов такого типа.

В настоящее время наиболее прогрессивным в развитии быстродействующих приборов для вычислительной логики считается направление, использующее полупроводниковые подложки с высокой подвижностью носителей заряда. Это, прежде всего,

всё тот же кремний, но в состоянии напряжения. При этом меняется структура энергетических зон, уменьшается эффективная масса носителей заряда и соответственно увеличивается подвижность. Получается интереснейший материал, который по строению своей кристаллической решётки уже не КРЕМНИЙ, но благодаря сохранению химических свойств, позволяет использовать всю разработанную за 40 лет технологию. Но, как видно из таблицы, даже при достигнутом (20-30)%-ом увеличении исходной подвижности кремний по этому параметру далёк от широко используемых в промышленности материалов $A^{III}B^{V}$.

	Si	GaAs	$In_{0.53}Ga_{0.47}As$	InAs	InSb
Electron mobility ($cm^2V^{-1}s^{-1}$)	600	4,600	7,800	20,000	30,000
@ $ns=1x10^{12}/cm^2$					
Electron saturation velocity (107 cm/s)	1.0	1.2	0.8	3.5	5.0
Ballistic mean free path (nm)	28	80	106	194	226
Energy bandgap (eV)	1.12	1.42	0.72	0.36	0.18

Это приводит к тому, что во всех прогнозах дальнейшего развития работ по созданию быстродействующих полупроводниковых приборов упоминаются приборы на основе $A^{III}B^{V}$.

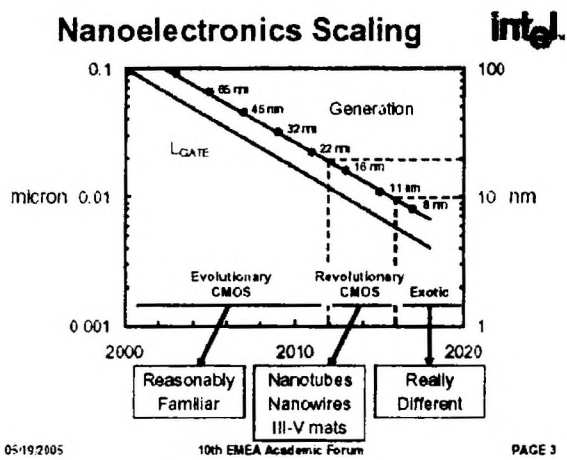


Рис1. Уменьшение длины канала менее 10 нанометров вызывает необходимость революционных изменений в технологии – например, использование подложек с высокой подвижностью, в частности $A^{III}B^{V}$.

Именно поэтому в 2005-2006 годах появилось несколько серьёзных предложений по созданию логических элементов на основе таких материалов. Основным аргументом в пользу дальнейшей их разработки и применения является получение частотных характеристик, аналогичных лучшим кремниевым приборам, с одновременным уменьшением (на порядок!) потребляемой мощности. Необходимо учесть, что основным типом

прибора в вычислительной логике является инвертор на КМОП структуре. В основе его лежит наличие в единой схеме МДП – транзисторов с N- и P –каналами. Именно таким разработкам на $A^{III}B^{V}$ посвящён ряд работ, опубликованных в тезисах Международной конференции по полупроводниковым приборам (IEDM-2005). В докладе будет сообщено о примерах таких разработок, например, на основе InSb квантовых ям [1], GaN/AlGaN [2] и др. [3].

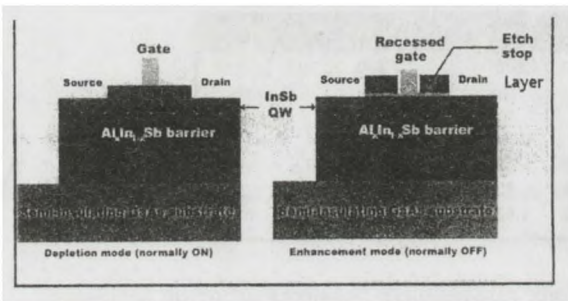


Рис. 2 Разрез полевых транзисторов на основе InSb квантовой ямы. Слева с обеднённым каналом (нормально включен), справа с обогащённым (нормально выключен). [1].

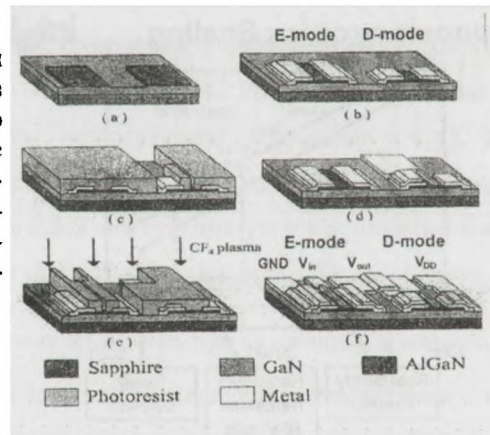


Рис.3 Последовательность операций создания пары HEMT – транзисторов с нормально открытым и нормально закрытым каналами на основе AlGaN/GaN, объединяющихся в процессе изготовления в схему инвертора для вычислительной логики, работающего при повышенных температурах.

В заключение необходимо отметить, что при оценке перспектив приборов с высокой подвижностью носителей, нельзя забывать, что при этом обычно наблюдается уменьшение плотности состояний в разрешённой зоне. А так как наша конечная цель – большой ток в канале, то в его составе обе величины играют равную роль (**J = qnμ**). Именно такая ситуация характерна для широко рекламируемых углеродных нанотрубок: при достаточно высокой подвижности они обладают пониженной, по сравнению с полупроводниками, концентрацией состояний в зоне проводимости.

Кроме этого, необходимо ещё учитывать экономический и временной факторы. По оценке специалистов на освоение новой технологии на основе «некремниевых» материалов до уровня планарной кремниевой технологии уйдёт не менее 20 лет. Кроме того, по расчётам для такой работы потребуется не менее 100 миллиардов долларов, что на фоне уже затраченных на кремний 1 триллиона заставляет искать серьёзные преимущества в новой технологии по сравнению с тем же кремнием, для вложения таких капиталов.

Но неумолимое движение вперёд – ко всё большему быстродействию требует всё новых предложений и среди них приборы на основе $A^{III}B^{V}$ по праву занимают одно из наиболее перспективных мест.

1. S. Datta et al ."85nm Gate Length Enhancement and Depletion mode InSb Quantum Well Transistor for Ultra High Speed and Very Low Power Digital Logic Application. Intrnational Electron Device Meeting 2005 (IEDM-2005), Washington D.C., Dec. 5-7, 2005. Paper 32.1.
2. Y. Cai, et al. " Monolithic Integration of Enhancement- and Depletion-mode AlGaN/Gan HEMTs for GaN Digital Integrated Circuits". IEDM–2005. Paper 32.3.
3. D.H. Kim et al. " Performans Evaluation of 50 nm $In_{0.7}Ga_{0.3}$ As HEMTs For Beyong-CMOS Logic Applicacions." IEDM-2005. Paper 32.2.

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ РАЗРАБОТКИ ОАО «НИИПП»
ПЕРСПЕКТИВНЫЕ РАЗРАБОТКИ НИИПП
НА БАЗЕ АРСЕНИДОГАЛЛИЕВОЙ ТЕХНОЛОГИИ

В.Г. Божков, Е.А. Монастырёв, А.А. Пономарёв, Э.Ф. Яук
ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск, Россия

Создание НИИ полупроводниковых приборов в 1964 г. практически совпало по времени с волной выдающихся научных и технологических достижений конца 50-х - начала 60-х годов в области полупроводников: созданием первых образцов лавинно-пролётных диодов, диодов на эффекте Ганна (ДГ), совершенных преобразовательных диодов на основе плоскостных (вместо точечных) контактов металл-полупроводник (диодов с барьером Шоттки, ДБШ), созданием полупроводниковых лазеров и светодиодов. Эти результаты в сочетании с успешным синтезом эпитаксиальных слоёв новых материалов на основе соединений A^3B^5 (и, прежде всего, арсенида галлия) стали основой, на которой сформировались современная полупроводниковая СВЧ– и оптоэлектроника. Естественно, что эти два направления (хотя и не во всей их полноте) и стали основными направлениями в разработках НИИПП.

В последующие годы в НИИПП были разработаны и созданы первые в СССР промышленные диоды Ганна, светодиоды и ДБШ миллиметрового (мм) диапазона длин волн (смесительные, детекторные, настроечные, умножительные). В силу сложившегося в министерстве электронной промышленности разделения труда транзисторная тематика (имеются в виду полевые транзисторы на основе GaAs) занимала в разработках НИИПП меньшее место. Тем не менее, с начала 80-х годов были проведены и доведены до уровня ОКР успешные работы по созданию транзисторных, логических МИС. Были проведены также успешные работы по созданию ГИС и МИС генераторных, смесительных, детекторных и умножительных модулей. Некоторые из них прошли промышленное освоение. К сожалению, в 90-е годы значительная часть этих направлений была свёрнута.

Современное состояние разработок на основе арсенида галлия

В настоящее время в НИИПП сохранилось на необходимом уровне производство практически всей элементной диодной базы см и мм диапазонов длин волн. Число

освоенных диодов к концу 80-х годов составило более 100 типономиналов [1]. Они охватывали частотный диапазон от единиц до 180-300 ГГц, а по некоторым изделиям и выше. К сожалению, потребность в изделиях такого рода невелика из-за специфики мм (или КВЧ) диапазона, сокращения разработок и производства специальных систем. Но благодаря разработкам уже в 90-е годы высокодобротных варикапов и варикапных матриц метрового и дециметрового диапазонов, объём "диодных" продаж составляет сейчас около 100 млн. руб. в год.

Участие НИИПП в межотраслевых программах "Физика микроволн" и "Фундаментальная метрология" (проекты: "Разработка элементной базы для квазимонолитных компактных приёмников КВЧ–диапазона", "Разработка и исследование конструктивно-технологических принципов создания монолитных балансных смесителей и умножителей частоты для диапазона 0.5-0.7 (терагерц) ТГц" и "Разработка и создание сверхбыстродействующих нелинейных элементов на основе барьера Шоттки для преобразования и умножения частоты в субмиллиметровом, ИК– и видимом диапазонах") позволило даже в 90-е годы продвинуться и в создании активных элементов, и МИС для КВЧ и более высокочастотных диапазонов. На рис.1 показаны традиционная (а) и новая (б), конструкции диодов с балочными выводами (ДБВ) с БШ, являющихся основой МИС смесителей и детекторов терагерцового диапазона. Паразитная ёмкость первой (в среднем около 8 фФ) снижена до примерно 3 фФ, благодаря удалению подложки под анодным выводом. Прочность конструкции при этом обеспечивается диэлектрической (полиамидной) рамкой, охватывающей активный элемент.

Минимальная паразитная ёмкость (и максимальная предельная частота) достигнута в предложенной нами сотовой структуре ДБШ с охранным кольцом [2], в которой по периферии контакта диаметром ≈1 мкм удалялся слой защитного диэлектрика (SiO_2) в доли мкм. Это заметно снизило вклад краевой ёмкости в общую ёмкость диода. Именно на таких контактах, выполненных из GaAs и InP, проведено смешение частот не только в субмиллиметровом, но и в дальнем и ближнем ИК–диапазонах [3].

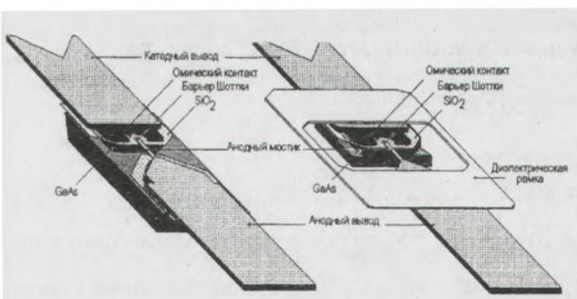


Рис. 1

С конца 80-х годов в разработках НИИПП начинается переход от дискретных элементов к созданию модулей КВЧ–диапазона: смесителей, детекторов, генераторов, умножителей, модуляторов, ограничителей и т.д. Основой для этого послужили оригинальные технологии создания, монтажа в волноводный корпус и защиты монолитных и квазимонолитных арсенидогаллиевых интегральных схем мембранного типа (МИСМ), не имеющих аналогов [4]. МИСМ изготавливается по обычной технологии интегральных схем, но на последнем этапе большая часть подложечного материала, кроме отдельных активных, пассивных и вспомогательных кристаллов, удаляется, так что несущей конструкцией схемы является металлизация толщиной около 10 мкм (мембрана). Это значительно уменьшает потери мощности в схеме и улучшает её параметры. Промышленно созданные смесители 3 и 2–мм диапазонов по уровню параметров находились на уровне лучших лабораторных образцов своего времени. При этом они были герметичны, в отличие от традиционно разрабатываемых модулей, и выдерживали удар более 20000g, что превышает нагрузку при выстреле.

В период с 1990 по настоящее время в рамках НИР, частных заказов, работ по проектам Миннауки созданы экспериментальные образцы МИС и модулей на их основе самого различного типа (размер схем обычно менее 4 мм^2):

- балансные смесители в диапазоне 30 – 700 ГГц;
- двубалансные смесители 8 и 5–мм диапазонов;
- смесители сдвига 8–мм диапазона;
- детекторы диапазона 8-2 мм;
- умножители частоты с выходом на частоты до 300 ГГц;
- квазимонолитные генераторы на основе ДГ (с корпусным ДГ) 8 и 3–мм диапазонов и первые образцы полностью монолитных генераторов 8–мм диапазона;
- самоуправляемые ограничители 2 и 3–мм диапазонов;
- модуляторы 8, 6 и 3–мм диапазонов;
- аттенюаторы 8–мм диапазона и др.

При этом простота технологии сочетается с высоким уровнем параметров и надёжностью. В управляющих модулях, вместо структур с БШ, были использованы также GaAs-pin-структуры, что позволило повысить допустимые мощности без ухудшения основных параметров.

Параллельно с модульным направлением с середины 90-х годов начались разработки многофункциональных модулей и устройств, в основном приёмных и приёмо-

передающих. Использование технологии МИСМ позволяет вместе с улучшением характеристик существенно упростить конструкцию таких устройств, улучшить весогабаритные характеристики. В результате созданы образцы приёмных и приёмопередающих модулей в едином корпусе в 8, 5, 3 и 2–мм диапазонах, содержащие в минимальном объёме смеситель, УПЧ, гетеродин, схемы питания и управления. Примером может быть выполненная в 2002 г. ОКР "Сердечник" по созданию 3-канального дальномерно-радиометрического модуля 3–мм диапазона в минимальном объёме (< 7 $см^3$), предназначенного для специальных систем ближней локации. Помимо высоких характеристик, модуль выдерживает воздействие одиночного удара более 15000 g. Отметим, что созданный по традиционной технологии (без использования технологии МИСМ) подобный модуль имел объём 135 $см^3$, т.е. в 20 раз больше.

В ряде работ были получены рекордные для своего времени результаты по чувствительности неохлаждаемых смесителей и приёмников КВЧ-диапазона. Так созданный приёмник 3–мм диапазона для специальных исследований имел шумовую температуру около 400 К (без МШУ) при усилении около 60 дБ [4]. Приёмник на диапазон 300 – 350 ГГц имел шумовую температуру менее 1200 К.

Безусловно, отсутствие малошумящих усилителей мм диапазона снижает наши возможности в достижении максимальной чувствительности приёмных устройств. Существенным шагом в решении этой проблемы может быть создание МИСМ смесителя с восстановлением сигнала зеркальной частоты. Нам впервые удалось создать такую схему и смесительный модуль на её основе практически без увеличения объёма и усложнения конструкции модуля в целом. Функции фильтра, отражающего сигнал зеркальной частоты, выполняет отрезок волновода, зауженный по широкой стенке волновода, в сочетании с элементами схемы.

Характеристики такого смесительного модуля (коэффициент шума $К_Ш$, коэффициент передачи $К_П$) в зависимости от промежуточной частоты $f_{ПЧ}$ приведены на рис.2,а ($f_{ГЕТ}$ и $P_{ГЕТ}$ – частота и мощность гетеродина, R_S – последовательное сопротивление ДБШ). Нетрудно видеть, что с ростом промежуточной частоты (по мере "запирания" сигнала зеркальной частоты) коэффициент передачи растёт, а коэффициент шума падает. Однополосный коэффициент шума опускается до значений < 3 дБ, теоретического предела для широкополосных смесителей. На рис. 2,б представлены результаты измерения коэффициента шума приёмника на основе такого смесителя и достаточно широкополосного УПЧ. Как видно, однополосный коэффициент шума не превышает 4 дБ в

полосе около 1,5 ГГц (при коэффициенте передачи 12 дБ). Этот результат практически соответствует известным результатам для 8-мм приёмников с МШУ на входе.

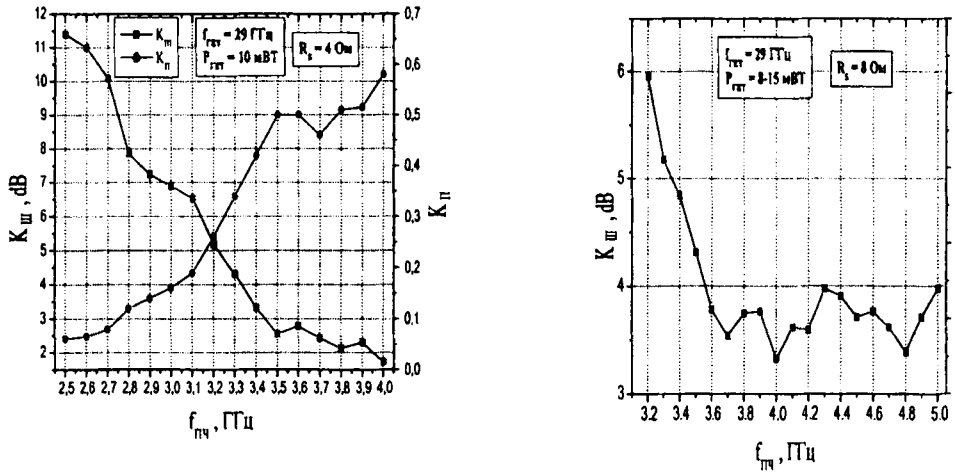


Рис.2

С учётом того, что есть реальная возможность улучшения коэффициента шума УПЧ (1 – 1,5 дБ), по крайней мере, на 0,5 дБ, можно надеяться на уменьшение коэффициента шума приёмника на такую же величину. Использование подобного технического решения в разработке 3-х канальных приёмников 8-мм диапазона, предназначенного для специальных систем ближней локации, позволило довести однополосный коэффициент шума до 5,0 – 5,5 дБ даже при заметно большем уровне шума УПЧ и коэффициенте передачи более 50 дБ.

Одна из наиболее интересных областей использования мм диапазона, наряду с системами ближней локации – создание беспроводных систем связи. В настоящее время для соединения территориально разнесенных сегментов компьютерных сетей и решения проблемы "последней мили" используются микроволновые и оптические (инфракрасные) беспроводные системы прямой видимости. Однако оптические системы сильно подвержены влиянию погоды, а наиболее массовые микроволновые диапазоны 2.4 ГГц, 5 ГГц в крупных городах уже перегружены. В этой ситуации для НИИПП было естественным воспользоваться своим заделом в мм диапазоне длин волн для создания беспроводных систем связи. Разработанная линия связи состоит из двух идентичных комплектов (рис.3), каждый из которых включает [5]: выносной блок с антенной, внутренний блок и блок диагностики и контроля. С целью минимизации габаритов и

Рис.3

стоимости все основные узлы расположены в выносном блоке, тогда как внутренний блок выполняет лишь вспомогательную функцию: блока питания, грозозащиты Ethernet интерфейса, преобразования служебного канала RS-422 в RS-232 и индикации режимов.

Важнейшим элементом системы является КВЧ–часть, которая состоит из двух модулей: генератора Ганна и приемопередающего модуля. Основные элементы приёмо-передающего модуля линии связи, МИС балансного смесителя и модулятора и генератор Ганна, выполнены по разработанной в НИИПП технологии [4]. Линия обеспечивает дальность связи более 2 км при интенсивности осадков 15 мм/час и скорость передачи информации более 10 Мбит/с. В настоящее время на базе линии DTS-10FD ведется разработка системы с пропускной способностью 100 Мбит/с.

Переход к созданию сложных радиотехнических устройств и законченных систем, хотя и требует значительных изменений и в кадровой политике, и в оснащении предприятия, создаёт дополнительные возможности для его нормального функционирования. В то же время есть полное понимание того, что только при сохранении собственной технологической полупроводниковой базы этот переход будет и менее болезненным и более плодотворным.

1. Справочник. Полупроводниковые приборы. Сверхвысокочастотные диоды. Под ред. Наливайко Б.А. Томск, МГП "РАСКО", 1992.
2. Божков В.Г. Полупроводниковые детекторы, смесители и умножители частоты терагерцового диапазона. Изв. вузов. Радиофизика, 2003, т. 46, № 8-9, с.702-731.
3. Божков В.Г., Захарьяш В.Ф., Малаховский О.Ю., Клементьев В.М., Тимченко Б.А. Радиотехника и электроника, 1997, т. 42, № 4, с. 489-493.
4. Божков В.Г., Геннеберг В.А., Куркан К.И., Перфильев В.И. Электронная промышленность, 2001, № 5, с.77-97.
5. Монастырёв Е.А., Малаховский О.Ю., Кеврух С.Л., Кораблин М.А. Материалы 15-й Междунар. конференции. Севастополь, 2005, с.78-79.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВЫСОКО- И НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ОБРАБОТКИ МОНОКРИСТАЛЛОВ ПОЛУИЗОЛИРУЮЩЕГО НЕЛЕГИРОВАННОГО GaAs С РАЗЛИЧНЫМ ДЕФЕКТНЫМ СОСТАВОМ

М.Б. Литвинова[a], С.В. Шутов[b], А.Д. Штанько[b],

(a) Национальный университет кораблестроения им. адмирала Макарова,

Херсон, Украина, e-mail:lmb@ist.com.ua;

(b) Херсонский национальный технический университет, Херсон, Украина

Термообработка (ТО) полуизолирующих нелегированных кристаллов (ПИН) арсенида галлия при 800-1100° С широко используется в современных технологических процессах. Существует достаточно много работ (см. обзор [1] и ссылки в нём), где приводятся данные об аналогичных условиях отжига кристаллов с близкими, на первый взгляд, исходными параметрами. Однако полученные после ТО результаты в разных работах существенно отличаются друг от друга. Поэтому остаётся актуальным выяснение природы изменения параметров кристаллов в процессе их термообработки.

С этой целью в настоящей работе проведен сравнительный анализ результатов высокотемпературной (Т = 1050° С) и низкотемпературной (Т = 900° С) ТО разной продолжительности для кристаллов с различным дефектным составом. После ТО осуществлялось быстрое охлаждение образцов, вследствие чего их дефектная структура была «заморожена» и концентрация собственных точечных дефектов (СТД) соответствовала температуре отжига.

Для отжига использовались образцы размером ≈ 4×2×1 мм, вырезанные из монокристаллов ПИН GaAs n-типа проводимости, выращенных методом Чохральского с ориентацией (100). Такие кристаллы позволяют оценивать концентрацию вакансионных и межузельных дефектов (межузельного мышьяка [As_i], вакансий галлия [V_{Ga}] и вакансий мышьяка [V_{As}]), по результатам люминесцентных измерений и значениям механических напряжений σ, соответственно [2,3].

Все исходные (до ТО) образцы были разделены на две группы: кристаллы, полученные с дефицитом по мышьяку, ([V_{As}]>[V_{Ga}]), - I группа; и с дефицитом по галлию ([V_{As}]<[V_{Ga}]), - II группа. Образцы также делились по плотности дислокаций: с низкой плотностью $N_d = (3\text{-}6)\cdot10^4$ см$^{-2}$ и высокой – $N_d = (6\text{-}8)\cdot10^5$ см$^{-2}$.

Отжиг кристаллов проводился в атмосфере паров мышьяка. Его продолжительность t составляла от 10 до 180 мин. Использовались два температурных режима: ТО

при T = 900° C и при T = 1050° C. После отжига проводилось резкое охлаждение (закалка) образцов, а затем - удаление нарушенного поверхностного слоя.

После ТО как в высоко-, так и в низкотемпературном режимах, кристаллы сохраняли n-тип проводимости и значение N_d. В то же время, характер зависимостей от t большинства исследованных параметров для образцов I и II групп был разным.

В результате низкотемпературного отжига (этому отжигу соответствует рис.1) в I группе кристаллов при t = 30-45 мин наблюдался экстремум (минимум) зависимостей $I_{пр.}/I_{кр.}(t)$ (крив.1) и hν(t) (крив.2), где $I_{кр.}$ – интенсивность краевой полосы люминесценции, hν - энергия её максимума, $I_{пр.}$- интенсивность примесной полосы, вызванной присутствием легкоионизируемых центров углерода на позиции мышьяка ($C_{V_{As}}$). При том же значении t наблюдались экстремумы для концентрации основных носителей тока n(t) (максимум), их подвижности μ(t) (минимум) (крив.3) и для величины механических напряжений σ(t) (максимум) (крив.4). В кристаллах II группы экстремумы $I_{пр.}/I_{кр.}(t)$, n(t), μ(t) и σ(t) были выражены слабо, а энергия hν(t) монотонно убывала в течение первых двух часов ТО. Степень неоднородности всех рассмотренных зависимостей нарастала с увеличением N_d в исходных образцах.

В результате высокотемпературного отжига (этому отжигу соответствует рис.2) в I группе кристаллов величина $I_{пр.}/I_{кр.}(t)$ возрастала (крив.4), а энергетическое положение краевой полосы ФЛ смещалось в длинноволновую область (крив. 6). При t = 60-70 мин для зависимостей n(t), μ(t) (крив. 3), и σ(t) (крив.1) имели место экстремумы. Время жизни неосновных носителей тока τ(t) оставалось постоянным.

В кристаллах II группы соотношение $I_{пр.}/I_{кр.}(t)$ (крив.5), и энергетическое положение краевой полосы ФЛ не изменялись. С увеличением времени отжига происходило снижение μ(t), рост n(t), а ρ(t) при этом практически не менялось. С ростом t первоначально происходило снижение напряжений σ , а затем, - постепенное их увеличение (крив.2). Плотность дислокаций в исходных кристаллах не оказывала заметного влияния на электрофизические характеристики кристаллов обеих групп после высокотемпературной ТО.

Сравнивая данные, представленные на рис.1 и 2, можно заключить, что как в результате высоко-, так и низкотемпературной ТО наблюдаются существенные различия физических характеристик кристаллов I и II групп. Для образцов первой группы при обоих режимах ТО характерным является существование, в зависимости от t, экстремумов ряда параметров при t < 100 мин. Для образцов второй группы

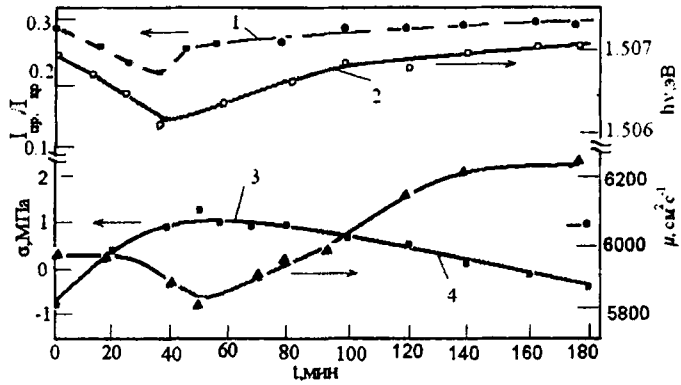


Рис.1

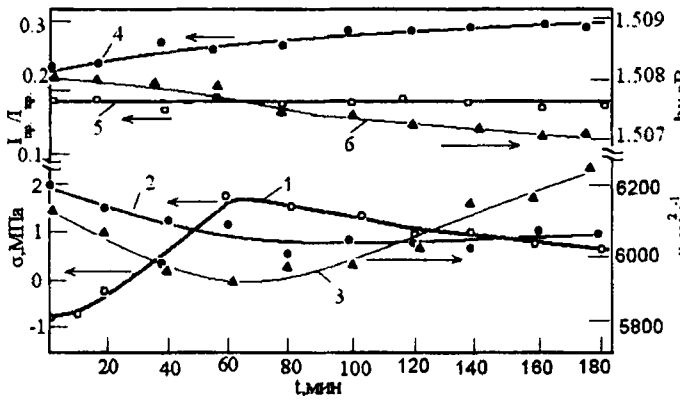


Рис.2

характерно монотонное убывание или возрастание тех же параметров. Это позволяет сделать вывод о существенном влиянии СТД, в частности вакансионного состава кристаллов, на их свойства после ТО.

В то же время положение экстремумов ($t_Э$) их характер (минимум или максимум) при высоко- и низкотемпературной ТО не совпадают между собой (значение $t_Э$ для ТО при 1050° С больше $t_Э$ для ТО при 900° С). Основной причиной различий характеристик кристаллов ПИН GaAs, отожжённых при 900°С и при 1050°С (подробный анализ проведен в работах [3,4]), заключается в том, что в первом случае (Т = 900°С) имеет место движение (сток) СТД к дислокациям. Увеличение градиента концентрации СТД определяет рост σ, уменьшение градиента – их снижение. Смена состава околодислокационных атмосфер, в первую очередь за счёт дефектов подрешётки мышьяка, обусловливает изменение их рассеивающего влияния на носители заряда и их подвижность, а также степень «очистки» объёма кристалла от СТД. В свою очередь меняются излуча-

тельные характеристики кристаллов. При этом величина N_d влияет на степень неоднородности рассмотренных зависимостей.

Во втором случае (Т = 1050° С) происходит рассасывание макродефектов (МД) и околодислокационных атмосфер [5]. Концентрация СТД в объёме кристалла резко увеличивается. В зависимости от состава ансамбля СТД происходит изменение электрофизических и излучательных характеристик кристалла. Например, в кристаллах I группы до ТО галлий обладает высокой степенью ассоциации в виде МД. Кроме того, при дефиците мышьяка в них, отрицательные механические напряжения вызваны высокой концентрацией неассоциированных вакансий мышьяка. Т.к. коэффициент диффузии для Ga_i выше коэффициента для V_{As}, первоначально распад ассоциатов на межузельные атомы Ga_i вызывает увеличение σ в кристаллах на протяжении первого часа ТО (крив.1, рис.2) и смену их знака на положительный. Затем рассасывание околодислокационных атмосфер, в составе которых доминируют V_{As}, и диффузия вакансий в объём образца приводят к постепенному снижению σ до отрицательных значений. Подобным образом объясняются и другие зависимости на рис.2.

Из полученных результатов следует:

- При обоих температурных режимах термообработки (ТО) основное влияние на электрофизические и излучательные характеристики ПИН GaAs, в зависимости от времени отжига, оказывает состав ансамбля собственных точечных дефектов (СТД) исходных (до ТО) кристаллов, а также плотность их дислокаций.

- Природа различий характеристик кристаллов с одинаковым дефектным составом при равной продолжительности высоко- и низкотемпературной ТО заключается в протекании взаимообратных процессов: при Т = 900° С происходит сток СТД на дислокации и снижение их концентрации в объёме кристалла; при Т = 1050°С - рассасывание макродефектов и околодислокационных атмосфер и диффузия СТД в объём кристалла.

1. К.Д. Глинчук, В.И. Гурошев, А.В. Прохорович. Оптоэл. и полупроводн. техн., **24**, 66 (1992).

2. В.Ф. Коваленко, М.Б. Литвинова, В.А. Краснов. Оптоэл. и полупроводн. техн., **37**, 198 (2002).

3. М.Б. Литвинова, А.Д. Штанько. Оптоэл. и полупроводн. техн., **40**, 183 (2005).

4. М.Б. Литвинова, С.В. Шутов, О.Н. Лебедь, А.Д. Штанько. Петербургский журнал электроники, **1**, 27 (2000).

5. В.Т. Бублик, К.Д. Щербачёв. Кристаллография, **39** (6), 1105 (1994).

ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННАЯ МОДИФИКАЦИЯ ПРИМЕСНОЙ ПОДСИСТЕМЫ МОНОКРИСТАЛЛОВ GaAs:Te

В.И. Дубовик

Омский филиал Института физики полупроводников СО РАН,

644018, Омск, ул. 5-я Кордная, 29, e-mail: dubovik@omsu.ru

Высокотемпературная термообработка полупроводниковых монокристаллов позволяет целенаправленно изменять оптические, электрические, гальваномагнитные и прочностные характеристики элементной базы современных технических устройств.

Проведенные ранее исследования фотолюминесценции (ФЛ) [1,2], электропроводности (σ) и постоянной Холла (R_x) [3,4] монокристаллов GaAs:Te, подвергнутых отжигу и/или закалке при различных температурах, выявили немонотонный характер изменения регистрируемых значений интенсивности ФЛ, σ, R_x . Холловская концентрация свободных носителей заряда (n), рассчитываемая по стандартной методике при значении холл-фактора, равном единице (сильно легированные монокристаллы в диапазоне температур 77–300 К являются вырожденными), также изменялась немонотонным образом. Характерные изменения указанных параметров объяснялись процессами термостимулированной модификации примесной подсистемы монокристаллов, протекающими при взаимодействии подвижных френкелевских дефектов, образовавшихся в обеих подрешетках полупроводниковых соединений типа $A^{III}B^{V}$ при отжиге или закалке, с примесными дефектами различной сложности. В настоящей работе продолжено исследование влияния высокотемпературной термообработки на примесную подсистему монокристаллов GaAs:Te, выращенных методом Чохральского (ФГУП "Гиредмет", г. Москва), с начальной концентрацией свободных носителей заряда $n_o = (0.12\text{-}4.5)*10^{18}$ $см^{-3}$. Исследовалась структура термообработанных монокристаллов. Для исследования структуры образцов использовался рентгеновский дифрактометр ДРОН-3М с регистрацией CuK_α–излучения с длиной волны 1,5405 ангстрем. Брегговский угол дифракции изменялся в диапазоне 25 - 115^0 в режиме (Θ-2Θ)- сканирования. Отжиг образцов проводился в запаянных кварцевых ампулах при давлении остаточных газов 10^{-3} мм рт. ст. и температуре T = 1100^0C с последующим медленным охлаждением или закалкой до комнатной температуры. При указанных значениях температуры и давления остаточных газов наблюдается внутренняя диффузия атомов As, Te и их испарение с поверхно-

сти [5], в результате чего возникает приповерхностный слой, обедненный данными элементами, а на поверхности образцов с $n_o \geq 10^{18}$ см$^{-3}$ наблюдаются выделения Ga. С помощью механической шлифовки, полировки и химического травления обедненный слой удалялся перед измерениями.

В выращенных сильно легированных монокристаллах присутствуют примесные дефекты как донорного, так и кластерного типа различной сложности. Одновременно в процессе роста кристаллов из расплава, находящегося под флюсом и избыточным давлением As, образуются кластеры междоузельного типа (As_i) вследствие вытеснения атомов мышьяка из регулярных узлов решетки атомами легирующей примеси (механизм Уоткинса [6]). Кластеры As_i были обнаружены прямыми электронографическими методами в тонких пленках, выращенных на основе GaAs при низких температурах [7-10]. При этом было показано, что подобные кластеры могут захватывать носители заряда обоих знаков, создавая при этом обедненные области заряда. Основными примесными дефектами ростового происхождения в монокристаллах GaAs:Te являются Te_{As}, $V_{Ga}Te_{As}$, $(V_{Ga}Te_{As})V_{As}$ [11], расщепленные дефекты внедрения $Ga_iV_{Ga}Te_i$, $Te_iV_{Ga}Te_i$ [12]. Авторами работы [13] было обнаружено диффузное рассеяние рентгеновских лучей в сильно легированных монокристаллах GaAs:Te, которое объяснялось образованием пар Te-Te, которые входили в состав примесных кластеров, отстоящих друг от друга на расстояниях порядка 1000 ангстрем. Образовавшиеся пары Te-Te можно рассматривать как расщепленные дефекты внедрения типа $Te_iV_{Ga}Te_i$. Вместе с тем, наличие подобных образований позволяет предполагать возникновение сверхрешетки в сверхрешетке [14]. Анализ полученных дифрактограмм позволил выделить характерные дифракционные пики от плоскости (400) GaAs:Te. В результате отжига монокристаллов при T = 1100^{0}C в течение 4 часов и последующей закалки до комнатной температуры произошло смещение дифракционных пиков в область малых углов. Смещение дифракционных пиков после термообработки зависит от уровня легирования и технологических условий при выращивании. В кристаллах с большей первоначальной концентрацией свободных носителей заряда наблюдается больший сдвиг. На рис. 1 приведены характерные дифрактограммы для исследуемых монокристаллов. В закаленном образце (б) наблюдается смещение дифракционных пиков в область малых углов, соответствующее увеличению постоянной решетки с 5.6552 до 5.6624 ангстрем.

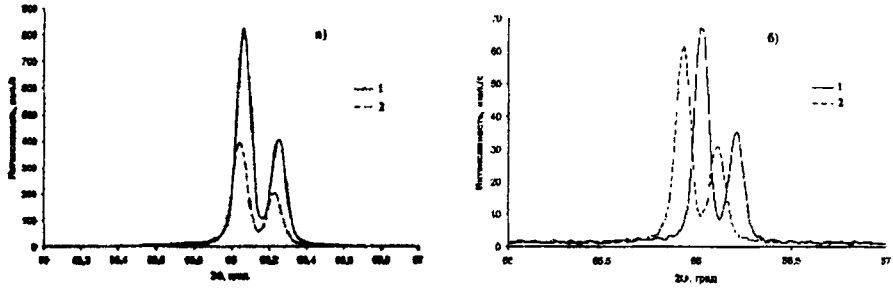


Рис.1 Дифракционные пики от плоскости (400) для монокристаллов GaAs: Te с n_0 = $1.2 \cdot 10^{17}$ $см^{-3}$ (а) и $n_0 = 3.9 \cdot 10^{18}$ $см^{-3}$ (б): 1 – выращенный образец, 2 – образец после отжига при T = 1100^0C (t = 4 ч) и последующей закалки до комнатной температуры.

Согласно работам [15] при концентрациях $n_0 \geq 10^{18}$ $см^{-3}$ концентрация легирующей примеси составляет порядка 10^{20} $см^{-3}$. При высокотемпературном отжиге или закалке в обеих подрешетках монокристаллов GaAs:Te образуются подвижные френкелевские дефекты, которые взаимодействуют с примесной подсистемой кристалла. При этом происходит растворение примесных нанокластеров с размерами меньше критического и увеличение более крупных [16]. Это приводит к перераспределению атомов легирующей примеси между донорными (Te_{As}) и электрически нейтральными кластерными состояниями. Вследствие этого изменяются период кристаллической решетки, концентрация свободных носителей заряда и другие свойства монокристаллов. Следует отметить, что облучение монокристаллов GaAs:Te ионизирующей радиацией также приводит к образованию подвижных френкелевских дефектов, как и в случае термической обработки монокристаллов [17-19]. Например, для образца (б) γ – облучение дозой 888 Мрад вызывает увеличение постоянной решетки с 5.6552 до 5.6584 ангстрем.

Вероятности протекания различных реакций взаимодействия подвижных френкелевских дефектов термической и/или радиационной природы с примесной подсистемой сильно легированных монокристаллов определяются уровнем легирования при выращивании, процессами диффузии собственных и примесных атомов в кристаллической решетке при высокотемпературной обработке [5,20] или радиационном воздействии [21], а также условиями последующих внешних воздействий [1-4]. Необходимо также учитывать наличие кластеров атомов мышьяка, обладающих акцепторными свойствами [7-10].

1. В.И. Дубовик, В.А. Богданова и др. ФТП **32** (1), 38 (1998).

2. В.И. Дубовик. Международная конференция "Оптика, оптоэлектроника и технологии", Ульяновск, июнь 2002, с. 72.

3. В.И. Дубовик, А.А. Невзгодов. XII Международная научная конференция по радиационной физики и химии неорганических материалов (РФХ-12), Томск, 2003, с. 206-209.

4. В.И. Дубовик, В.И. Блинов, А.А. Невзгодов. IV-я Международная научная конференция "Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах". Томск, 12-19 августа, 2004, с. 58-61.

5. Технология тонких пленок Т.1. Справочник под редакцией Л. Майссела, Р. Глэнга. М.: Советское радио, (1977). 575 с.

6. G.D. Watkins. Lattice Defects in Semicond. Conf., **23**, 1. Inst. of Phys., London-Bristol (1975).

7. Н.А. Берт, В.В. Чалдышев и др. ФТП, **39** (12), 2232 (1995).

8. В.В. Чалдышев, Н.А. Берт и др. ФТП, **32** (10), 1161 (1998).

9. П.Н. Брунков, В.В. Чалдышев и др. ФТП, **32** (10), 1170 (1998).

10. П.Н. Брунков, В.В. Чалдышев, Н.А. Берт и др. ФТП, **34** (9), 1109 (2000).

11. К.Д. Глинчук и др. Оптика и полупроводники. Киев, **2**, 46 (1991).

12. P.E. Fewster. Phys. Chem. Solids, **42** (10), 883 (1981).

13. T. Slupinski, E. Zielinska-Rohozinska. Thin Solid Films, 367, 227 (2000).

14. G.T. Einevoll, L.I. Sham. Phys. Rev., **B46** (12), 7787 (1992).

15. Ph. Ebert. Nano-scale properties of defects in compound semiconductor surfaces. Surface Science Reports, 33, 121 (1999).

16. К. Сангвал. Травление кристаллов. Теория эксперимента и применение. М.: Мир, 1990. с. 59-60.

17. В.С. Вавилов. Действие излучений на полупроводники. М.: Физматгиз, 1963, 264 с.

18. Точечные дефекты в твердых телах. Сб. статей; Пер. с англ. М.: Мир, 1979, 277 с.

19. В.В. Емцов, Т.В. Машовец. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М: Радио и связь, 1981, 248 с.

20. Б.И. Болтакс. Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках. Ленинград: Наука,1972, 384 с.

21. Т.Ф. Джафаров. Радиационно-стимулированная диффузия в полупроводниках. М.: Энергоатомиздат, 1991, 257 с.

САМООРГАНИЗАЦИЯ ПРИМЕСНЫХ ДЕФЕКТОВ ПРИ РАСПАДЕ ТВЕРДОГО РАСТВОРА НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЯ GaAs:Te

В.А. Богданова, Н.А. Давлеткильдеев, М.М. Нукенов,
Н.А. Семиколенова, Е.Н. Сидоров
Омский филиал Института физики полупроводников СО РАН, Омск, Россия

Систематическое изучение эффектов легирования элементами VI группы в соединениях $A^{III}B^{V}$ показало, что зависимости ряда параметров от концентрации примеси немонотонны в области сильного легирования (10^{18} см$^{-3}$< N_{imp} <10^{19} см$^{-3}$) [1, 2]. Предполагается, что кулоновское и упругое взаимодействия собственных, примесных дефектов и их комплексов, а также микродефектов, образованных в процессе распада пересыщенного твердого раствора соединения, приводят к самоорганизации в примесной подсистеме кристалла. Самоорганизация в примесной подсистеме оказывает существенное влияние на совершенство и однородность кристаллической структуры и определяет особенности электронного энергетического спектра кристаллов. В настоящей работе представлены результаты исследования особенностей микромеханических свойств и электронной структуры, обусловленных коррелированным распределением примесных дефектов в монокристаллах GaAs:Te, выращенных методом Чохральского, в области концентраций свободных носителей заряда n_0 = 10^{17}÷5·10^{18} см$^{-3}$. В качестве методов исследования микромеханических характеристик использовались метод микроиндентирования в области пластичности материала, метод розеток фигур травления и спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС). Измерялись величины микротвердости H, длины лучей дислокационных розеток L, плотности ростовых дислокаций N_d, частоты ω_{TO} и полуширины Γ_{TO} линии ТО фонона в спектре КРС. Исследование электронного энергетического спектра проводилось на основе измерения спектров краевой фотолюминесценции (ФЛ) и спектров края межзонного поглощения (КП). Из сопоставления экспериментальных и расчетных спектров получены значения следующих параметров: сужение запрещенной зоны ΔE_g, энергия спада функции плотности состояний (ПС) у краев зоны проводимости γ_e и валентной зоны γ_h, химический потенциал μ.

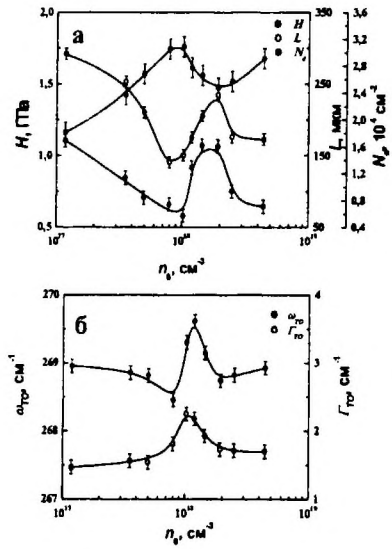


Рис. 1. Концентрационные зависимости микротвердости H, длины лучей дислокационных розеток L, плотности ростовых дислокаций N_d (а), частоты ω_{TO} и полуширины Γ_{TO} линии ТО-фонона в спектрах КРС (б) в монокристаллах GaAs:Te.

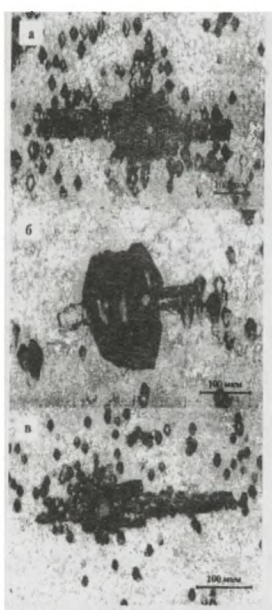


Рис. 2. Вид дислокационных розеток вокруг отпечатков на грани (100) монокристаллов GaAs:Te с различной концентрацией свободных носителей заряда: а - 1,2·10^{17} см$^{-3}$, б - 10^{18} см$^{-3}$, в - 2·10^{18} см$^{-3}$.

На рис. 1 представлены концентрационные зависимости $H(n_0)$ и $L(n_0)$ при температуре 450°С и нагрузке на индентор 100 г, а также $N_d(n_0)$. Наблюдается немонотонная зависимость $H(n_0)$, характеризуемая плавным возрастанием величины H в области $n_0 = 10^{17} \div 10^{18}$ см$^{-3}$ и последующим спадом в интервале $n_0 = 10^{18} \div 2 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$. Аналогичный характер зависимости $H(n_0)$ наблюдается при всех температурах и нагрузках на индентор, что свидетельствует о независимости наблюдаемого эффекта от глубины распространения деформации при индентировании. Зависимость $L(n_0)$ хорошо коррелирует с зависимостью $H(n_0)$ и демонстрирует немонотонный характер изменения подвижности дислокаций в GaAs:Te в области $n_0 = 10^{18} \div 2 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ (рис. 1а). Структура дислокационных розеток, возникающих вокруг отпечатков индентора, показывает, что в образце с $n_0 = 10^{18}$ см$^{-3}$ наблюдается слабое развитие дислокационных розеток (рис. 2б) по сравнению с образцами с $n_0 = 1{,}2 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$ (рис. 2а) и $2 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ (рис. 2в) и указывает на низкую подвижность дислокаций в этом образце. Следствием увеличения пластичности GaAs:Te при $n_0 > 1{,}5 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ является рост величины N_d и уширение лучей дислокационных розеток, связанное с облегчением поперечного скольжения дислокаций. Области немонотонного изменения зависимостей $H(n_0)$, $L(n_0)$ и $N_d(n_0)$ соответствует область немонотонных изменений положения и полуширины линии ТО-фонона (рис. 1б), указывающая на наличие деформаций сжатия кристаллической решетки и

неоднородность механических напряжений при $n_0 \approx 10^{18}$ см$^{-3}$ и их снижение до уровня слаболегированных образцов при $n_0 > 2 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$.

Указанные изменения микромеханических свойств согласуются с концентрационными зависимостями параметров, характеризующих энергетический спектр основных и неосновных носителей заряда в GaAs:Te. При анализе спектров краевой ФЛ обнаружено, что в области 8 $10^{17} < n_0 < 1{,}5\ 10^{18}$ см$^{-3}$ эмпирические значения химического потенциала лежат ниже теоретических (рис. 3а), что обусловлено искажением закона дисперсии у дна зоны проводимости [3]. При $n_0 > 2\ 10^{18}$ см$^{-3}$ эмпирические значения μ хорошо согласуются с теоретическими значениями, рассчитанными с учетом непараболичности закона дисперсии.

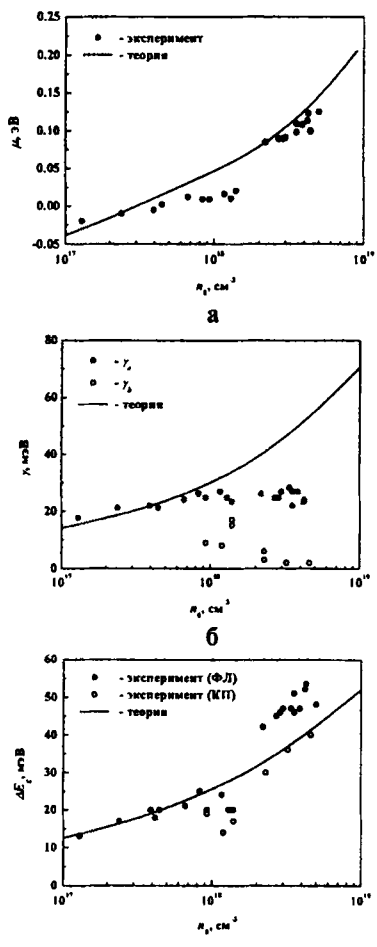


Рис. 3. Концентрационные зависимости сужения запрещенной зоны (а), параметра спада функции плотности состояния у края валентной зоны (б) и химического потенциала (в) в монокристаллах GaAs:Te.

Концентрационная зависимость параметра γ_e получена на основе представления о том, что низкоэнергетичный профиль спектра краевой ФЛ обусловлен хвостом плотности состояний у края зоны проводимости, который образуется из-за случайного распределения легирующей примеси. При $n_0 > 2\ 10^{18}$ см$^{-3}$ значение параметра γ_e не зависит от n_0 (рис. 3б) и свидетельствует о коррелированном распределении легирующей примеси. Считается, что профиль спектра межзонного поглощения при энергии кванта меньше ширины запрещенной зоны воспроизводит плотность состояний неосновных носителей заряда, которая также обусловлена случайным распределением легирующей примеси. Однако, сильное различие между теоретическими и подгоночными значениями параметра γ_h указывает на то, что хвост ПС у края валентной зоны в исследуемом интервале энергий не связан с флуктуациями в распределении легирующей примеси [4]. Ввиду низкой концентрации компенси-

рующих акцепторов (порядка $10^{14} \div 10^{15}$ см$^{-3}$) в исследуемом материале, хвост коэффициента межзонного поглощения не может быть связан и с флуктуациями в распределении акцепторов. Следовательно, флуктуации потенциала носителей заряда могут быть обусловлены деформационным потенциалом, который также приводит к образованию хвостов ПС вблизи краев зон. Таким образом, концентрационная зависимость параметра, описывающего спад функции плотности состояний у края валентной зоны, вероятно, связана с изменением степени искажения кристаллической структуры исследуемого материала. Увеличение параметра γ_h и ширины запрещенной зоны (уменьшение параметра ΔE_g) в области концентраций $n_0 \geq 10^{18}$ см$^{-3}$ (рис. 3в) вызвано искажениями кристаллической структуры с доминированием деформации сжатия. С ростом концентрации носителей заряда наблюдается уменьшение значений параметра γ_h, при этом значения сужения запрещенной зоны соответствуют теоретическим.

Таким образом, анализ концентрационных зависимостей параметров, характеризующих микромеханические свойства и электронную структуру монокристаллов GaAs:Te показывает, что в области $8\ 10^{17} < n_0 < 1{,}5\ 10^{18}$ см$^{-3}$ происходит увеличение степени искажения кристаллической структуры материала вследствие увеличения концентрации и степени неоднородности в распределении примесных дефектов. При $n_0 > 2\ 10^{18}$ см$^{-3}$ значения параметров указывают на отсутствие крупномасштабных флуктуаций в распределении примесных дефектов и свидетельствуют о коррелированном распределении доноров.

1. V.V. Prudnikov, I.A. Prudnikova, N.A. Semikolenova. Phys. Status Solidi (b), **181**, 87 (1994).
2. V.A. Bogdanova, N.A. Semikolenova, A.S. Semikolenov. Phys. Status Solidi (a), **120**, K121 (1990).
3. D.M. Szmyd, P. Porro, A. Majerfeld, S. Lagomarsino. J. Appl. Phys., **68**, 2367 (1990).
4. А.Л. Эфрос. УФН, **111**, 451 (1973).

РАССЛОЕНИЕ СОЕДИНЕНИЙ $A^{III}B^{V}$ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

О.Л. Кухто, В.А. Чевычелов, Н.Г. Колин

Филиал ФГУП «НИФХИ им. Л.Я. Карпова», Обнинск, Россия,

тел. (48439)-74731; e-mail: fci58@mail.ru

В работах [1,2] показано, что при низких температурах происходит расслоение упорядоченной фазы нестехиометрического состава на полностью упорядоченную стехиометрическую фазу и остаток моноатомного компонента. Свободная энергия упорядочивающегося соединения в модели Горского-Брэгга-Вильямса (ГБВ) равна:

$$F_s(\eta,x) = H^{(2)}x(1-x) + F_\eta^{(2)}\eta^2 +$$

$$\frac{RT}{2}\left[(x+\frac{\eta}{2})\ln\left(x+\frac{\eta}{2}\right)+(x-\frac{\eta}{2})\ln(x-\frac{\eta}{2})+\left(1-x+\frac{\eta}{2}\right)\ln(1-x+\frac{\eta}{2})+(1-x-\frac{\eta}{2})\ln(1-x-\frac{\eta}{2})\right],$$

где x – концентрация компонента A, η – степень упорядоченности, $F_\eta^{(2)}$, $H^{(2)}$ – коэффициенты, связанные с упорядоченной и неупорядоченной фазами. Выражения упрощаются при температурах, далеких от перехода порядок–беспорядок. Приближенно выполняется соотношение $\eta = 2 \cdot x_A$ ($x < 0.5$). Представляет интерес также возможность спинодального расслоения сложного соединения. В упорядочивающихся соединениях

$$d^2F/dx^2 = \partial^2F/\partial x^2 + 2\partial^2F/\partial x\partial\eta \cdot \partial\eta/\partial x + \partial^2F/\partial\eta^2 \cdot (\partial\eta/\partial x)^2.$$

В модели ковалентных связей, которая хорошо выполняется для соединений $A^{III}B^{V}$, существует связь между коэффициентами $H^{(2)}$ и $F^{(2)}{}_\eta$ и первые два члена заданы в виде

$$w[x_A(1-x_A) + \eta^2/4] \approx w[x_A(1-x_A) + (2x_A)^2/4] = wx_A .$$

Складывается ситуация, когда квадратичные члены в рамках данной модели компенсируют друг друга. В этом случае возможность спинодального расслоения определяется тонкими деталями энтропийного члена. Для нестехиометрических составов такие расчеты весьма громоздки. В этом случае приходится учитывать корреляцию, которая увеличит степень упорядочения. В то же время при сравнительно низких температурах относительно температуры упорядочения (в данном случае этому соответствуют температуры плавления соединений $A^{III}B^{V}$) существуют упрощенные выражения для свободной энергии,

$$F/RT = 2x_A\ln 2x_A + (1-2x_A)\ln(1-2x_A) - 4H_\eta^{(2)}/RT ,$$

которые могут качественно прояснить ситуацию.

Семейство соответствующих кривых схематически приведено на рис. 1. Кривая при B = 0 соответствует энтропийному члену. При точном расчете, вероятно, излома на кривых в точке $x_A = 0.5$ не будет, а будет плавный переход, т.е. четко проявится точка перегиба. Область составов между точками перегиба, где кривая свободной энергии имеет выпуклость вверх, является областью спинодального расслоения. Кривая C соответствует арсениду галлия при температуре плавления. Характерно, что в арсениде галлия при температуре плавления фактически реализуется предельный переход, и при более низких температурах спинодаль и расслоение наблюдаться не будут, т.е. кривые носят выпуклый характер (в рамках модели ГБВ). При меньших углах наклона линейного члена (более высокие температуры и меньший параметр $H_\eta^{(2)}$) область спинодали и расслоения расширяется.

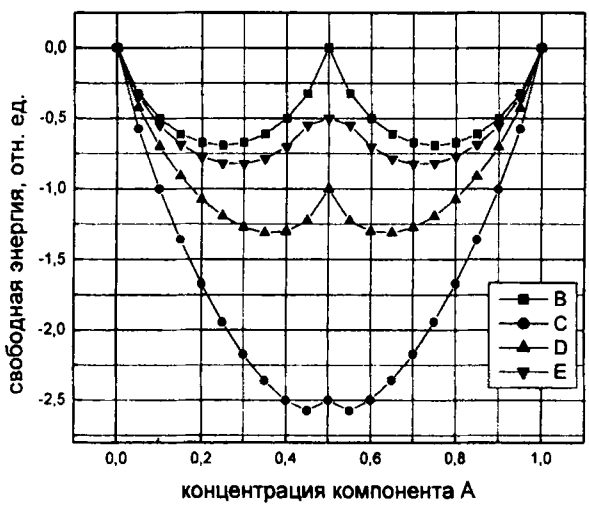


Рис. 1. Семейство кривых F, $4H_\eta^{(2)}$/ RT: B -0, C -5, D -2, E – 1.

Очевидно, при закалке или переохлаждении жидкой фазы будет происходить спинодальное расслоение. Не исключено, что этим определяется неустойчивый рост кристалла арсенида галлия из расплава, возможно, при захвате капелек расплава твердой фазой при концентрациях выше 4 %. Характерно, что именно в области спинодального расслоения рост кристалла происходит устойчиво [3] .

При низких температурах $\eta/2 = x_A$ ($x_A < 0.5$), что приводит к простому соотношению для конфигурационной части энтропии. Концентрация отслаивающегося компонента определяется решением нелинейного уравнения

$$\ln 2x - 2\cdot \ln(1 - 2x) - 16\, F^{(2)}_{\eta} / RT = 0.$$

Данное уравнение получено в предположении, что энтальпийный член намного больше энтропийного, и на кривой имеется значительный участок с выпуклостью вверх. Графическое решение этого уравнения приведено на рис. 2, из которого следует, что при температуре 5К будет отслаиваться практически чистая фаза с примесью постороннего компонента с концентрацией 0.001.

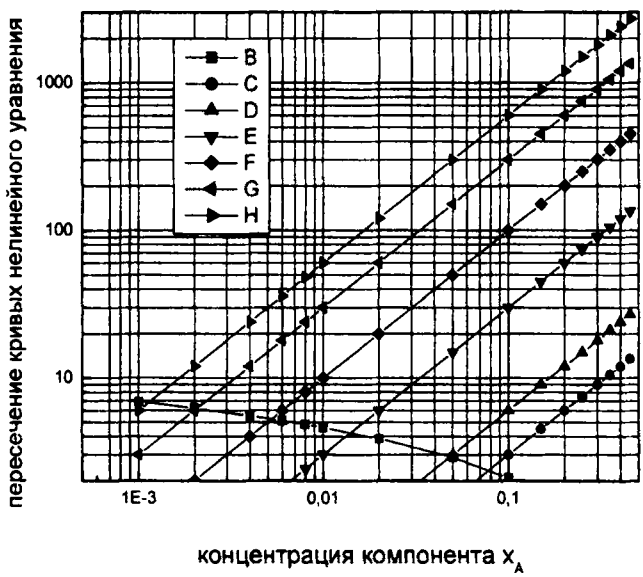


Рис. 2. Решение графического уравнения для определения концентрации расслоения.
Температуры, K: C – 1000, D – 500, E – 100, F – 30, G – 10, H – 5 K,
B – логарифмические члены

Следует иметь в виду, что в рамках модели ГБВ, как видно из предыдущего графика, кривая свободной энергии имеет небольшую выпуклость вниз, и распад на две фазы будет невозможен. Это связано с ограничениями модели ГБВ. Однако, учет корреляции в рамках более точных моделей увеличит упорядочение, кроме того, рассмотрение выигрыша энергии при переходе от неупорядоченной к упорядоченной

фазе [4] приведет к тому, что кривая будет иметь выпуклость вверх, т.е. распад станет возможен.

1. М.А Кривоглаз, А.А. Смирнов. Теория упорядочивающихся сплавов. М., 1958, 388 с.
2. Н.М. Матвеева, Э.В. Упорядоченные фазы в металлических системах. М.,1989, 248 с.
3. В.Т. Бублик, В.В. Каратаев, Р.С. Кулагин и др. Кристаллография, **18** (1), 4 (1973).
4. Теория фаз в сплавах. Новосибирск, 1984, 224 с.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОНОКРИСТАЛЛОВ ВЫСОКООМНОГО GaAs

Д.Л. Будницкий, О.Б. Корецкая, В.А. Новиков, О.П. Толбанов
СФТИ им. В.Д. Кузнецова, Томск, Россия, e-mail: kanc@spti.tsu.ru

Использование высокоомного (ВО) GaAs, компенсированного хромом в процессе диффузии, для создания приемников ионизирующих излучений [1,2] показало его несомненное преимущество в этом плане по отношению к ростовому высокоомному GaAs независимо от способа получения последнего: легирование хромом или EL2-центрами. Выяснение причин отличий свойств двух типов высокоомного GaAs: диффузионного и ростового, представляет не только физический, но и практический интерес. В настоящей работе представлены результаты исследований фотопроводимости, фотохоллэффекта, электрофизических свойств ростового ВО GaAs и результаты расчета стационарных времен жизни носителей заряда.

Электрофизические характеристики исследованных материалов представлены в таблице 1. Видно, (колонки 7,8), что для всех материалов характерна биполярная проводимость с преобладанием электронной составляющей. Различие величин n_0 и p_0 не превышает 100 раз.

Таблица 1. Электрофизические характеристики высокоомного ростового GaAs

N п/п	Обозначение кристалла	Компенс. примесь	σ, 1/Ом×см	R, $см^3$/Кл	R σ, $см^2$/В×с	n_0, $см^{-3}$	p_0, $см^{-3}$	μ_n, $см^2$/В×с	μ_p, $см^2$/В×с	F_n, эВ
1	АГП8000	EL2	$1,9\ 10^{-8}$	$-3,5\ 10^{11}$	-6670	$1,8\ 10^{7}$	$1,1\ 10^{5}$	6670	440	0,62
2	Т408	EL2	$1,2\ 10^{-8}$	$-4,8\ 10^{11}$	-5810	$1,3\ 10^{7}$	$1,6\ 10^{5}$	5860	390	0,62
3	БП	EL2	$4,4\ 10^{-9}$	$-1,1\ 10^{12}$	-4860	$5,5\ 10^{6}$	$7,3\ 10^{5}$	4950	330	0,64
4	Подольск	EL2	$2,2\ 10^{-8}$	$-2,5\ 10^{11}$	-5640	$2,5\ 10^{7}$	$1,6\ 10^{5}$	5640	380	0,62
5	Cr4	Cr	$1,9\ 10^{-9}$	$-1,8\ 10^{12}$	-3420	$4,4\ 10^{6}$	$4,5\ 10^{5}$	3620	240	0,64
6	Cr-Ленингр.	Cr	$1,4\ 10^{-9}$	$-1,5\ 10^{12}$	-2250	$4,4\ 10^{6}$	$4,9\ 10^{5}$	2250	140	0,65

Особенностью данной работы являются исследования фотоэлектрических характеристик на тех же самых образцах, на которых измерялись электрофизические свойства. Использовались образцы, изготовленные для измерений по методу Ван-дер-Пау. Это позволило естественным образом разнести токовые и потенциальные контакты. Освещение образцов производилось ИК-светодиодом с энергией фотонов $h\nu \approx 1,35$

эВ. Толщина образцов подгонялась таким образом, чтобы выполнялось условие $\alpha \times d < 1$. Это позволило получить однородное возбуждение по всему объему. Кроме того, были проведены измерения при возбуждении фотопроводимости красным светом ($h\nu \approx 2$ эВ). В этом случае количественные расчеты невозможны из-за резко неоднородного возбуждения $\alpha \times d >> 1$. Однако, качественно, поведение измеряемых характеристик $\Delta\sigma$ и R в зависимости от интенсивности возбуждения было подобно в обоих случаях.

Влияние интенсивности возбуждения на величину фотопроводимости – ЛАХ- представлено на рис.1. Типичным для этой характеристики является линейная зависимость вида $\Delta\sigma = \Delta\sigma_0 \times I$, где $\Delta\sigma_0$ – некоторая константа. Как и следовало ожидать, GaAs, компенсированный EL2 центрами, имеет в среднем большую фотопроводимость, хотя разброс величины $\Delta\sigma$ для различных кристаллов достигает ≈5 раз. Еще большие отличия фотопроводимости наблюдаются в кристаллах, компенсированных хромом, хотя проводимость кристаллов практически одинакова. Основное, на что необходимо обратить внимание – линейная люксамперная характеристика, а следовательно, неизменное время жизни носителей заряда от темнового значения и до максимального использованного в работе уровня возбуждения. Расчеты показали, что концентрация избыточных носителей заряда достигала $\approx 10^9 см^{-3}$ при $I = 2 \times 10^{16} см^{-2} \times с^{-1}$.

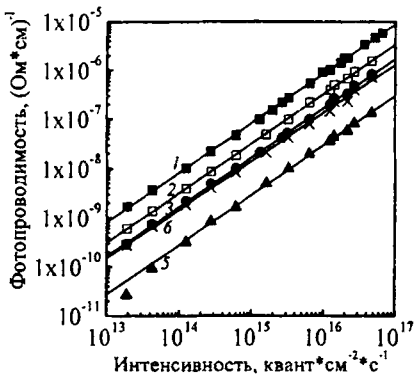


Рис.1. ЛАХ ростового высокоомного GaAs, компенсированного Cr и EL2-центрами:номера кривых соответствуют номерам таблиц 1,2.

При использовании кристаллов с монополярной проводимостью знания ЛАХ достаточно для расчетов стационарного времени жизни основных носителей заряда [4]. При этом вопрос о неосновных носителях заряда остается открытым. Высокоомный GaAs имеет биполярные проводимость и, как следствие, фотопроводимость, т.е. для расчетов τ необходимо разделить вклад в величину $\Delta\sigma$ от избыточных электронов и дырок. Поэтому, наряду с измерениями $\Delta\sigma$, необходимо измерить еще ряд характеристик. Одной из этих характеристик является фотохоллэффект, измерений которого, наряду с измерениями ЛАХ и коэффициента поглощения, при ряде упрощений достаточно для расчетов времен жизни носителей заряда. Первое упрощение – освещение не приводит к значительным изменениям подвижности носителей зарядов - μ_n и μ_p, второе

– проводимость освещенных образцов полностью определяется избыточными носителями заряда: $\Delta\sigma >> \sigma_0$. В этом случае решение системы из двух уравнений:

$$\begin{cases} e\mu_n \times \Delta n + e\mu_p \times \Delta p = \Delta\sigma, \\ 1/e \times (\mu_p^2 \times \Delta p - \mu_n^2 \times \Delta n)(\mu_p \times \Delta p + \mu_n \times \Delta n)^2 = R \end{cases}$$

позволяет рассчитать величины Δn и Δp, а используя соотношение $\Delta n(\Delta p) = R/d \times I_0(1-\exp^{-\alpha d}) \times \tau_n(\tau_p)$, где R – коэффициент отражения, равный для арсенида галлия ≈0,3; вычислить величины времен жизни.

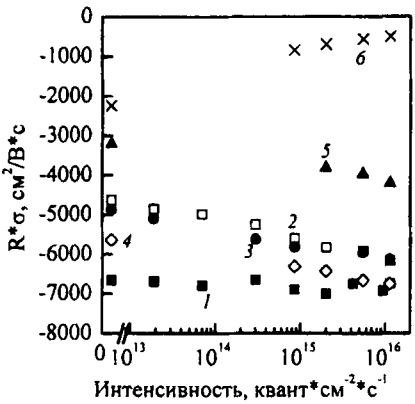


Рис.2. Влияние интенсивности возбуждения на величину R×σ ростового высокоомного GaAs, компенсированного Cr и EL2-центрами: номера кривых соответствуют номерам таблиц 1,2.

На рис.2 представлено поведение величины R×σ в зависимости от интенсивности возбуждения. Типичное поведение фотохолловской подвижности – возрастание при увеличении интенсивности возбуждения и только в кристалле, компенсированном хромом, наблюдается уменьшение величины R×σ (рис.2, кр. 6). Учитывая отрицательный знак фотохолловской подвижности, можно предположить возрастание электронной составляющей фотопроводимости, которая определяется величинами τ_n и μ_n. Линейность ЛАХ свидетельствует о постоянстве времен жизни носителей заряда, следовательно, рост отрицательной составляющей вызван увеличением холловской подвижности электронов. Действительно, расчет времен жизни приводит к отрицательным величинам при использовании темновых значений подвижности. Поэтому при расчётах τ величина подвижности подбиралась так, чтобы избежать отрицательных значений. Характеристики ростовых ВО монокристаллов GaAs при освещении приведены в таблице 2, в которой в колонках 6,7 приведены времена жизни электронов и дырок, соответственно, рассчитанные для интенсивности возбуждения $I = 1 \times 10^{16} см^{-2} \times с^{-1}$.

Как видим, времена жизни дырок во всех кристаллах превосходят времена жизни электронов. Абсолютные величины времен жизни изменяются от кристалла к кристаллу в широких пределах, но, в среднем, для GaAs:EL2 времена жизни электронов на порядок и более превосходят характеристики GaAs:Cr. Времена жизни электронов τ_n во всех кристаллах не меньше 10^{-8} с, а времена жизни дырок τ_p превосходят 10^{-8} с в несколько раз.

Таблица 2. Фотоэлектрические характеристики кристаллов ВО ростового GaAs

N п п	Обозначение кристалла	Показатель ЛАХ	$\Delta\sigma$,Ом$^{-1}$ см$^{-1}$ I=10^{13}см$^{-2}$* с$^{-1}$	R σ макс	τ_n,с I=10^{16}см$^{-2}$ *с$^{-1}$	τ_p,с I=10^{16} см$^{-2}$ *с$^{-1}$
1	АГП8000	1,0	8 10^{-10}	6900	3 10^{-8}	4 10^{-8}
2	Т408	1,0	2,0 10^{-10}	6200	2 10^{-8}	4 10^{-8}
3	БП	1,0	1,5 10^{-10}	6200	6 10^{-9}	2 10^{-8}
4	Подольск	1,04	4 10^{-10}	6700	2 10^{-8}	4 10^{-8}
5	Cr 4	0,98	2 10^{-10}	4200	2 10^{-9}	6 10^{-9}
6	Cr-Ленингр.	0,98	1,5 10^{-10}	≈2250	8 10^{-10}	6 10^{-8}

Сопоставление полученных результатов с известными литературными данными [5,6] показывает следующее. Времена жизни носителей заряда в ВО GaAs:EL2, оцененные в настоящей работе и в [5], имеют близкие значения, и сохраняется соотношение между временами τ_n и τ_p. Преимуществом настоящей работы является значительно более простая реализация эксперимента. Относительно ВО GaAs:Cr имеем следующее: близкие значения величин τ_n , а соотношения величин τ_p/τ_n – полученное в настоящей работе и приведенное в [6] – противоположны. Возможно, что на результатах сказывается различие методик исследований: стационарная в настоящей работе и импульсная в [6]. Результаты [7] согласуются с предположением о возможности влияния методики измерений на оценки времен жизни носителей заряда.

Таким образом, времена жизни носителей заряда в высокоомном ростовом GaAs, легированном хромом или EL2-центрами, постоянны во всем исследованном интервале интенсивностей и имеют порядок 10^{-8} с. Времена жизни дырок превосходят времена жизни электронов в несколько раз.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект №04-02-17486.

1. Д.Л. Будницкий, О.П. Толбанов, С.С. Хлудков // Известия вузов. Физика 1998.-т.41, вып.8.-С.39-43.
2. A.V. Tyazhev, D.L. Budnitsky, O.B. Koretskaya et al // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. 2003.-V.509.- P.34-39.
3. A.V. Markov, M.V. Mezhennyi, A.Y. Polyakov et al // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. 2001.-V.A466.- P.14-24
4. С.М. Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках /Физматгиз. М.1963.-494с.
5. И.А. Карпович, М.В. Степихова // ФТП 1996.-Т.30,№10.-С.1785-1792.
6. С.П. Ашмонтас, Т.Д. Камушадзе, Г.Б. Михайлов и др. // ФТП 1981.-Т.15,№10.-С.1785-1792.
7. Ю.А. Григорьев, С.П. Гришина, К.П. Конин и др. // Квант. электрон. (Киев).1985.-№29.-С.79-82.

INTERVALLEY ELECTRON-PHONON SCATTERING IN GaAs UNDER PRESSURE

Jelena Sjakste*, Valeriy Tyuterev**, and Nathalie Vast*

* Ecole Polytechnique, 91128, Palaiseau Cedex, France;

**Tomsk State Pedagogical University, 634041, Tomsk, Russia, vgt@phys.tsu.tu

Density functional theory (DFT) is a well established framework to obtain the ground-state properties of condensed matter from the electronic density [1]. As band gaps of semiconductors are poorly reproduced in DFT, so the solutions of Kohn-Sham equation should not be interpreted as band structures, however they often yield an adequate energy dispersion for valence and conduction states separately. In this work, we investigate electron-phonon scattering inside the lowest conduction bands in GaAs with density-functional-derived methods.

Under pressure the GaAs crystal evolves from a direct band gap semiconductor to a Γ-X indirect band gap material. The broadening of the excitonic peak after the direct-to-indirect-band gap transition has been attributed to phonon-assisted Γ-X intervalley scattering of electrons from conduction band [2]. The direct Γ – exciton is bound at an energy close to the conduction band bottom. At low pressure the order of energy levels is $E^c_{\Gamma 1} < E^c_{X3}$ and electrons' intervalley scattering is forbidden. After the pressure threshold the X_{3c} valley moves lower in the energy then Γ_{1c} ,i.e. $E^c_{\Gamma 1} > E^c_{X3}$ and Γ-X intervalley scattering inside the conduction band becomes allowed, which leads to decay of an exciton. In [3] the exciton linewidth was calculated in the terms of intervalley electron-phonon deformation potential $D_{I\chi}$.

In this work we are interested only by the properties of the conduction states. Energy levels and wave functions of the Kohn-Sham conduction bands have been obtained within the pseudopotential and plane wave method. Pseudopotentials for gallium and arsenic are the same as in [4]. Gallium atom was located at the origin of the unit cell. Plane waves up to a kinetic energy of 45 Ry have been included in the basis set, and the Brillouin zone has been sampled with ten Monkhorst and Pack's special k-points [5]. Spin-orbit coupling has been omitted. The lattice constant 5.60 Å at ambient pressure was found as the position of full energy minimum in the excellent agreement with experi-

mental value 5.652 Å [6]. Then the lattice parameter was varied up to 5.44 Å and the internal pressure correspondingly changed up to 8 GPa.

As usual within DFT-LDA, bandgaps are underestimated: at ambient pressure the calculated direct band gap at Γ is 0.55 eV, only one third of the experimental value of 1.512 eV at 20 K [6]. The calculated indirect gap X point is 0.98 eV versus experimental value 1.84 eV at 5K[7].

Nevertheless the energy difference in the conduction band $E^c_{X_3} - E^c_{\Gamma_1} = 0.76\text{eV}$ is in a rather good agreement with the measurements performed at low temperature 0.498eV[7]. The calculated energy difference between $E^c_{X_3}$ and $E^c_{\Gamma_1}$ decreases with pressure and changes a sign, yielding the direct-to-indirect band gap modification as $E^c_{X_3} - E^c_{\Gamma_1} = a + bP + cP^2$. The pressure coefficients are in amazingly good agreement with the experimental values, up to the quadratic order. The main source of discrepancy in our work is a bad positioning of $E^c_{X_3}$ with respect to $E^c_{\Gamma_1}$ at ambient pressure. This leads to a calculated direct-to-indirect band gap transition at a pressure 6.8 GPa which is somewhat larger than the experimental threshold 4.13 GPa [6].

	a eV	$b\times$eV/GPa	$c\times$eV/GPa^2
This work	0.76	-12.5	17.0
Exp. [7]	0.498	-12.07 ±0.09	14 ± 5

Phonon frequencies and corresponding displacement patterns at X have been evaluated within density functional perturbation theory [8], with the same numbers of plane waves and k points as for the band structure. The frequencies of the longitudinal phonons at the X point 220 cm^{-1} (LO) and 237cm^{-1} (LA), are in excellent agreement with the experiment [9]. We find a negative Gruneisen parameter γ_G=-1.51, for the acoustic transverse phonon, in good agreement with the experimental value
γ_G=-1.62±0.05 in bulk GaAs [10]. For the optical transverse phonon we find γ_G=1.64 (experimental 1.73±0.07[10]).

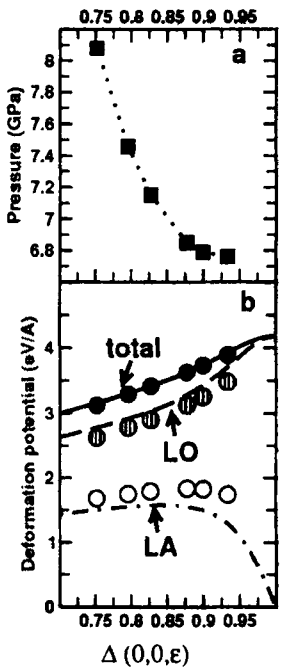
In [2] the exciton linewidth was calculated in the terms of intervalley deformation potential $D_{\Gamma X}$. In order to extract the value of the deformation potential from the excitonic line width $\Delta\Gamma$ under pressure the authors used a Conwell's model [3]. The electron-phonon scattering between Γ and X valleys is replaced in [3] by a single effective transition from the Γ to X high-symmetry points where only one LO phonon is involved as selection rules predict.

This transition is virtual in the sense that the energy conservation rule does not hold for the scattering between these high-symmetry points.

Indeed, in the intraband scattering energy must be conserved. The energy conservation prescribes to study horizontal transitions from Γ to a set of q-points aside the X–minimum. Because selection rules is released in these real transitions then all six phonons in GaAs do contribute to the scattering. In our work we evaluated deformation potential $D_{\Gamma cq}$ from matrix elements of the electron-phonon coupling [11]:

$$\left|\left\langle \Psi_{\Gamma}\left|\Delta W\right|\Psi_{cq}\right\rangle\right| = \sqrt{\frac{\hbar}{2V\rho\omega_{\lambda q}}} D_{\Gamma cq}\left(N\left(\omega_{\lambda q}\right) + \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2}\right)$$

where cq is the band index of the final state, namely conduction band at the X valley, ΔW is the variation $\delta W_{scf} / \delta u_{\lambda q}$ of the Kohn-Sham effective potential W_{scf} with respect to the displacement pattern $u_{\lambda q}$ of the scattering phonon, $N\left(\omega_{\lambda q}\right)$ is the Bose-Einstein factor representing the occupation number of the scattering phonon, ρ and V respectively are the mass density and crystal volume, and ± stands for phonon absorption or emission. We found the deformation potential for the virtual transition $E^{c}_{\Gamma 1} \rightarrow E^{c}_{X3}$ to be $D_{\Gamma X3}$=4.2 eV/Å. This value of $D_{\Gamma X3}$ apparently corresponds to the pressure threshold for direct-indirect crossover (6.1 GPa). The empirical pseudopotential model used in [12] yields 2.9eV/Å. We report in the panel *(b)* the theoretical dispersion of the deformation potential along the *Γ-X* direction. As, away the bottom of from *X*-valley, part of the selection rules are released, both the LO (dotted line) and the LA (dash-dotted line) phonons do contribute to the scattering, and the total deformation potential (solid line) is given by $D^{2}_{total} = D^{2}_{LO} + D^{2}_{LA}$. When varying pressure, the phonon wave vector involved in the energy-conserving intraband scattering from *Γ* to the *X* valley evolves as illustrated in the panel *(a)* for the *Γ-X* direction. The corresponding total deformation potential (filled circles) is shown to decrease from 4.2 eV/Å to 3.0 eV/Å between 6.1GPa and 8 GPa (panel *(b)*).



In the real process the energy of the final state is fixed by the energy conservation rule and the scattering wave vector draws a surface of constant energy in the final state. Averaging D along a surface of constant energy in the X valley we found D_{eff}=3.2 eV/Å at $E^c_{\Gamma 1} - E^c_{cq} = 0.5$ eV which corresponds to experimental pressure P = 8 GPa.

In [2] scattering Γ to L at high pressure is neglected. Nonetheless, at a calculated pressure of 8GPa (6GPa in experiment [1]), the bottom of the conduction band at the L point becomes lower than that at Γ, and Γ- L scattering should sum up to the Γ-X scattering, increasing the experimental value. We calculate the correction induced by this Γ-L scattering channel leading to an effective value of the D_{eff}= 4.5 eV/Å in a good agreement with experimental 4.8 eV/Å [2].

This work has been supported by CNRS and the EU's 6th Framework Programme through the NANOQUANTA Network of Excellence (NMP4-CT-2004-500198). V.T. acknowledges support form the Ecole Polytechnique. Our results have been obtained with Espresso package [13]. Computer time has been granted by CEA/DSM on the NEC SX6 (project p93).

[1] W. Kohn and L. Sham. Phys. Rev., **140,** A1133 (1965)

[2] A. Goni, A. Cantero, K. Syassen, and M. Cardona. Phys.Rev. B, **41,** 10111 (1990).

[3] E. Conwell, *High Field Transport in Semiconductors* (Academic press, New York, 1967).

[4] S. Botti, N. Vast, L. Reining, V. Olevano, and L. Andreani. Phys. Rev. Lett., **89,** 216803 (2003).

[5] H. Monkhorst and J. Pack. Phys. Rev. B, **13,** 5188 (1976).

[6] S. Adachi, *GaAs and Related Materials* (World Scientific,Singapore, 1994).

[7] D. J. Wolford and J. A. Bradley. Solid State Comm., **53,** 1069 (1985).

[8] P. Giannozzi, S. de Gironcoli, P. Pavone, and S. Baroni. Phys. Rev. B, **43,** 7231 (1991)

[9] D. Strauch and B. Dorner. J. Phys. Condens. Matter, **2,** 1457 (1990).

[10]R. Trommer, H. Miiller, M. Cardona, and P. Vogl. Phys.Rev. B, **21,** 4869 (1980)

[11] M. Calandra, N. Vast, and F. Mauri, Phys. Rev. B, **69,** 224505 (2004).

[12] S. Zollner, S. Gopalan, and M. Cardona. J. Appl. Phys., **68,** 1682 (1990).

[13] S. Baroni and *et al.*, http://www.pwscf.org.

ОПТИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ГЕКСАГОНАЛЬНОГО w-GaN

М.А. Стерхова, В.В. Соболев
Удмуртский государственный университет, Ижевск, Россия,
e-mail: sobolev@uni.udm.ru

Кристаллы GaN широко применяются для изготовления светоизлучающих диодов и вертикально-излучающих лазеров. Соединение GaN обладает двумя модификациями: с кубической (c-GaN) и гексагональной (w-GaN) типами решеток. Известны экспериментальные спектры отражения [1–3] (3-30 эВ, T=300 K, E⊥c) и теоретические [4, 5] исследования спектров диэлектрической проницаемости для w-GaN. Теоретические спектры ε_2 w-GaN рассчитаны на основе зон, полученных методом FP LMTO [4], и с учетом электронно-дырочного взаимодействия (экситонов) [5]. Наиболее полная информация об оптических свойствах и электронной структуре содержится в обширном комплексе оптических функций в широкой области энергии фундаментального поглощения, состоящем из более чем десяти функций. В настоящей работе нами рассчитаны полные комплексы оптических функций w-GaN на основе экспериментальных спектров работ [1–3] и теоретических спектров ε_2 работ [4, 5] в области энергии 3–20 эВ. Расчеты выполнены с помощью интегральных соотношений Крамерса-Кронига [6].

На рис.1 приведены экспериментальные (A – спектр работы [1], B – [2], C1 – [3]) и расчетные спектры (E – на основе спектра работы [4], F – [5]) отражения кристалла w-GaN (стрелками и цифрами обозначены особенности спектра работы [1]). Данные работ [1–4] по положению структур в основном хорошо согласуются в области E<11.5 эВ и различаются на 0.2 - 0.5 эВ в области больших энергий. Спектр отражения [1] заметно выше, чем спектры работ [2, 3], кроме области 10-11.5 эВ, где отражение выше в [3]. Тонкая структура спектра наиболее четко прослеживается в [1]. Основываясь на оценке значений коэффициента отражения в области прозрачности по измеренному спектру преломления (R = 0.16 при E = 1 эВ) [7], можно сделать вывод о том, что данные по R [2, 3] занижены (на рис. 1 и 2 графики C2 соответствуют пронормированному спектры работы [3]). Анализ спектров отражения приводит к заключению, что наиболее правильные данные, видимо, получены в работе [1].

Все максимумы спектров R(E) проявились в спектрах ε_2 со сдвигом по энергии. Это смещение сравнительно мало ($\Delta E \leq 0.1$ эВ) для первых максимумов №№ 1-9, 13 и имеет большее значение ΔE = 0.15-0.3 эВ для №№ 10 – 12. Смещение происходит в сторону больших энергий только для самых длинноволновых максимумов (№№ 1, 2) и в сторону меньших энергий для других максимумов, увеличивается с ростом энергии.

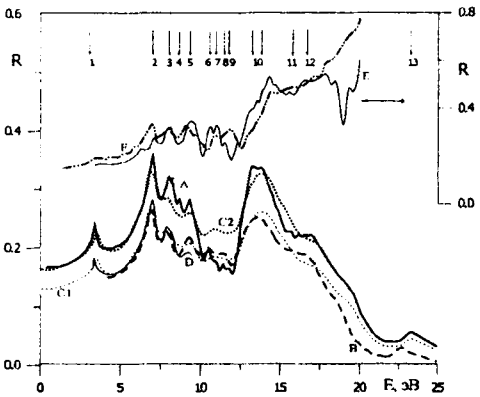


Рис.1 Экспериментальные (A, B, C1, C2), рассчитанный на основе ε_1, ε_2 [10] (D) и теоретические (E, F) спектры отражения.

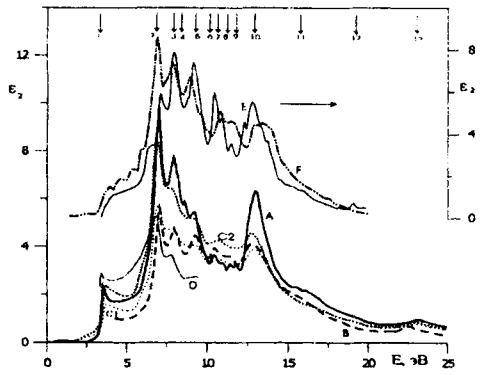


Рис.2 Расчетные (A, B, C1, C2), экспериментальный [10] (D) и теоретические (E, F) спектры ε_2.

Было проведено сравнение теоретических спектров ε_2, а также рассчитанных на их основе спектров остальных функций со спектрами, полученными на основе экспериментального спектра работы [1].

Из рис.2 видно, что в теоретических спектрах ε_2 четко прослеживаются все основные особенности экспериментально - расчетного спектра ε_2. В спектре F – это полосы при 6.9, 7.9, 8.94, ступенька при 9.6, полоса при 10.78, неразрешенный дублет при 11.4 и 11.7, интенсивная широкая полоса при 12.8, слабый максимум при 17.48 эВ. В спектре E наблюдаются полосы при 7.11, 7.91, 8.03, 9.15, 10.47, 10.9, 11.45, слабые максимумы при 12.27 и 13.7 справа и слева у интенсивной широкой полосы при 12.8, слабый максимум при 19 эВ. По высоте можно отметить существенное превышение (в 2 и более раз) третьего максимума теоретических спектров и участка от 10 до 11.5 эВ. Из анализа можно сделать вывод о том, что спектр ε_2 в широкой области энергии собственного поглощения лучше всего описывается с применением поправки на электронно-дырочное взаимодействие, как это сделано в работе [5] (кривая F). В спектрах R (рис.1) основные особенности спектра ε_2 сохраняются, при этом они

сдвигаются относительно ε_2 на 0.1-0.8 эВ (F) и на 0.05-0.7 эВ (E) в сторону больших энергий (сдвиг увеличивается с ростом энергии).

Для более детального сопоставления экспериментально-расчетных данных с теоретическими интегральные спектры диэлектрической проницаемости комплексов A, E, F были разложены с помощью объединенных диаграмм Арганда на элементарные лоренцевские осцилляторы и определены их основные параметры (энергии E_i и силы f_i осцилляторов, полуширины H_i и высоты I_{max}).

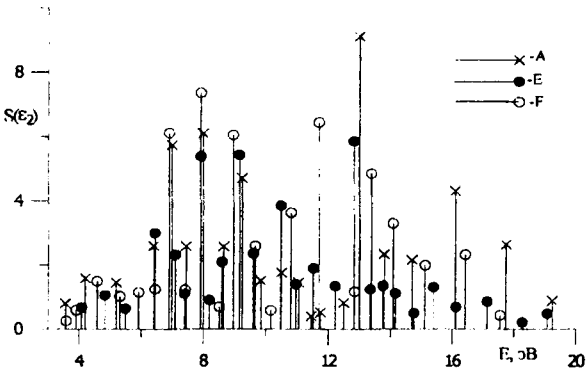


Рис. 3 Сравнение разложений расчетного (A) и теоретических (E, F) спектров ε_2.

В расчетном спектре ε_2 **(A)** было выделено 29 осцилляторов (E = 3-35 эВ). В результате разложения теоретических спектров ε_2 до 20 эВ было выделено 22 (F) и 25 (E) осцилляторов, т.е. всего 28 различных осцилляторов по данным двух работ (рис.3). Оба разложения хорошо согласуются между собой и с разложением экспериментально-расчетного спектра ε_2(A) по положению полученных осцилляторов. Относительно соответствующих компонент разложения расчетного спектра ε_2 (A), осцилляторы по энергии сдвигаются на 0-0.6 эВ (F) и на 0-0.7 эВ (E). Наиболее хорошо согласуются результаты разложений спектров в области энергии 5 – 13 эВ (F) (осцилляторы с №№ 3 – 15), и в области энергии 6.4 – 12 эВ (E) (осцилляторы с №№ 4 – 12). Также рассматривалось соотношение компонент разложений по интенсивности, т.е. площадям полученных осцилляторов. Наиболее четкие различия проявились в №№5, 6 (E), где площадь под осциллятором оказалась заниженной в два раза по сравнению с соответствующими осцилляторами разложений A и F, № 6 (A) примерно в два раза превышает № 6 (F и E), №№ 10, 11, 13, 15 (A) в 2-5 раз занижены относительно этих же осцилляторов в F и E, зато № 16 (A) превышает соответствующие в E и F в 2 раза, последние осцилляторы E гораздо менее интенсивны, чем аналогичные осцилляторы в A и F. При этом можно отметить, что по полуширинам все разложения хорошо согласуются между собой, различия проявляются именно в высоте получаемых

осцилляторов. При сравнении разложений подтверждается, что наиболее близким к расчетному комплексу осцилляторов A оказался комплекс осцилляторов F.

На основе зон работ [4, 8, 9] предложена возможная природа компонент разложения и локализация оптических переходов в зоне Бриллюэна для наиболее симметричных направлений. Из теоретического анализа можно сделать вывод, что до 15 эВ в основном происходят переходы из первой валентной зоны (N 2p уровни) в восемь самых нижних зон проводимости. Все максимумы от 18 эВ до 35 эВ соответствуют переходам из второй и третьей валентной зоны (N 2s и Ga 3d подзоны) в верхние зоны проводимости, при этом в некоторых теоретических работах отмечается наибольший вклад в пики от 22 до 28 эВ именно переходов с Ga 3d подзон. Выше 30 эВ большую роль играют переходы с N 2p подзон в самые высокие зоны проводимости. Природа переходов неоднозначна по данным разных работ, и только для самых интенсивных осцилляторов наблюдается некоторое сходство в её определении.

Таким образом, в работе получена новая обширная информация об электронной структуре гексагонального кристалла GaN, которая позволяет проводить более точные и корректные теоретические расчеты зон, спектров диэлектрической проницаемости, плотностей состояний. Показано, что учет электронно-дырочного взаимодействия в нитриде галлия улучшает согласие теоретических результатов с экспериментальными в области энергии 3 – 20 эВ.

1. T. Wethkamp, K. Wilmers, N. Esser et. al. Bessy 96.

2. C.G. Olson, D.W. Lynch, A. Zehe. Phys. Rev. B, **24** (8), 4629 (1981).

3. W.R. Lambrecht, B. Segall, J. Rife, W.R. Hunter, D.K. Wickenden. Phys. Rev. B, **51** (19), 13516 (1995).

4. W.R. Lambrecht, B. Segall. Mat. Res. Soc. Symp. Proc., **242**, 367 (1992).

5. L.X. Benedict, E.L. Shirley. Phys. Rev. B, **59** (8), 5441 (1999).

6. В.В. Соболев, В.В. Немошкаленко. *Методы вычислительной физики в теории твердого тела.* Киев: Наукова думка, 424 с. (1988).

7. E. Ejder. Phys. Stat. Sol.(a), **6**, 445 (1971).

8. Z. Yang, Z. Xu. Phys.Rev. B, **54** (24), 17577 (1996).

9. C. Stampfl, C.G. Van de Walle. Phys. Rev. B, **59** (8), 5521 (1999).

10. S. Logothetidias, J. Petalas, M. Cordona. Phys. Rev. B, **50** (24), 18017 (1994).

I - 8

СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ СЕЛЕНИДА ГАЛЛИЯ, ЛЕГИРОВАННЫХ ИЗОВАЛЕНТНЫМИ ПРИМЕСЯМИ

В.Г. Воеводин, С.А. Березная, З.В. Коротченко, Т.Д. Малиновская, А.Н. Морозов, С.Ю. Саркисов, Е.И. Сачкова, А.И. Чернышов

Сибирский физико-технический институт, им. В.Д. Кузнецова, Томск, Россия

Из семейства анизотропных нецентросимметричных материалов, используемых в нелинейной оптике, особый интерес представляет исследование слоистых кристаллов селенида галлия. К настоящему времени установлено [1], что это соединение характеризуется высоким значением нелинейной поляризуемости и сильной анизотропией оптических и фотоэлектрических свойств, что представляет существенный интерес для целей оптоэлектроники и нелинейной оптики. Для реализации потенциальных возможностей практического применения селенида галлия в нелинейно-оптических устройствах необходимо решить комплекс физических, физико-химических и технологических задач, направленных на улучшение его физических свойств. Для выполнения этих задач были исследованы свойства кристаллов GaSe, легированных изовалентными примесями, а именно элементами IIIA (Al, In) - и VIA (S, Te)-подгрупп периодической таблицы (методика синтеза GaSe подробно описана нами в работе [2]).

Электрофизические свойства кристаллов

Общими результатами электрофизических исследований для всех образцов можно считать: а) дырочный тип проводимости; б) преобладание рассеяния на тепловых колебаниях решетки. Тип проводимости нелегированного GaSe, вероятно, обусловлен вакансиями галлия. Легирующим акцептором может быть также какая-либо неконтролируемая примесь. В качестве таких примесей наиболее часто выступают медь и кислород. Энергия ионизации акцепторов равна 0.12-0.15 эВ для большинства исследованных образцов. Ниже представлены основные результаты для каждой легирующей примеси.

Для образцов GaSe:In следует отметить слабую зависимость электрофизических параметров от концентрации In. Это свидетельствует о преобладающем изовалентном замещении индием галлия. Однако присутствует и встраивание индия в межслоевое пространство между четырехслойными упаковками в структуре GaSe (интеркаляция).

Кроме дефектов с энергиями ионизации, характерными для нелегированных кристаллов, в образцах GaSe:In наблюдаются также дефекты с $\Delta E_a \approx 0.35$ эВ.

Для образцов GaSe:Al наблюдается резкое уменьшение удельной проводимости селенида галлия вдоль плоскостей спайности (001) с ростом содержания алюминия. Это, по-видимому, обусловлено как увеличением степени компенсации материала, так и уменьшением концентрации акцепторов. В образцах GaSe:Al наблюдаются дефекты с энергиями ионизации 0.35 эВ.

Легирование серой приводит к уменьшению проводимости материала и подвижности носителей. Уменьшение удельной проводимости селенида галлия вдоль плоскостей спайности (001) с ростом содержания серы, возможно, обусловлено уменьшением концентрации акцепторов. Известно, что структура соединения GaS идентична структуре β-политипа селенида галлия, а кристаллы GaS характеризуются n-типом проводимости, что объясняется присутствием преимущественно анионных вакансий. Можно предположить, что с ростом содержания более легкого аниона (серы) в кристаллах GaSe появляются области β-политипа, содержащие большее количество вакансий анионов и меньшее количество вакансий катионов.

Из измерений следует, что легирование теллуром, начиная с минимальной концентрации 0.01 масс. %, приводит к резкому уменьшению проводимости материала, которая затем медленно растет с увеличением содержания теллура. При этом свойства кристаллов, выращенных при различных скоростях, заметно отличаются (для GaSe:Te 3 масс. %, выращенных при скоростях 1.35 мм/ч и 2.3 мм/ч, удельное сопротивление отличается на 4 порядка). Теллур, обладая наибольшим ионным радиусом из всех исследованных примесей (In, Al, S, Te), приводит к нарушениям в решетке GaSe, уменьшает подвижность носителей заряда и приводит к компенсации материала.

Оптические свойства кристаллов GaSe, легированных In, Al, S и Te

Область прозрачности селенида галлия ограничена краем фундаментального поглощения - с коротковолновой стороны и полосой многофононного поглощения - с длинноволновой стороны. У всех исследованных образцов, в спектральной области 16 - 25 мкм, наблюдались четыре пика фононного поглощения с максимумами при энергиях 67, 63, 59 и 54 мэВ.

Спектры поглощения образцов GaSe:In были измерены в диапазоне длин волн 2.5-25 мкм. Из полученных данных следует, что в проведенной серии экспериментов

коэффициенты поглощения полученных образцов GaSe:In изменялись немонотонно в зависимости от концентрации In в расплаве. Хорошую оптическую прозрачность имели образцы с невысоким уровнем легирования (GaSe:In 0.1 масс. %, GaSe:In 0.5 масс. %). При концентрациях In в расплаве 1-3 масс. % оптические потери в выращенных кристаллах существенно возрастали.

Измерения оптического поглощения в образцах GaSe:Al свидетельствуют о возрастании коэффициента поглощения с увеличением концентрации примеси в интервале длин волн 0.66-16 мкм. Ширина запрещенной зоны при исследованных концентрациях алюминия изменяется в пределах 1.92-1.94 эВ. В спектральной области 16-25 мкм у некоторых образцов, помимо четырех пиков, характерных для нелегированного материала, наблюдался слабо выраженный пик с энергией 76 мэВ.

Измерения оптического поглощения в образцах GaSe:S свидетельствуют о смещении края собственного поглощения в коротковолновую область с увеличением концентрации примеси серы. Примесная область 0.66-14 мкм характеризуется уменьшением коэффициента поглощения во всем спектральном диапазоне при повышении концентрации серы в расплаве. В спектральной области 14-25 мкм, помимо наблюдаемых в нелегированных кристаллах четырех пиков фононного поглощения, появляются два интенсивных пика с энергиями максимумов 78.7 мэВ и 73.8 мэВ. Величина коэффициента поглощения, соответствующая этим пикам, возрастает с повышением концентрации примеси серы.

Спектры коэффициента поглощения GaSe:Te в диапазоне длин волн от 0.67 мкм до 17 мкм показали его увеличение без особой корреляции с концентрацией примеси в расплаве. Такое поведение коэффициента поглощения, по-видимому, связано с незначительной растворимостью примеси Te в кристалле GaSe и склонностью к образованию микровключений второй фазы, которые неравномерно распределены по слитку. Измерения оптического поглощения образцов GaSe:Te в диапазоне длин волн 5.8 мкм - 6.7 мкм свидетельствуют о смещении края собственного поглощения в длинноволновую область.

Механические свойства кристаллов GaSe:In, Al, S и Te

В процессе исследования микротвердости GaSe было замечено, что скалывать легированный In, Al и S материал перпендикулярно направлению роста значительно труднее, чем нелегированный. Микротвердость практически монотонно возрастает с

увеличением концентрации этих примесей. К наиболее существенному увеличению твердости приводит Al, затем S, затем In. В случае In и Al улучшение механических характеристик, вероятно, объясняется тем, что атомы встраиваются между четырехслойными упаковками в структуре GaSe и создают между ними дополнительные связи. Легирование S также оказывает заметное влияние на механические свойства селенида галлия, несмотря на то, что атомы S преимущественно встраиваются в анионную подрешетку, изоморфно замещая Se. Более сильные связи между слоями можно объяснить частичной состыковкой слоев в β-политип, в котором анионы располагаются ближе к катионам (строго над ними), что приводит к появлению некоторой ионной составляющей в связях наряду со слабыми ван-дер-ваальсовыми силами. Кроме того, кристаллы GaSe:S содержат большее количество анионных вакансий, приводящих к появлению незадействованных электронных связей у атомов галлия, которые, в свою очередь, могут образовывать связи с анионами из прилегающего слоя. Исследования кристаллов GaSe:Te свидетельствуют о незначительном повышении их микротвердости. Это обусловлено большим ионным радиусом Te, что затрудняет интеркаляцию атомов в межслоевое пространство.

Таким образом, проведенные измерения температурных зависимостей электропроводности и эдс Холла, спектров поглощения и микротвердости, легированных образцов GaSe позволили определить условия легирования, которые обеспечивают уменьшение микрорасслоения этих кристаллов, что в свою очередь, должно привести к увеличению твердости и теплопроводности и уменьшению оптических потерь.

1. Fernellius N.C. Properties of gallium selenide single crystal. // Progress in crystal growth and characterization of materials.- 1994.- v. 28. - p. 275-353.

2. Large single crystals of gallium selenide: growing, doping by In and characterization/V.G. Voevodin, O.V. Voevodina, S.A. Bereznaya et al.//Optical Materials. - 2004. - v. 26. - p. 495-499.

ПОЛУЧЕНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО СОЕДИНЕНИЯ $ZnGeP_2$ ДЛЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ

Г.А. Верозубова[a], А.И. Грибенюков[a], Е.П. Найден[b]

(a) Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, Томск, Россия, e-mail: verozubova@mail.tomsknet.ru;

(b) Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова, Томск, Россия,

$ZnGeP_2$, полупроводник с тетрагональной структурой типа халькопирита из группы $A^2B^4C^5_2$, имеет широкий диапазон прозрачности в средней ИК–области (0.7-12 мкм), высокий нелинейно-оптический коэффициент (75 пм/В), двулучепреломление, достаточное для фазового согласования (0.04) и относительно высокую теплопроводность (0.35 В/см·К). Эти свойства делают материал чрезвычайно привлекательным для параметрической генерации света в области 3-8 мкм при накачке мощным лазерным излучением с длиной волны около 2 мкм.

Широкому использованию $ZnGeP_2$ препятствует сложность получения материала и сильное оптическое поглощение, существующее в области 0.7-2.5 мкм. $ZnGeP_2$ содержит в своем составе два летучих компонента, способных формировать бинарные соединения из паровой фазы, что значительно затрудняет высокопроизводительный и воспроизводимый синтез этого соединения, а также приводит к отклонению состава расплава от стехиометрического и, как следствие, возникновению различных дефектов.

Цель данной работы – представить результаты наших исследований по получению монокристаллов $ZnGeP_2$ высокого оптического качества.

Синтез $ZnGeP_2$ из элементарных компонентов проводили по оригинальной двухтемпературной методике, позволяющей воспроизводимо получать более 500 граммов соединения за один эксперимент. Методика разработана на основе анализа переноса летучих компонент в газовой фазе и исследования физико-химических превращений, протекающих при синтезе тройного соединения.

Проведены эксперименты по измерению отношения коэффициентов теплопроводности твердого и жидкого $ZnGeP_2$ при температуре плавления. Найдено, что коэффициент теплопроводности жидкого $ZnGeP_2$ выше в 2.3 раза, чем коэффициент теплопроводности твердого $ZnGeP_2$. На основе полученных данных были рассчитаны изо-

термы кристаллизации при различных температурных градиентах в твердой и жидкой фазах. Показано, что плоский фронт кристаллизации реализуется в случае, если температурный градиент в твердой фазе выше, чем градиент в жидкой фазе в 2.3 раза. Выпуклый фронт кристаллизации реализуется при большем в 2.5 раза градиенте в твердой фазе по сравнению с градиентом в жидкой фазе.

Исследованы различные кристаллографические направления при выращивании $ZnGeP_2$ из расплава в варианте затравочного роста. Показано, что анизотропия коэффициентов термического расширения ограничивает число возможных кристаллографических ориентаций затравок из-за двойникования и растрескивания кристаллов при их выращивании методом Бриджмена в вертикальном варианте. Найдены кристаллографические направления, выращивание вдоль которых позволяет получать монокристаллы $ZnGeP_2$ без двойников и трещин, с выходом до 80% от числа проведенных экспериментов.

На рис. 1 изображены типичные кривые качания от двух из выращенных нами монокристаллов $ZnGeP_2$. Поскольку аппаратурное уширение составляет около 0.03 градуса, то собственная ширина кривых от плоскостей (200) и (004) не превышает 0.07 и 0.05 градуса соответственно. И, таким образом, структура этих кристаллов весьма совершенна. Поскольку кривые симметричны относительно ее оси, то источником уширения, по-видимому, являются причины, связанные с локальными механическими напряжениями и дислокациями.

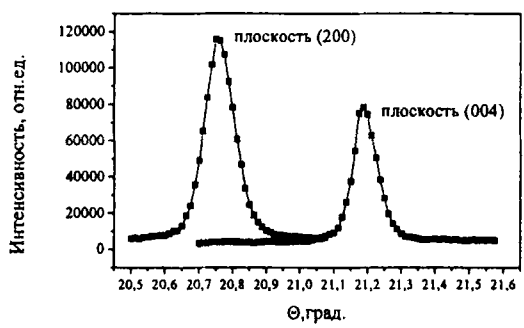


Рис.1. Типичные кривые качания от выращенных монокристаллов $ZnGeP_2$.

Исследованы дефекты структуры монокристаллов $ZnGeP_2$. Обнаружено, что при отклонениях состава расплава от стехиометрического в кристаллах $ZnGeP_2$ образуются полосы роста и включения микронных размеров, формирующие линейные структуры

вдоль оси роста. Включения нанометровых размеров с составом, соответствующим GeP, и обнаруженные методом просвечивающей электронной микроскопии, предположительно связаны с распадом твердого раствора из-за ретроградного характера области гомогенности $ZnGeP_2$.

Исследования спектров оптического поглощения в кристаллах $ZnGeP_2$ показывают, что поглощение в области 0.9-2.5 мкм может быть значительно понижено путем термического отжига и последующего облучения электронами с высокой энергией. Так, наши отожженные и затем облученные кристаллы имеют коэффициент оптического поглощения на длине волны 2.05 мкм не более 0.02 $см^{-1}$, что позволяет эффективно использовать их для параметрической генерации света с накачкой лазерным излучением в области 2 мкм. На рис. 2 изображены сравнительные спектры отожженных и облученных кристаллов $ZnGeP_2$, полученных в нашей лаборатории и в INRAD Inc., США [1]. Видно, что наши кристаллы не уступают по оптическому качеству кристаллам, полученным в INRAD Inc.

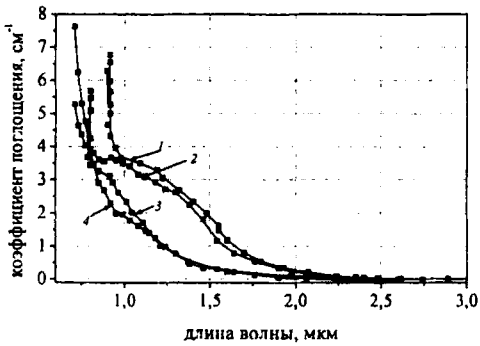


Рис.2. Сравнительные спектры оптического поглощения кристаллов $ZnGeP_2$: *1*, *3*- после отжига и после облучения электронами, INRAD, Inc, США, *2*, *4* – после отжига и облучения электронами, ИМКЭС, Томск.

1. I. Zweiback, J. Maffetone, D. Perlov, J. Harper, W. Ruderman, K. Bachmann, N. Deitz. Effect of fast electron irradiation and optical properties of $CdGeAs_2$ and $ZnGeP_2$. Mat. Res. Soc. Symp. Proc. (MRS Fall Meeting 1999), Vol. **607**. pp. 409-414.

НОВЫЕ НЕПРЯМОЗОННЫЕ СОЕДИНЕНИЯ $LiPN_2$ И $NaPN_2$ СО СТРУКТУРОЙ ХАЛЬКОПИРИТА

Ю.М. Басалаев, Ю.Н. Журавлев, В.С. Пермина, А.С. Поплавной
Кемеровский государственный университет, Кемерово, Россия, e-mail: ymbas@kemsu.ru

Синтезированные на сегодняшний день кристаллы $LiPN_2$ и $NaPN_2$ относятся к особой группе тройных алмазоподобных соединений типа APN_2, где в качестве катиона присутствуют атомы щелочных металлов (*A=Li, Na, K, Rb, Cs*) [1]. С одной стороны, они являются ближайшими электронными и кристаллохимическими аналогами двойных соединений A^3B^5, поскольку кристаллизуются в структуру халькопирита (пространственная группа симметрии D_{2d}^{12}) и анионом является атом пятой группы Периодической системы элементов – азот (*N*). С другой стороны, они отличаются от типичных соединений семейства халькопирита, поскольку имеют сильное тетрагональное сжатие, характеризуемое отношением постоянных решетки *c/a* и равное 1.40 для $NaPN_2$ и 1.56 для $LiPN_2$ [1]. Характерным отличием этих соединений является также большое смещение анионов из узлов ГЦК подрешетки. Кроме того, в структуре кристаллов $LiPN_2$ и $NaPN_2$ атомы фосфора (катион) и азота (анион) принадлежат к одной группе элементов Периодической системы.

Поскольку оба соединения $LiPN_2$ и $NaPN_2$ практически не изучены, кроме как кристаллографическими методами, целью нашей работы явилось проведение первопринципных расчетов, в рамках теории функционала плотности зонной структуры, плотности состояний и электронной плотности распределения заряда этих соединений в сочетании с методом подрешеток, развитым нами в [2] для ионных и ионно-молекулярных кристаллов. Расчетный базис каждого атома строился из псевдоатомных *spd*-орбиталей. Сходимость по полной энергии была не хуже 0.01 *a.e.*, для чего в разложении число плоских волн выбиралось в интервале от 2000 до 2200. Детали метода вычислений представлены в [2].

Вычисленный в точках высокой симметрии T(0,0,1), Γ(0,0,0), N(0.5,0.5,0), P(0.5, 0.5, 0.5) и вдоль линий, их соединяющих, энергетический спектр кристалла и его подрешеток на примере соединения $LiPN_2$ представлен на рис.1. За начало отсчета шкалы энергий выбрано положение вершины валентной зоны, которая реализуется в точке T. Как показал расчет, валентные зоны соединений $LiPN_2$ и $NaPN_2$ качественно подобны и

состоят из трех разрешенных энергетических полос, так же как это наблюдается во всех тройных соединений со структурой халькопирита. Оба кристалла являются непрямозонными, с дном зоны проводимости в точке Г и вершиной валентной зоны в точке Т. Конкурирующий с точкой Т уровень энергии находится в боковой точке N. Наличие максимумов в точках Т и N обусловлено тем, что при большом тетрагональном сжатии основной максимумом валентной зоны смещается из центра зоны в боковые точки [3]. Вычисленные значения основных параметров энергетической зонной структуры соединений $LiPN_2$ и $NaPN_2$ показывают инверсию уровней энергии Γ_4 и Γ_5 вблизи вершины валентной зоны, что также обусловлено большей степенью сжатия кристаллов $NaPN_2$ по сравнению с $LiPN_2$.

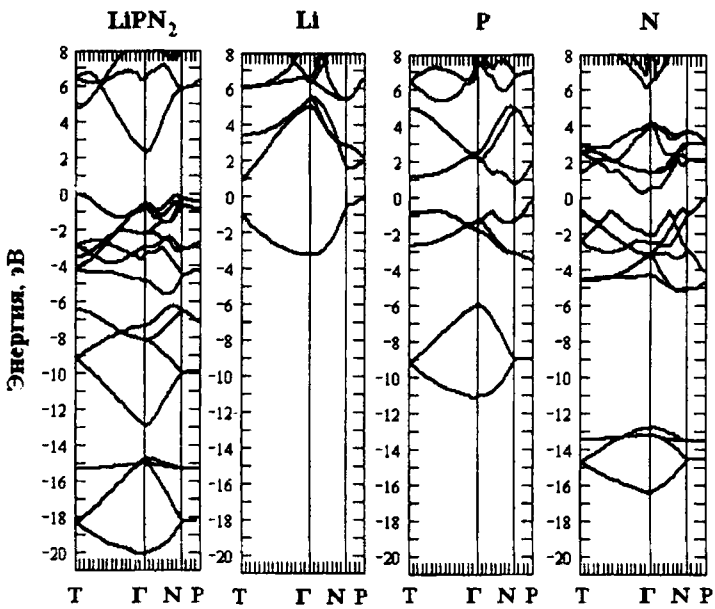


Рис.1.

Особенность, связанная с наличием в составе соединений $LiPN_2$ и $NaPN_2$ катиона (P) и аниона (N), принадлежащих к одной группе элементов Периодической системы, проявляется в зонной структуре, как формальное подобие двух нижних связок валентной зоны. Обычно в соединениях со структурой халькопирита вторая связка зон состоит из двух энергетических уровней и имеет преобладающий вклад s-состояний катиона, роль которого в нашем случае играет атом фосфора. Для соединений $LiPN_2$ и $NaPN_2$ вторая связка состоит из четырех энергетических уровней. Она также имеет преобладающий вклад s-состояний атомов фосфора, но с добавлением p-состояний фосфора, которые дают основной вклад в два дополнительных уровня энергии. Еще одной отли-

чительной особенностью соединений $LiPN_2$ и $NaPN_2$ является значительное уширение полос разрешенных уровней энергии в валентной зоне по сравнению с другими соединениями семейства халькопирита, которое проявляется в зонном спектре и графике плотности состояний. Такое поведение можно объяснить увеличением степени гибридизации атомных состояний, ответственных за формирование соответствующих кристаллических орбиталей.

Первопринципные расчеты, основанные на теории функционала плотности, в сочетании с методом подрешеток [2] позволяют наглядно представить и рассмотреть участие атомов, образующих соединение, в процессе формирования химических связей между ними. Для обоих соединений был выполнен расчет полной, подрешеточных и разностной плотности распределения заряда валентных электронов в плоскости $(1\,\bar{1}\,0)$, где расположены атомы разного сорта. Как показал расчет, распределение заряда в подрешетке катиона щелочного металла (*Li*, *Na*) носит равномерный характер по всему пространству, за исключением узлов, в которых должны располагаться атомы второго катиона (фосфора), где наблюдаются глубокие минимумы. Карты распределения заряда в подрешетке фосфора демонстрируют сосредоточение основного заряда на самих атомах, между которыми также расположены глубокие минимумы. Заряд валентных электронов в подрешетке аниона (*N*) также распределен преимущественно на атоме азота. На основании этого можно сделать вывод о том, что химическая связь, формируемая в кристаллах $LiPN_2$ и $NaPN_2$, является ионной, в отличие от других представителей семейства халькопирита, в которых химическая связь носит ионно-ковалентный характер. Установлено, что связь *Na-N* носит более ионный характер, чем связь *Li-N*. А обе они, в сою очередь, являются более ионными, чем связь *P-N*. В соединении $NaPN_2$ жесткость малого *P*-тетраэдра должна быть больше, чем в $LiPN_2$, поскольку известно, что при увеличении ионной составляющей связи *A- N* жесткость малого *P*-тетраэдра возрастает за счет электростатического отталкивания анионов, окружающих атом фосфора.

1. K. Landskron, S. Schmid, W. Schnick. Z. Anorg. Allg. Chem.,.627, 2469 (2001).
2. Ю.Н. Журавлев, А.С. Поплавной. ЖСХ, 42, 860 (2001).
3. А.С. Поплавной, Ю.И. Полыгалов, А.М. Ратнер. ФТП, 20, 702 (1982).

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ СТРУКТУРЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ A^3B^5 МЕТОДОМ ПОЗИТРОННОЙ АННИГИЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В.И. Графутин[a], О.В. Илюхина[a], В.В. Калугин[b], Г.Г. Мясищева[a], Е.П. Прокопьев[a], С.П. Тимошенков[b], Н.О. Хмелевский[a], Ю.В. Фунтиков[a], О.М. Бритков[b]

(a) Институт теоретической и экспериментальной физики им А.И. Алиханова 117218, Москва, Россия;

(b) Московский государственный институт электронной техники (технический университет), 124498, Зеленоград, Россия

В экспериментах по аннигиляции используются радиоактивные β^+-изотопы (^{22}Na,^{64}Cu,^{60}Co и т.д.), испускающие позитроны в интервале энергий от нуля до 700 кэВ; поэтому средние пробеги позитронов в различных материалах, как правило, не превышают величину 150 мкм. Это означает, что подавляющая часть позитронов аннигилирует в приповерхностных слоях исследуемых материалов [1,2].

Предположим для простоты рассмотрения, что основными видами позитронных состояний являются: термализованные позитроны в объеме и позитроны, захваченные точечными и протяженными дефектами. Причем последние являются преимущественно отрицательно заряженными (назовем их позитрончувствительными) дефектами.

Элементарное рассмотрение кинетики процесса аннигиляции позволяет получить формулы для определения средних значений концентраций позитрончувствительных дефектов и их средних размеров по основным характеристикам аннигиляционных спектров

$$I_N = \frac{k_d}{(\lambda_l + k_d)};\ (1 - I_N) = \frac{\lambda_l}{(\lambda_l + k_d)};\ \lambda_l = \frac{1}{\tau_l}, \qquad (1)$$

где I_N - интенсивность узкой компоненты в кривых углового распределения аннигиляционных фотонов (УРАФ); k_d - константа скорости захвата позитронов дефектами; τ_l - время жизни позитронов в объеме кристалла, обратное вероятности аннигиляции λ_l.Из этих выражений получаем

$$k_d = \left[\frac{I_N}{(1-I_N)}\right]\cdot\lambda_1 . \qquad (2)$$

В случае измерения временного распределения аннигиляционных фотонов (ВРАФ) константа k_d записывается в виде

$$k_d = \left[\frac{I_2}{(1-I_2)}\right]\cdot\lambda_1 . \qquad (3)$$

Здесь I_2 - интенсивность долгоживущей компоненты, обусловленная аннигиляцией захваченных дефектами позитронов.

В рамках одиночного центра захвата позитронов величина k_d, в свою очередь, может быть записана в виде двух адекватных выражений

$$k_d = \sigma_+ \upsilon \overline{N}_d , \qquad k_d = 4\pi D_+ \overline{R}_d \overline{N}_d . \qquad (4)$$

Здесь σ_+ - сечение захвата позитронов; υ - скорость термализованных позитронов; $\overline{N}_d$ - средняя концентрация дефектов в области кристалла, соответствующей пробегам позитронов; D_+ - коэффициент диффузии позитронов. Таким образом, из приведенных выражений можно определить величины $k_d, \overline{N}_d$ и $\overline{R}_d$, если известны такие параметры, как λ_1, D_+, σ_+ и υ.

Проведенные исследования аннигиляции позитронов в монокристаллах кремния [2], полупроводниковых соединениях A^3B^5 и A^2B^6, халькогенидных полупроводниках, ЩГК и окислах, а также эпитаксиальных структурах различной природы показали довольно высокую чувствительность метода позитронной аннигиляции к электронной и дефектной структуре названных материалов, наличию дислокаций, состоянию приповерхностных слоев. Открытый эффект "тяготения" позитрона к глубоким акцепторным атомам переходных элементов в фосфиде и арсениде галлия [2] позволил исследовать методом позитронной аннигиляции природу, состав и зарядовые состояния этих глубоких акцепторов.

Благодаря выделению узкой компоненты I_N из кривых УРАФ по формулам (1), (2) были оценены чувствительности метода позитронной аннигиляции в отношении содержания позитрончувствительных дефектов ($N_d \geq 10^{15}$ см$^{-3}$). Например, средняя концентрация позитрончувствительных дефектов в автоэпитаксиальных структурах

кремния n- и p-типов оказалась приблизительно равной 10^{16} см$^{-3}$, а их размер - порядка 1 нм.

В работе [3] исследовались времена жизни позитронов [2] в полупроводниках InP, InSb, GaAs различных марок. Полупроводники GaAs были выращены по методу Чохральского, а полупроводники InP и InSb – по методу Бриджмена. Образцы InP (InP12) и InSb (InSb13) с ориентациями (100) и (111) соответственно имели n-тип проводимости. Образцы GaAs i-типа (AGP14, AGC15, AGT16) с ориентацией (100) легировались хромом и представляли собой высокоомные подложки. Толщины подложек InP, GaAs составляли 300 мкм, а для InSb – 400 мкм. Таким образом, все позитроны аннигилировали в объеме полупроводников, так как, по оценкам [2], их средняя длина пробега не превышала величину 150 мкм. В таблице 1 приведены времена жизни позитронов в полупроводниках InP, InSb и GaAs.

Таблица 1

Средние времена жизни позитронов в полупроводниках InP, InSb и GaAs

Полупроводники		τ_1, пс	τ_2, пс	I_2, %
InP	InP12	187 ± 8	360 ± 22	25 ± 7
InSb	InSb13	170 ± 13	326 ± 12	47 ± 9
GaAs	AGP14	139 ± 25	239 ± 9	65 ± 15
GaAs	AGC15	148 ± 29	241 ± 13	64 ± 20
GaAs	AGT15	109 ± 21	239 ± 6	70 ± 7

Согласно [3], наличие многокомпонентного временного спектра в исследованных образцах полупроводников говорит о наличии, по крайней мере, двух типов позитронных состояний. Короткоживущая компонента со временем жизни τ_1, вероятнее всего, обусловлена аннигиляцией свободных термализованных позитронов, а вторая короткоживущая компонента со временем жизни τ_2, обусловлена, вероятнее всего, связанным состоянием позитронов на глубоких акцепторах в этих полупроводниках (таких, как хром в GaAs или вакансии In в полупроводниках InP и InSb).

В табл.2 приведены определенные из выражений (3) и (4) величины k_d, N_d, R_d с величинами $\lambda_1 = 1/\tau_1$, I_2 (табл.2), $D_+ \approx 0{,}16$ см^2/с, $\sigma_+ \approx 10^{-14}$ см^2 и средней тепловой скоростью позитрона $\upsilon \approx 10^7$ см/с [3-5].

Таблица 2

Параметры аннигиляции и концентрации глубоких акцепторов в полупроводниках InP, InSb и GaAs

Полупроводники		τ_1, пс	I_2, %	$k_d \cdot 10^{-9}, c^{-1}$	$N_d \cdot 10^{-16}$, см$^{-3}$	R_d, Å
InP	InP12	187 ± 8	25 ± 7	1,78	1,78	≈ 5
InSb	InSb13	170 ± 13	47 ± 9	5,22	5,22	≈ 5
GaAs	AGP14	139 ± 25	65 ± 15	13,36	13,36	≈ 5
GaAs	AGC15	148 ± 29	64 ± 20	12,01	12,01	≈ 5
GaAs	AGT15	109 ± 21	70 ± 7	21,41	21,41	≈ 5

Среднее поперечное сечение захвата позитронов дефектами было принято равным геометрической площади дефектов с минимальными радиусами порядка 2-5 Å, то есть $\bar{\sigma}_+ = \pi R_d^2(\min) \sim 10^{-14}$ см^2 . Эти дефекты, как отмечается в [1-5], служат наиболее эффективными ловушками позитронов. Как следует из данных табл.2, средние концентрации глубоких акцепторов в полупроводниках InP, InSb и GaAs составляют $10^{16} - 10^{17}$ см$^{-3}$, а их средний эффективный размер (диаметр) ≈ 10 Å.

1. К.П. Арефьев, С.А. Воробьев, Е.П. Прокопьев. Позитроника в радиационном материаловедении ионных структур и полупроводников. М.: Энергоатомиздат, 1983. 88 с.
2. Е.П. Прокопьев, С.П. Тимошенков, В.И. Графутин, Г.Г. Мясищева, Ю.В. Фунтиков. Позитроника ионных кристаллов, полупроводников и металлов Москва.: Ред.-изд. отдел МИЭТ, 1999. 176 с. (см. также http://www.prokopep.narod.ru).
3. В.Д. Заболотный, П.П. Матяш, Е.П. Прокопьев. Электронная техника. Сер. Материалы. 1990. Вып.7. С.60.
4. В.В. Батавин, А.П. Дружков, А.Е. Гарнак, А.Д. Мокрушин, Е.П. Прокопьев, Ф.Р. Хашимов // Микроэлектроника. 1980. Т.9. С.120.
5. Е.П. Прокопьев. Введение в теорию позитронных процессов в полупроводниках и ионных кристаллах. М., 1979. 384 с. - Деп. в ЦНИИ "Электроника". Р-2837.

МИКРОДЕФЕКТЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ GaAs(Si), ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ВЕРТИКАЛЬНОЙ НАПРАВЛЕННОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ (ВНК)

П.А. Филатов[a], В.Т. Бублик[a], А.В. Марков[b], К.Д. Щербачев[a], М.И. Воронова[a]

(a) Московский государственный институт стали и сплавов (технологический университет), Москва, Россия, e-mail: PFilatov@gmail.com;

(b) ФГУП «Гиредмет», Москва, Россия

С помощью метода Бонда [1] и диффузного рассеяния рентгеновских лучей (ДРРЛ) [2] сделана попытка изучить влияние особенностей получения монокристаллов ВНК-GaAs(Si) - на распределение остаточной примеси бора, а тожке рассмотреть особенности микродефектов (МД), образующихся в кристаллах GaAs, выращенных методом ВНК, который имеет ряд принципиальных технологических отличий от метода Чохральского с жидкостной герметизацией расплава (ЧЖГР) и метода горизонтальной направленной кристаллизации (ГНК), способных оказать существенное влияние на формирование микродефектов.

Как видно из представленных в таблице данных, значение периода решетки в выращенных кристаллах всегда ниже значения периода для нелегированного GaAs, выращенного из стехиометрического расплава (a = 0.565365 нм [3]).

Таблица. Характеристики образцов GaAs(Si)

Номер слитка	Участок слитка	Концентрация ОНЗ (n-типа), 10^{18} см$^{-3}$	Средняя плотность дислокаций, 10^2 см$^{-2}$	Параметр решетки вдоль диаметра пластины, нм		
				центр	середина радиуса	край
1	н*	1,2	14	0,5653 55	0,5653 55	0,5653 56
	к	3,05	93	0,5653 35	0,5653 47	0,5653 52
5	н	3	14	0,5653 58	0,5653 58	0,5653 54
	к	3,4	170	0,5653 47	0,5653 53	0,5653 58
8	н	0,78	170	0,5653 47	0,5653 47	0,5653 46

н - начало слитка;

к - конец слитка

Известно, что и бор, и кремний, располагаясь в позициях Ga, уменьшают период решетки a [4]. В соответствии с правилом Вегарда, это уменьшение пропорционально разнице ковалентных атомных радиусов примеси и матрицы. Поэтому, как показали

оценки, наблюдаемое уменьшение периода решетки при содержании Si ([Si] $3 \cdot 10^{18}$ $см^{-3}$) вызвано не атомами кремния, а, в первую очередь, присутствием бора.

Уменьшение периода вдоль оси слитка отчетливо коррелирует с увеличением концентрации основных носителей заряда (ОНЗ) к концу слитка. Данная зависимость может быть следствием восстановления бора кремнием по реакции $2B_2O_3 + 3Si \rightarrow 3SiO_2 + 4B$. Термодинамический анализ этой реакции показал [5], что концентрация бора в твердой фазе должна быть пропорциональна концентрации кремния в степени 3/4. Отсюда видно, что в случае выращивания с добавкой оксида бора должна существовать корреляция в концентрациях кремния и бора, а содержания B и Si должны быть сопоставимы количественно.

Наблюдаемые радиальные распределения периода решетки легко объяснимы с точки зрения кривизны фронта кристаллизации и связанной с ней неравномерности распределения концентраций примесей Si и B в поперечном сечении.

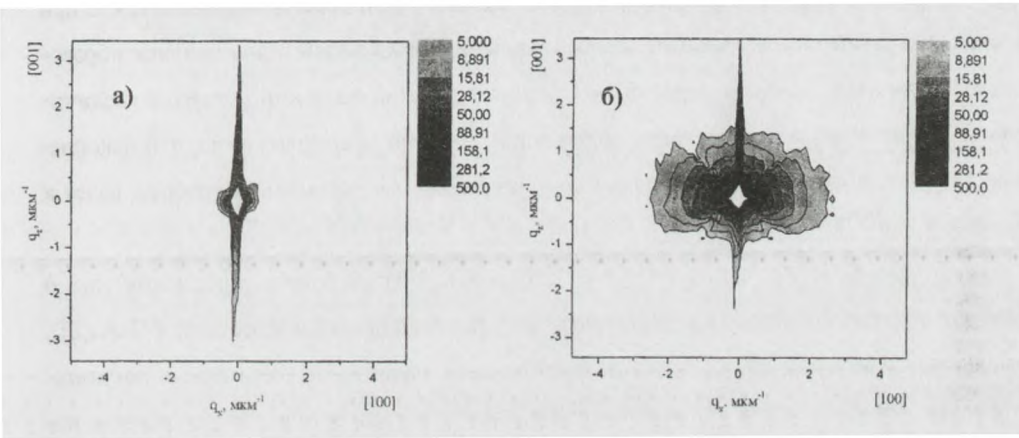


Рис. 1. Распределение ДРРЛ в окрестности узла 004 обратной решетки для образцов: ***а*** - 8-н, $n = 0.78 \cdot 10^{18}$ $см^{-3}$; ***б*** - 1-к, $n = 3.05 \cdot 10^{18}$ $см^{-3}$.

Картина ДРРЛ для образца ВНК-GaAs(Si), вырезанного из начальной части слитка и относительно слабо легированного кремнием, приведена на рис. 1а. При таком уровне легирования, как и в случае с исследованием кристаллов, выращенных методами ЧЖГР и ГНК, нет влияния примеси на образование микродефектов. Малая интенсивность ДРРЛ свидетельствует о малом количестве МД, и, следовательно, о малом отклонении состава образцов от стехиометрического. Характер изодиффузных контуров свидетельствует о преобладающих дефектах с положительной мощностью. Распреде-

ление интенсивности по q_x сечению позволяет утверждать, что эти МД имеют размеры порядка нескольких микрометров, и это на порядки больше выделений As на дислокациях [6]. По-видимому, речь идет о неоднородностях, возникающих на начальных стадиях выпадения мышьяка при высоких температурах.

Форма изодиффузного контура сильно легированного кремнием кристалла ВНК-GaAs, вырезанного из конечной части слитка (рис. 1б), позволяет считать, что МД, дающие такое диффузное рассеяние, являются плоскими. Это могут быть квазидвумерные ассоциации с низкой симметрией поля деформаций. Смещение контуров к положительным значениям q_z свидетельствует о преобладании дефектов с положительным знаком деформации. Принимая во внимание концентрацию Si в кристалле (вследствие политропии она как минимум в полтора раза превышает концентрацию ОНЗ [7]), можно с уверенностью сказать, что в данном случае выпадение из раствора кремния определяет характер картины ДРРЛ.

Анализ трехкомпонентной диаграммы фазового равновесия показывает, что при понижении температуры от температуры плавления GaAs в кристалле должны образоваться фазы SiAs, $SiAs_2$. Вследствие небольшого избытка As, к концу слитка увеличивается концентрация межузельного мышьяка. Высказано предположение, что накопление As_i благоприятствует образованию комплексов Si—As, ассоциация которых ведет к образованию МД.

Полученные экспериментальные результаты подтверждают предположение о том, что содержание бора определяет величину периода решетки кристаллов GaAs(Si), выращенных методом ВНК. Важным практическим следствием полученных результатов является возможность количественной оценки содержания бора по результатам измерений величины периода решетки, а также возможность управлять периодом, путем изменения количества флюса B_2O_3.

Распределение периода решетки вдоль радиуса пластины можно использовать в качестве индикатора формы фронта кристаллизации. Полученные данные распределения периодов решетки в пластинах, вырезанных из разных частей слитков, свидетельствуют о практически плоском фронте кристаллизации – в начале и вогнутом в кристалл – в конце процесса выращивания. Наличие прямой зависимости между средней плотностью дислокаций и разницей периодов решетки на краю и в центре пластин позволяет утверждать, что главным фактором, влияющим на плотность дислокаций в процессе роста, является форма фронта кристаллизации

Кристаллы GaAs(Si), полученные методом ВНК и легированные до концентрации ОНЗ $n \approx 1 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$, характеризуются малым отклонением состава от стехиометрии и небольшим содержанием крупных МД с положительной мощностью, сопровождающих начальные стадии выпадения мышьяка при высоких температурах. Образцы GaAs, сильно легированные кремнием ($n \approx 3 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$), содержат крупные (порядка микрометров) межузельные МД, которые, вероятно, могут играть роль областей зародышеобразования новых фаз типа SiAs и $SiAs_2$.

В отличие от кристаллов, выращенных из раствора-расплава с избытком галлия, и кристаллов, полученных методом ГНК, вакансионные МД (V-МД) четко не выявлены. Высказано предположение, что бор задерживает образование V-МД.

1. W. L. Bond. Acta cryst, **3**, 814 (1960).
2. В.Т. Бублик, С.Ю. Мацнев, К.Д. Щербачев и др. ФТТ, **45** (10), 1825 (2003).
3. В.Т. Бублик, М.Г. Мильвидский. Материаловедение, **1**, 21 (1997).
4. L.C.Bassignana, D.A. Macquistan, G.C. Hillier et al. J. Crystal Growth, **178**, 445 (1997).
5. В.Т. Бублик, К.Д. Щербачев, С.Ю. Мацнев. Изв.вузов. Материалы электрон. техн., 1, 75 (2005).
6. B.T. Lee, R. Gronsky, E.D. Bourret. Journal Crystal Growth, **96**, 333 (1989).
7. D.T.J. Hurle. Journal of Applied Physics, **85** (10), 6957 (1999).

ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ПРИПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ n-GaAs (100)

П.А. Генцарь

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарёва НАН Украины,

03028, Киев, Украина, просп. Науки 45, E-mail: gentsar@isp.kiev.ua

Исходя из принципа неопределенностей для энергии E и времени t ($\Delta E \cdot \Delta t > \hbar$), релаксационные эффекты в поглощении света кристаллом описывают феноменологическим параметром уширения Г, связанного с временем τ энергетической релаксации фотогенерированных носителей заряда соотношением $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$. Это соотношение позволяет оптическим методом оценить значение τ для соответствующих электронных переходов. Наиболее высокую точность такой оценки дает анализ спектров электроотражения [1-3]. Характерный параметр эффекта Келдыша-Франца $\hbar\theta$ (электрооптическая энергия) в электрическом поле F равен $\hbar\theta = \left(\frac{e^2 F^2 \hbar^2}{2\mu}\right)^{1/3}$,

где e – заряд электрона; $\mu^{-1} = (m_c^*) + (m_v^*)^{-1}$ - приведенная эффективная масса для рассматриваемого оптического перехода; m_c^* и m_v^* - соответственно эффективные массы электронов и дырок в зоне проводимости и валентной зоне; $\hbar$ - постоянная Дирака. В экспериментальных спектрах электроотражения для энергий E_m, которые отвечают экстремумам $\left|\frac{\Delta R}{R}\right|_m$ выполняется равенство [4]

$$m\pi = \psi + \frac{4}{3}\left(\frac{E_m - E_0}{\hbar\theta}\right)^{3/2}, \qquad (1)$$

где m – номер осцилляции; E_0 – энергия электронного перехода (энергетическое положение первого экстремума в спектре электроотражения); E_m – энергетическое положение экстремума осцилляции; ψ - относительный фазовый фактор. Из наклона зависимости $\frac{4}{3\pi}(E_m - E_0)^{3/2}$ от номера осцилляции m можно определить $(\hbar\theta)^{3/2}$, а отсюда и электрооптическую энергию $\hbar\theta$. По значению электрооптической энергии $\hbar\theta$ оцени-

вается поверхностное электрическое поле F_S ($F_S = \left[\frac{2\mu(\hbar\theta)^3}{e^2\hbar^2}\right]^{1/2}$).Величина фазового фактора ψ определяется из экстраполяции прямолинейной зависимости $\frac{4}{3\pi}(E_m - E_0)^{3/2} = f(m)$ до пересечения с осью абсцисс и формулы (1). Феноменологический параметр уширения Г экспериментальных спектров оценивается по полуширине первого экстремума в спектре электроотражения. Из формулы (1) можно установить связь между периодами осцилляций Келдыша-Франца $\Delta E_m = E_m - E_{m-1}$ и электрооптической энергией $\hbar\theta$, где m = 1,2,3... и $\Delta E = E_m - E_0$, где ΔE – расстояние от энергии перехода до экстремума последней осцилляции. Между экспериментальными параметрами существует связь $\Delta E = E_m - E_0 = 2\frac{(\hbar\theta)^3}{\Gamma^2} = 2\left(\frac{e^2F^2\tau^2}{2\mu}\right)$. Характерный для эффекта Келдыша-Франца параметр λ_{KF} с длиной, которая определяет протяженность осцилляции волновой функции квантово-механической частицы с приведенной массой μ в однородном электрическом поле F_s (длина волны электрона из энергий $\hbar\theta$) находят по формуле $\lambda_{KF} = \frac{\hbar\theta}{eF_S}$, а классическую толщину слоя обогащения по соотношению $L = \frac{2kT}{eF_S}$. Для экспериментальных спектров электроотражения n-GaAs (100), в которых осцилляции Келдыша-Франца отсутствуют, а электрооптическая энергия $\hbar\theta$ сопоставима с феноменологическим параметром уширения Г (промежуточные поля) энергия электронного перехода E_0 и феноменологический параметр уширения Г определяются также по энергетическому положению и полуширине первого экстремума в спектре электроотражения соответственно. В экспериментальных спектрах, когда $\hbar\theta \le \Gamma/3$ наблюдается исчезновение осцилляций Келдыша-Франца и превращение экспериментального спектра в резонансную структуру, которая состоит из положительного и отрицательного экстремумов (так называемый слабополевой режим измерений) [5] энергия критической точки E_0 и феноменологический параметр уширения Г определяются по трехточечному методу. GaAs используется в качестве подложки для нанесения различных пленок, получения наноструктур, гетероструктур, для изготовления светодиодов, солнечных элементов и других электронных приборов современного поколения [6-7].

Целью данной работы является контроль структурного совершенства монокристаллов n-GaAs (100), выращенных методом кристаллизации из расплава, выяснение количественного соотношения между концентрацией электронов в монокристаллах n-GaAs (100) и феноменологическим параметром уширения. На рисунке 1. показан спектр электроотражения реальной поверхности (предварительно химически травленной) монокристалла n-GaAs (100), полученный по электролитической методике (электролит 1N KCL) при комнатной температуре с концентрацией электронов 7,5 · 10^{16} $см^{-3}$ в энергетическом диапазоне 1,3 – 1,65 эВ.

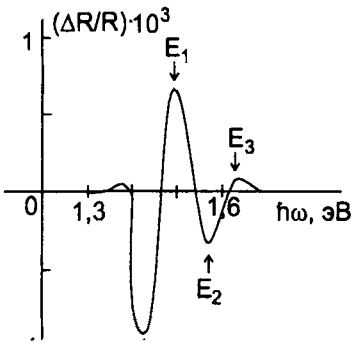


Рис.1.

Полярность экстремумов электроотражения показывает, что на поверхности реализуется слой обогащения. Для количественной интерпретации полученных данных следует учитывать наличие затухающих осцилляций у высокоэнергетической области спектра, период которых уменьшается с ростом энергии и сильно зависит от приложенного электрического поля. Эти особенности характерны для сильнополевого режима измерений. Из количественного анализа спектров электроотражения [8] для образца с концентрацией электронов n = 7,5 · 10^{16} $см^{-3}$ получены физические параметры и параметры области пространственного заряда: E_0=1,422 эВ (энергия первого экстремума в спектре электроотражения); $\hbar\theta$ = 62,78 · 10^{-3} эВ (рис.2); Г= 49,13 · 10^{-3} эВ (полуширина первого экстремума в спектре электроотражения); F_s=1,924·10^7 В/м. (m_e^*=0,065 m_0; m_p^*=0,475 m_0); $\psi = \pi/2$ (трехмерная критическая точка); ΔE=0,205 эВ; $\lambda_{K\Phi}$ = 3,88 нм; L = 2,599 нм. Согласно экспериментальным данным Г = (35-38)·10^{-3} эВ (n = 10^{15} $см^{-3}$) и Г = 75·10^{-3} эВ (n = 10^{18} $см^{-3}$) (рис.3), тогда время энергетической релаксации фотогенерированных носителей заряда τ примерно в два раза больше для образцов с концентрацией n = 10^{15} $см^{-3}$ в сравнении с τ для образцов с n = 10^{18} $см^{-3}$. Глубина проникновения света d (d = $\lambda/4\pi|N|$) = 17,27 нм (E=1,65 эВ; ε=12) и d = 21,92 нм (E = 1,3 эВ). Глубина про-

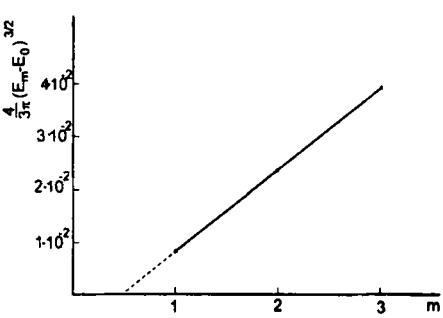


Рис. 2.

никновения электрического поля $L_д$ { $L_д = \left(\frac{\varepsilon\varepsilon_0 kT}{e^2 n}\right)^{1/2}$ } = 14,87 нм (ε_0 = 8,854·10^{-12} Ф/м , кТ = 0,025эВ). Известно, что информационная глубина исследуемого материала определяется наименьшей из величин глубины проникновения света и глубины проникновения электрического поля. Поэтому можно сделать вывод, что информационная глубина монокристалла n-GaAs (100) с концентрацией электронов n = 7,5 · 10^{16} см$^{-3}$ определяется глубиной экранирования электрического поля.

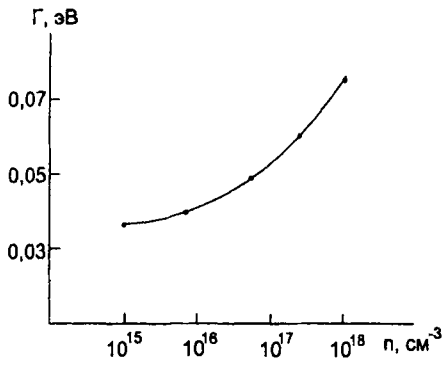


Рис.3.

Таким образом, исследуя спектры электроотражения монокристаллов n-GaAs (100) в диапазоне концентраций электронов n=10^{15}-10^{18} см$^{-3}$ по электролитической методике в энергетическом диапазоне 1,3-1,65 эВ и комнатной температуре получена эмпирическая зависимость феноме-нологического параметра уширения Г от концентрации электронов n.

1. М. Кардона. Модуляционная спектроскопия (М., Мир, 1972).

2. В.А. Тягай, О.В. Снитко. Электроотражение света в полупроводниках (Киев, Наук. думка, 1980).

3. П. Ю, М. Кардона. Основы физики полупроводников (М., Физ-матлит, 2002).

4. D.E. Aspnes. Phys.Rev., **B10** (10), 4228 (1974).

5. D.E. Aspnes. Surf. Sci., **37**, 418 (1973).

6. А.О. Волков, О.А. Рябушкин. Приборы и техника эксперимента, **5**, 121 (2001).

7. А.А. Герасимович, С.В. Жоховец, Г. Гобш и др. ФТП., **39** (6), 729 (2005).

8. П.А. Генцарь, А.И. Власенко. ФТП., **40** (9), 1094 (2006).

I - 14

КОМПЕНСАЦИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ПРИ ДИФФУЗИИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЯХ $A^{III}B^{V}$

О.Л. Кухто, В.М. Бойко, Н.Г. Колин
Филиал ФГУП «НИФХИ им. Л.Я. Карпова», Обнинск, Россия,
тел. (48439)-74731; e-mail: fci58@mail.ru

Диффузия в полупроводниках, особенно в полупроводниковых соединениях, представляет собой сложную, не до конца решенную проблему. Обычно процесс диффузии примеси описывается уравнением Аррениуса $D = D_0 \exp(E_a/kT)$, где предэкспоненциальный множитель $D_0 = \nu a^2$, ν – частота колебаний атомов в кристалле ($\approx 10^{13}$ $с^{-1}$), a – длина элементарного скачка атома, совпадающая с длиной связи в решетке, E_a – энергия активации диффузионного скачка. Величина D_0 в этом случае должна находиться в пределах 10^{-3}-10^{-1} $см^2с^{-1}$, в то время как ее экспериментальные значения находятся в пределах 10^{-8}-10^{21} $см^2с^{-1}$, причем максимальные значения D_0 относятся к диффузии атомов матрицы (для GaAs это атомы Ga и As).

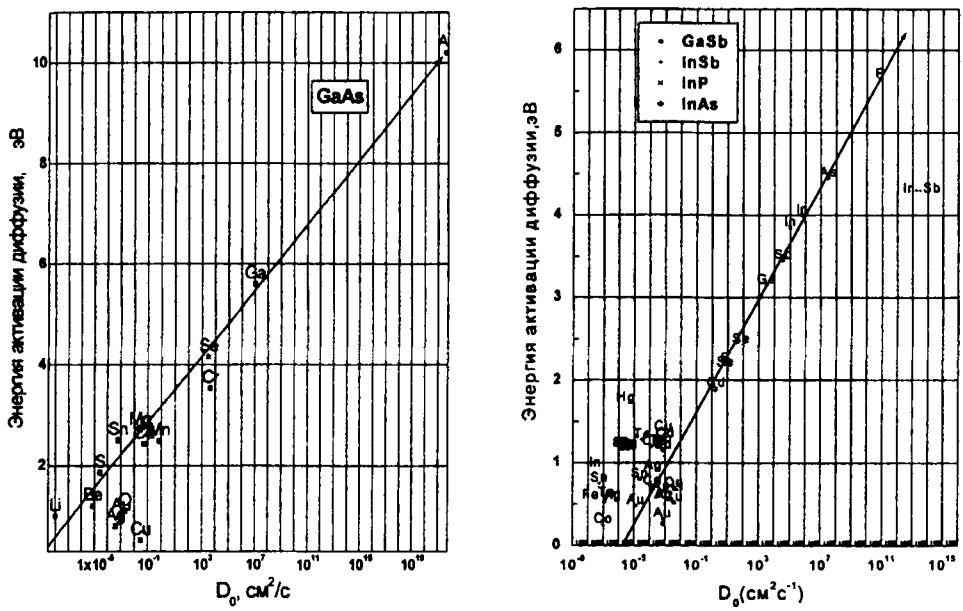
На основе имеющегося в настоящее время обширного экспериментального материала нами построены зависимости $E_a = log(D_0)$ (рис. 1). Данные для ряда элементов хорошо ложатся на линейную зависимость $lnD_0 = a+bE_a$. Такого рода зависимости известны давно и описаны в литературе [1-3] как компенсационные соотношения, однако детального рассмотрения этого эффекта не проведено. Очевидно, и ранее высказывалось такое предположение, что это связано с температурной зависимостью ряда величин, определяющих процесс диффузии (таких зависимостей можно найти множество). Однако, по нашему мнению, линейная зависимость lnD_0 свидетельствует скорее о преобладании одного из механизмов диффузии, причем в данном случае для большого ряда примесей существует линейная корреляция между энтропийным и энтальпийным членами. Мы полагаем, что это связано с упругой частью энергии в перевальном положении диффундирующего атома и с температурной зависимостью модулей упругости материала. Действительно, согласно [4,5], упругая энергия включения

$$E_{el} \approx 4/3\mu(\Delta V/V)^2 V, \qquad (1),$$

где μ – модуль сдвига матрицы, V – объем включения, ΔV – несоответствие объемов включения, т.е. диффундирующего атома и полости в перевальном положении. Модули упругости меняются с температурой как

$$\mu = \mu_0 - (d\mu/dT)\,T.$$

Величина $(d\mu/\mu)/dT = K_\mu$ для полупроводников находится в пределах $5\cdot10^{-4}$-10^{-3} град$^{-1}$ [6,7]. Тогда, если упругая энергия атома в перевальном положении равна 4 эВ, добавочный множитель в D_0 будет exp(23000·4 K_μ/2) = 10^{10}-10^{20}, т.е. находится в требуемом интервале величин.



Корреляционные зависимости между энергией активации диффузии элемента, E_a , и величинами D_0 для ряда полупроводниковых соединений.

Определим величину D_0, связанную с упругой энергией переходного кластера. Добавочный множитель связан с температурной зависимостью модулей упругости: D ≈ exp{[$-\alpha\ (\mu_o - (\Delta\mu/\Delta T)/RT$] (полагаем, что $E_{el} = \alpha\mu$). Преобразуя, получаем D ≈ exp[$-E_{el}/RT + E_{el}\cdot(\Delta\mu/\Delta T)/(R\mu)$]. Тогда величина наклона кривых на графике зависимости E_a = f(lnD_0) будет $\Delta E_a/\Delta(\ln D_0) \approx 1/(\Delta\mu/\Delta T)/(R\mu)$. Для расчетов и сопоставления с экспериментальными данными удобнее обратная величина $K_{экс} = (\Delta\mu/\Delta T)/(R\mu)$.

Следует отметить, что температурная зависимость модулей сдвига на порядок выше, чем для объемных модулей (см. таблицу). В работе [8] показано, что для широкого класса веществ модуль сдвига при температуре плавления примерно равен $0.55\mu_0$, где μ_0 – модуль сдвига при низких температурах. Расчеты с использованием этого соотношения (учтено отклонение от линейной зависимости при низких температурах) по-

казали удовлетворительное согласие между экспериментальным и вычисленным значениями наклона кривой $E_a = f(\ln D_0)$ (см. табл.). В данном случае величина $K_{экс}$, как указано выше, определялась из наклона экспериментальных зависимостей, приведенных на графиках 1, 2; величины $(\partial B/\partial T)/B$ и $(\partial \mu/\partial T)/\mu_p$ являются относительными температурными коэффициентами модулей всестороннего сжатия и сдвига соответственно.

Сопоставление относительных температурных коэффициентов упругих модулей с коэффициентом, полученным из компенсационного соотношения

Соединения	$K_{экс}$	$(\partial B/\partial T)/B_p$	$(\partial \mu/\partial T)/\mu_p$
GaAs	6×10^{-4}	$6{,}32\times10^{-5}$	$4{,}72\times10^{-4}$
GaSb	6×10^{-4}	$6{,}23\times10^{-5}$	$7{,}58\times10^{-4}$
InSb	$1{,}13\times10^{-3}$	$4{,}7\times10^{-5}$	$8{,}57\times10^{-4}$
InP	6×10^{-4}	$4{,}42\times10^{-5}$	$5{,}5\times10^{-4}$
InAs	6×10^{-4}	$4{,}83\times10^{-5}$	$6{,}0\times10^{-4}$

Как видно из таблицы, расчет с использованием упругих объемных характеристик $((\partial B/\partial T)/B)$ не дает удовлетворительного объяснения наблюдаемых эффектов. Силовые константы изгиба связей на порядок меньше, чем константы для сжатия (растяжения). Из этого следует, что энергия переходного кластера, в основном, определяется матрицей.

Предполагаем, что диффузия в соединениях $A^{III}B^{V}$ проходит по «ножничному» механизму, т.е. перескок атома происходит не вдоль связи, а через междоузлие в одноименную вакансию. Первоначально полагаем, что диффундирует нейтральный атом. Тогда элементарные геометрические оценки приводят к величине несоответствия $\Delta R/R \approx 0.06$, т.е. $\Delta R \approx 0.15$ А, в то время как оценки по формуле (1) для $E_{el} = 4$ эВ приводят к величине в 3 раза больше. Таким образом, рассчитанная с использованием обычных ковалентных радиусов упругая энергия на порядок меньше, чем требуется. По-видимому, это объясняется тем, что эффективный размер атома в перевальной полости ближе к атомарному размеру (наблюдаемому в вакууме), т.е. намного больше ковалентного размера [9]. Ковалентный радиус совпадает с максимумом распределения электронной плотности в p-состоянии, что много меньше эффективного радиуса несвязанного атома. Донорные атомы, вероятно, мигрируют в ионизованном состоянии. Элементарные оценки электростатической энергии взаимодействия положительного

иона, например, теллура с учетом заряда на атомах галлия приводят к небольшому увеличению энергии миграции. Для атомов серы и селена также характерны большие значения D_0, т.е., вероятно, эти атомы мигрируют в нейтральном состоянии. Атомы теллура имеют большой ковалентный и атомный радиусы и мигрируют в ионизованном состоянии. Упругая энергия в этом случае мала и для теллура характерны низкие значения E_a. Для некоторых примесей имеются различные экспериментальные данные, но характерно, что линия, соединяющая соответствующие точки, параллельна общей зависимости. Мы полагаем, что и в этом случае диффузия также проходит по вакансионному механизму, но диффундируют антиструктурные атомы (АСД). В случае стехиометрического состава малый множитель $\exp(-4H_v/kT)$ точно компенсируется вследствие более высокой энергии АСД и уменьшения энергии активации миграции. Кроме того, в данном случае возможна диффузия атомов вдоль связи с гораздо меньшей энергией активации. В случае отклонения стехиометрии в сторону мышьяка концентрация As_{Ga} и вакансий V_{Ga} , будет выше, и диффузия по антиструктурным положениям происходит быстрее. Для ряда быстро диффундирующих примесей характерны очень низкие значения D_0 и E_a. Это происходит в случае захвата вакансий, концентрация которых не зависит от температуры, поскольку внутри кристалла концентрация вакансий практически постоянна, что приводит к очень низким значениям D_0 и E_a .

1. Третьяков Н.Д. Твердофазные реакции. М., 1978.
2. Чеботин В.Н. Физическая химия твердого тела. М., 1982.
3. Хауффе К. Реакции в тведых телах и на их поверхности. М., 1962.
4. Эшелби Д. Континуальная теория дислокаций. М., 1963.
5. Смирнов А.А. Теория сплавов внедрения. М., 1979.
6. Стрельченко С.С. Соединения A^3B^5. М., 1984.
7. Баранский П.И. и др. Полупроводниковая электроника. Киев, 1975.
8. Varshni Y.P. Phys. Rev. B, v. 2, p. 3952, 1970.
9. Урусов В.С. Теоретическая кристаллохимия. М., 1987.

I - 15

ДИФФУЗИЯ ХРОМА В GaAs ПРИ НИЗКОМ ДАВЛЕНИИ ПАРОВ МЫШЬЯКА

С.С. Хлудков, О.Б. Корецкая, И.А. Прудаев, Г.Р. Бурнашева
Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова, Томск, Россия,
e-mail:kanc@spti.tsu.ru

Имеющиеся литературные данные по диффузии хрома в GaAs отличаются большим разбросом значений коэффициента диффузии хрома. Это, видимо, обусловлено особенностями проведения диффузии в отдельных работах, которые, при этом, не всегда приводятся полностью. В нашей предыдущей работе [1] приведены данные по диффузии хрома в GaAs при высоком давлении паров мышьяка. В настоящей работе получены новые данные по диффузии хрома в GaAs при низком давлении паров мышьяка, соответствующем галлиевой стороне диаграммы состояния системы Ga–As при строго контролируемых условиях проведения диффузии.

Диффузия хрома проводилась в откачанных ампулах в n-GaAs при температуре 850-1050^0 С, из слоя диффузанта толщиной 30 нм, напыленного на поверхность GaAs. В ампулу не помещался элементарный мышьяк, и в процессе отжига устанавливалось давление паров мышьяка, соответствующее давлению диссоциации. Объем ампул составлял 60 см^3,площадь пластин GaAs – 15 см^2. Диффузия хрома проводилась в GaAs с концентрацией электронов n = (1÷8) 10^{16} см$^{-3}$.

Наряду с выше приведенным экспериментом была проведена серия экспериментов по диффузии хрома в GaAs также без добавления в ампулу мышьяка, в которых при фиксированной температуре (970, 1000 или 1050^{0}С) варьировали следующие параметры эксперимента: объем ампулы (в интервале 18÷63 см^3), толщину (в интервале 350÷1000 мкм), площадь (в интервале 4÷35 см^2) и объем (в интервале 0,045÷1,05 см^3) пластин GaAs. Было проведено 5 серий экспериментов, в которых одновременно отжигалось 2-3 ампулы, причем варьировалась одна из приведенных величин. Это обеспечивало изменение соотношения площади пластин GaAs к объему ампулы ($S_{GaAs}/V_{амп}$) или объема пластин GaAs к объему ампулы ($V_{GaAs}/V_{амп}$).

Последняя серия экспериментов показала, что при значениях $V_{GaAs}/V_{амп}$ ниже некоторой критической величины, характерной для каждой температуры, наблюдается зависимость толщины высокоомного слоя (d) от соотношения $V_{GaAs}/V_{амп}$ причем имеет место монотонное возрастание d по мере уменьшения соотношения. Анализ результа-

тов показал, что полученная зависимость определяется изменением вакансионного равновесия в кристалле GaAs. Вакансионное равновесие в кристалле GaAs определяется температурой и давлением паров мышьяка над поверхностью GaAs. При этом, если в ампулу, в которой осуществляется диффузионный отжиг GaAs, мышьяк не помещать, то равновесное давление паров мышьяка, соответствующее давлению диссоциации на галлиевой стороне линии ликвидус системы Ga–As, устанавливается за счет испарения атомов мышьяка с поверхности пластин GaAs. Испарение атомов мышьяка с поверхности пластин GaAs приводит к генерации на поверхности вакансий мышьяка и миграции их вглубь пластины. Таким образом, из объема пластин GaAs уходит определенное количество атомов мышьяка и создается равное дополнительное количество вакансий мышьяка.

Ниже в таблице приведены следующие величины, соответствующие галлиевой стороне линии ликвидус системы Ga–As: давление паров двухатомных (P_{As_2}) и четырехатомных (P_{As_4}) молекул мышьяка, концентрация вакансий мышьяка (V_{As}) и концентрация вакансий, соответствующая стехиометрическому составу GaAs $(V_{As} \cdot V_{Ga})^{1/2}$ по данным [4], и рассчитанная нами концентрация дополнительных вакансий мышьяка ($V_{As,\ доп.}$), которые должны образоваться за счет испарения мышьяка из объема пластин GaAs в объем ампулы для достижения равновесного давления.

Таблица

T, ^{0}C	P_{As_2}, атм	P_{As_4}, атм	V_{As}, $см^{-3}$	$(V_{As} \cdot V_{Ga})^{1/2}$, $см^{-3}$	$V_{As,\ доп}$, $см^{-3}$
850	$2 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{17}$	$3 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^{16}$
1050	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{19}$	$7 \cdot 10^{17}$	$1{,}5 \cdot 10^{19}$
1200	$5 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$4 \cdot 10^{19}$	$3 \cdot 10^{18}$	$3 \cdot 10^{20}$

Величина $V_{As,доп.}$ рассчитывалась следующим образом: использовались величины давления паров мышьяка ($P_{As_2} + P_{As_4}$) и по уравнению Менделеева-Клапейрона определялось количество атомов мышьяка в ампуле. Полагали, что в пластине GaAs создается такое же количество дополнительных вакансий мышьяка, однородно распределенных по пластине GaAs. В таблице приведены значения $V_{As,доп}$ для случая $V_{амп.} = 60$ $см^3$, $V_{GaAs} = 0{,}07$ $см^3$. Величина $(V_{Ga} \cdot V_{As})^{1/2}$, соответствующая стехиометрическому составу

GaAs, при каждой температуре константа, хотя при этом величины V_{Ga} и V_{As} изменяются в широких пределах.

Отметим, что имеющиеся литературные данные по коэффициенту диффузии вакансий галлия и мышьяка в GaAs отличаются большим разбросом значений. Однако из наших экспериментальных данных по диффузии хрома в GaAs при разных условиях проведения диффузии следует, что скорость миграции вакансий, по крайней мере, выше скорости миграции атомов хрома. Поэтому процесс диффузии атомов хрома в GaAs не будет лимитироваться процессом миграции вакансий, но будет существенно определяться величиной концентрации вакансий.

Коэффициент диффузии хрома определяли по методике, изложенной в [1]. Определенные температурные зависимости коэффициента диффузии (D) и предельной растворимости (N_S) электрически активных атомов хрома в GaAs хорошо описываются уравнением Аррениуса:

$$D = D_0 \exp\left(\frac{-E}{kT}\right), \tag{1}$$

$$N_S = N_S^0 \exp\left(\frac{-E_S}{kT}\right), \tag{2}$$

где предэкспоненциальные множители $D_0 = 3.1 \cdot 10^5 см^2/с$ и $N_S^0 = 2.1 \cdot 10^{21} см^{-3}$, энергии активации E = 3.2±0.4эВ и E_S = 1.0±0.3эВ. Температурная зависимость D при высоком давлении паров мышьяка (1 атм), определенная в работе [1], описывается выражением (1), в котором $D_0 = 8 \cdot 10^9 см^2/с$, E = 4,9 эВ.

Вся совокупность полученных нами данных полностью согласуется и может быть объяснена с единых позиций диссоциативного механизма диффузии хрома в GaAs. При этом процесс диффузии хрома в GaAs в конечном итоге определяется концентрацией вакансий галлия. В случае диссоциативного механизма диффузии, согласно [2-4], концентрация междоузельных атомов N_i и, соответственно, коэффициент диффузии хрома в GaAs описываются выражениями:

$$N_i \sim N_V^{-1} \sim P_{As_4}^{-1/4}, \tag{3}$$

$$D \sim D_i \frac{N}{N_V} \sim P_{As_4}^{-1/4}. \tag{4}$$

где D_i – коэффициент диффузии примеси по междоузлиям, N – концентрация примеси в узлах, N_V - концентрация вакансий галлия, P_{As_4} - парциальное давление паров четырех-

атомных молекул мышьяка. Таким образом, в случае диссоциативного механизма диффузии коэффициент диффузии должен определяться концентрацией вакансий галлия, которая в свою очередь определяется температурой и парциальным давлением паров мышьяка.

В наших экспериментах при переходе от давления паров мышьяка, соответствующего давлению диссоциации, к высокому давлению (1 атм), P_{As_4} возрастает от ~ 10^{-4}атм до 1 атм (на четыре порядка) при 1050^{0}C и от 10^{-8} атм до 1 атм (на восемь порядков) при 850^{0}C. Соответственно, согласно выражению (4), коэффициент диффузии хрома при переходе от низкого к высокому давлению паров мышьяка должен уменьшаться при 1050^{0}C на порядок, а при 850^{0}C на два порядка, что находится в хорошем согласии с экспериментальными данными. Соответственно изменяется и наклон температурной зависимости коэффициента диффузии ($D = f\left(1/T\right)$), определяющий энергию активации процесса диффузии, которая в данном случае является некоторой эффективной величиной. Эксперименты, в которых изменяли соотношение $V_{GaAs}/V_{ампл}$ является существенным дополнением к общей картине процесса диффузии хрома в GaAs и также хорошо объясняется с вышеизложенных позиций.

Таким образом, полученные результаты хорошо объясняются с позиций диссоциативного механизма миграции атомов хрома в кристаллической решетке GaAs, согласно которому коэффициент диффузии существенно зависит от парциального давления паров мышьяка и возникающих при этом вакансий галлия.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-2-17486).

1. С.С. Хлудков, О.Б. Корецкая, А.В. Тяжев. ФТП, **38** (3), 274 (2004).
2. Б.И. Болтакс. Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках (Л., Наука, 1972).
3. Т.Д. Джафаров. Дефекты и диффузия в эпитаксиальных структурах (Л., Наука, 1978).
4. Х. Кейзи. В кн.: Атомная диффузия в полупроводниках (М., Мир, 1975).

СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В GaAs В УСЛОВИЯХ РЕАЛИЗАЦИИ МЕТАСТАБИЛЬНОСТИ EL2–ЦЕНТРОВ

Ф.С. Габибов

Институт физики Дагестанского научного центра РАН, Махачкала, Россия

Глубокий донор в GaAs, известный как EL2, является постоянным объектом различных исследований, поскольку его присутствие в монокристаллах и эпитаксиальных слоях обуславливает одновременно высокую подвижность носителей и полуизолирующие свойства материала. Основу EL2-центра составляет антиструктурный дефект As_{Ga} и одно из основных свойств его состоит в возможности перехода в метастабильное состояние $EL2^*$ в ходе облучения образцов при низкой температуре (T < 100 K) светом с энергией фотонов $h\nu$ = 1.0÷1.3 эВ [1]. Переходом центра в $EL2^*$–состояние объясняется ряд таких явлений, как гашение фотопроводимости, фотоемкости, оптического поглощения, люминесценции и спектра ЭПР в полуизолирующем GaAs [1–3].

В случае оптически стимулированного гашения фотопроводимости (ФП) в работе [2] показано, что в условиях реализации перехода $EL2 \rightarrow EL2^*$ в спектральной области $h\nu$ = 1.0÷1.5 эВ имеют место два типа гашения. Это примесное гашение в области $h\nu$ = 1.0÷1.25 эВ, наблюдаемое при возбуждении образца фотонами из этой же области (область самогашения), и гашение ФП в области, близкой к собственной $h\nu$ = 1.35÷1.5 эВ. Оба типа гашения характеризуются спектральными распределениями с максимумами при $h\nu_{max} \approx$ 1.13 эВ и 1.45 эВ, соответственно, и различными временными зависимостями развития при освещении светом с $h\nu$ = 1.0÷1.25 эВ [2]. Однако, вопрос влияния этих особенностей гашения на характер распределения низкотемпературных (T <100 K) спектров ФП в кристаллах GaAs в интервале фоточувствительности их остается еще невыясненным. Целью настоящей работы и было экспериментальное изучение этого вопроса.

Исследуемые образцы с удельными сопротивлениями $\rho \sim 10^7 \div 10^9$ Ом·см при комнатной температуре изготовлялись из структур, полученных жидкофазной эпитаксией слоев арсенида галлия на полуизолирующие подложки GaAs. Типичные размеры образцов 4.0×1.0×0.3 мм. Измерения показали, что характер спектрального распределения ФП при T = 90 K в области $h\nu$ = 0.6÷1.8 эВ в основном определяется

параметрами подложек и условиями их проведения [4]. Поэтому фотовозбуждение модулированным или стационарным излучением осуществлялось в торец образцов с индиевыми контактами к поверхностям с наращенными слоями. Все измерения выполнялись при напряжениях на образцах из области линейности вольтамперных характеристик темнового и фототока (≤ 10 В).

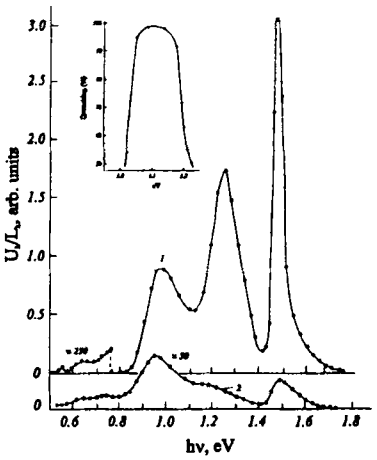


Рис.1.

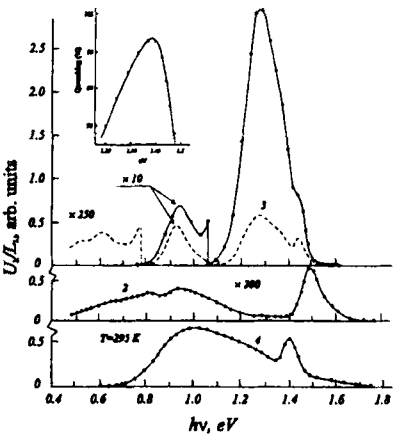


Рис.2

Спектры ФП, измеренные по модуляционной методике на двух образцах (№83–Б и №69–П), приведены на рисунках 1 и 2. При T = 295 К спектр характеризуется широкой полосой в области $h\nu$ = 0.7÷1.30 эВ с максимумом при $h\nu_m \approx$ 1.0 эВ и примыкающей полосой собственной ФП (рис.2, кривая 4). На отдельных образцах полоса в примесной области проявлялась с максимумами и при более низких энергиях из интервала $h\nu$ = 0.9÷1.0 эВ. Такое поведение спектрального распределения ФП при T = 295 К близко соответствует данным, полученным на полуизолирующем GaAs, в котором спектральные характеристики определяются EL2 - центрами [5].

Спектры ФП, полученные при T = 90 К, имели довольно сложный по распределению характер (кривые 1 на рисунках). Так, для образца №69-П, независимо от режима охлаждения (в темноте, или при экспозиции собственным светом с $h\nu_m$ = 1.52 эВ в процессе охлаждения), в области $h\nu$ = 0.7÷1.7 эВ, вместо широкой полосы $h\nu_m \approx$ 1.0 эВ, наблюдаемой при T = 295 К, обнаруживаются хорошо разрешенные полосы с максимумами $h\nu_m \approx$ 0.95 и 1.25 эВ и полоса собственной ФП. Высокоэнергетическая полоса из примесной области на образце №83-Б проявлялась наложением с полосой собственной ФП (Рис.2, кривая 1). Это очевидно и сказалось на

положении ее максимума вблизи $h\nu_m \approx 1.3$ эВ. Однако, в обоих случаях интенсивность высокоэнергетической ФП была больше низкоэнергетической $h\nu_m \approx 0.95$ эВ.

При последовательных низкотемпературных ($T = 90$ К) измерениях спектров ФП наблюдалось понижение фоточувствительности по всей области проявления полос $h\nu_m \approx 0.95 \div 1.3$ эВ при одновременном смещении красной границы в сторону низких энергий вплоть до $h\nu_{кр} \approx 0.5$ эВ (рис.2, кривая 2). Смещение $h\nu_{кр}$ наблюдалось также при возбуждении образцов при $T = 90$ К собственным или примесным светом из области $h\nu > 0.95$ эВ, что свидетельствует о присутствии в них ловушечных центров с $E_t < 0.6$ эВ. Последние в GaAs обычно проявляются в условиях термической активации [6] и обнаруживают слабую фотоактивность в измерениях низкотемпературных спектров ФП [7]. Поэтому в формирование спектров ФП существенный вклад эти центры не вносят.

В условиях проведения измерений спектров ФП при $T = 90$ К будет иметь место частичная перелокализация носителей через C-зону с характерных для GaAs глубоких EL2–центров на ловушечные центры с $E_t < 0.6$ эВ. Несомненно, это приведет к некоторому понижению фоточувствительности в области $h\nu > 0.8$ эВ. Однако, как показывают наши исследования, перелокализация электронов является не единственной, да и не основной причиной наблюдаемого характера гашения ФП в области $h\nu \approx 0.8 \div 1.5$ эВ. Действительно, достаточно длительное ($t = 20$ мин) предварительное освещение образцов при $T = 90$ К излучением с $h\nu = 1.11$ эВ приводило к более значительному гашению фоточувствительности. Из рис.1 и 2 видно, что гашение наблюдается как в примесной области, так и в области, близкой собственной ФП (кривые 2 и 3, соответственно). Такое поведение ФП, как отмечалось выше, является характерной особенностью проявления типичных для GaAs центров EL2 и связано с переходом последних в метастабильную конфигурацию $EL2^*$ в условиях ионизации их.

Как видно из рисунков, фотоиндуцированное гашение ФП, обусловленное переходом $EL2 \rightarrow EL2^*$, неравномерно по спектру. Причем, наибольшему гашению она подвержена в области, близкой к собственной, и несколько менее – в низкоэнергетической области спектра. Такая особенность гашения, скорее всего, является следствием различия скоростей протекания его в этих областях в процессе реакции $EL2 \rightarrow EL2^*$.

При низкотемпературных ($T = 90$ К) исследованиях стационарных спектров ФП

неравномерность гашения фоточувствительности по спектру, очевидно, будет проявляться и без предварительного освещения образцов GaAs излучением из области $h\nu$ = 1.0÷1.25 эВ. В этом случае они подвергаются воздействию гасящего излучения в ходе проведения измерений спектров ФП в условиях последовательного увеличения энергии возбуждающих фотонов из области $h\nu$ = 0.6÷1.7 эВ. В пользу этого предположения свидетельствует близкое соответствие максимумов спектров гашения по энергии $h\nu_m \approx$ 1.13 и 1.45 эВ (кривые на вставках) [5] минимумам $h\nu_{min} \approx$ 1.15 и 1.42 эВ фоточувствительности, проявляющейся на спектре в виде отдельных полос (рис.1 и 2, кривые 1).

Следует заметить, что при проведении низкотемпературных измерений стационарнарных спектров ФП в направлении уменьшения энергий возбуждаемых фотонов $h\nu$ от высоких значений к низким ($h\nu$ = 1.7÷0.6 эВ) гашение фоточувствительности наблюдалось, как правило, в области $h\nu$ = 1.25÷1.0 эВ. Причем оно проявлялось на спектре несколько в меньшей степени, чем при сканировании $h\nu$ в направлении возрастания. Это еще раз свидетельствует, что наблюдаемое гашение фоточувствительности по спектру обусловлено квантами света из примесной области $h\nu$ = 1.0÷1.3 эВ.

Таким образом, приведенные экспериментальные результаты позволяют предположить, что неравномерность фотостимулированного гашения фоточувствительности и особенности его проявления по спектру в полуизолирующем GaAs в условиях реализации перехода EL2 → $EL2^*$ являются существенными факторами, влияющими на формирование низкотемпературных спектров ФП.

1. M.O. Manasreh, D.W. Fischer, W.C. Mitchel, Phys. Stat. Sol. (b), **154**, 11 (1989).

2. J. Jimenez, P. Hernandez, J.A. de Soja, J. Bonnafe, J. Appl. Phys., **57**, 5290 (1985).

3. G.M. Martin, Appl. Phys. Lett., N39, 747 (1981).

4. Ф.С. Габибов, А.А. Бабаев, С.Ф. Габибов, Тезисы докл. 2-й Российск. конфер. по физике полупроводников, Зеленогорск, №1, 127 (1996).

5. Н.Т. Баграев, Н.М. Колчанова, В.А. Машков, Письма в ЖЭТФ, **5**, 231 (1987).

6. В.Н. Вертопрахов, Е.Г. Сальман, *Термостимулированные токи в неорганических веществах*, Новосибирск: «Наука» (1979).

7. Ф.С. Габибов, С.Ф. Габибов, Труды междунар. конфер. «Оптика полупроводников», Ульяновск: Ул ГУ, 59 (2000).

РАСЧЕТ КОНЦЕНТРАЦИИ СОБСТВЕННЫХ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ФОСФИДАХ III ГРУППЫ

Ю.К. Крутоголов[a], Ю.И. Кунакин[a], А.А. Матяш[a], А.М. Николаенко[a], А.К. Горбунов[b], И.Н. Радченко[b], Н.А. Силаева[b], А.С. Созыкин[b]

(a) ОАО «НИИ материалов электронной техники», Калуга, Россия;

(b) Филиал МГТУ им. Н.Э. Баумана, Калуга, Россия

Перспективы применения кристаллов GaP и эпитаксиальных слоев твердых растворов $In_{1-x}Ga_xP$ и $In_{1-y}(Ga_{1-x}Al_x)_yP$ для создания различных электронных приборов в значительной мере зависят от наличия структурных дефектов кристаллической решетки: дислокаций, примесей, вакансий, междоузельных атомов, антиструктурных дефектов и их ассоциаций, которые образуют глубокие уровни в запрещенной зоне полупроводника, ответственные за ограничение эффективности люминесценции светодиодов, деградацию полупроводниковых лазеров и транзисторов с высокой подвижностью электронов. В связи с этим определение концентрации собственных дефектов имеет важное практическое значение. Однако, так как соединениям $A^{III}B^{V}$ свойственны жесткие тетраэдрические связи, то отклонения от стехиометрии в этих полупроводниках относительно невелики [1]. По этой причине экспериментальное изучение дефектности материала сопряжено с большими трудностями, обусловленными необходимостью прецизионного определения содержания основных компонентов.

В настоящей работе на основе метода квазихимических реакций, представлений равновесной термодинамики и статистической физики построена математическая модель процесса образования собственных точечных дефектов в твердом растворе $In_{1-x}Ga_xP$. В термодинамической модели дефектообразования предполагалось, что образуются лишь те типы точечных дефектов, которые характерны для исходных бинарных соединений InP и GaP. Поскольку природа точечных дефектов во многом определяется атомами ближайшего окружения, то при расчетах принимались во внимание четыре различных типа вакантных узлов и шесть типов антиструктурных дефектов. Концентрация дефектов каждого типа рассматривалась пропорциональной мольной доле соответствующего компонента твердого раствора. Концентрации заряженных дефектов и концентрации свободных носителей заряда связывали между собой условием электронейтральности кристалла. Для каждой квазихимической реакции применялся закон действующих масс, и искомая концентрация дефектов выражалась через константу

реакции применялся закон действующих масс, и искомая концентрация дефектов выражалась через константу равновесия. Константы равновесия рассчитывались через энтропии и энтальпии соответствующих реакций дефектообразования.

Математическая модель, представленная уравнением четвертого порядка, позволила рассчитать концентрации свободных электронов и дырок, нейтральных и ионизированных вакансий и антиструктурных дефектов при температуре выращивания полупроводникового материала.

Концентрации указанных простых собственных дефектов являются исходными для расчета образования комплексов во время охлаждения полупроводникового материала от температуры выращивания до комнатной температуры. Математическая модель комплексообразования представлена системой семи нелинейных уравнений вплоть до четвертого порядка. Здесь также для каждой квазихимической реакции применялся закон действующих масс, и искомая концентрация дефектов выражалась через константу равновесия. Константы равновесия рассчитывались через изменения энтальпии при объединении простых дефектов, обусловленные в значительной степени взаимодействием между противоположными зарядами, кроме того, учитывалось число способов, которыми комплекс может быть реализован, а также пространственная симметрия комплексов.

Результаты расчета представлены в виде графиков зависимости концентраций дефектов от обратной температуры и от состава твердого раствора.

Предпринята попытка сопоставления результатов расчета с экспериментальными данными, полученными для эпитаксиальных слоев GaP, InGaP и AlGaInP методом нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней [2,3].

1. П.П. Москвин, С.Ю. Овчинников, В.С. Сорокин. Кристаллография, **28**, 530 (1983).

2. A.V. Skazochkin, Y.K. Krutogolov, G.G. Bondarenko. Semiconductor Science and Technology, **11**, 495 (1996).

3. Y.K. Krutogolov, Y.I. Kunakin, V.V. Lebedev. Inst. Phys. Conf. Ser., **155**, 929 (1997).

GROWTH AND INVESTIGATION OF InSb:Mn ALLOYS

I.S. Zakharov[a], A.V. Kochura[a,b], R. Laiho[c], E. Lahderanta[b], A. Lashkul[c],
S.F. Marenkin[d], A.V. Molchanov[d], S.G. Mikhailov[d], G.S. Jurev[e]
(a) Kursk State Technical University, Kursk, Russia;
(b) Department of Physics, Lappeenranta University of Technology, Lappeenranta, Finland;
(c) Wihuri Physical Laboratory, University of Turku, Turku, Finland;
(d) Institute of General and Inorganic Chemistry RAS, Moscow, Russia;
(e) Institute of Inorganic Chemistry SB RAS, Novosibirsk, Russia

d - elements doping semiconductors of III-V group let to synthesize ferromagnets, called diluted magnetic semiconductors. The highest Curie temperature $T_c \approx 173$ K has been detected in $Ga_{1-x}Mn_xAs$ [1].

At present time an examination of magnetic properties of others III-V compounds doped with manganese are taken actively. In particular, indium antimonide attracts attention as a material having the narrowest energy gap and the highest electron mobility among III-V semiconductors. About ferromagnetic $In_{1-x}Mn_xSb$ films with T_c up to 20 K was reported in [2-4]. It stimulated our interest to research InSb bulk samples with different contents of manganese.

To synthesis polycrystalline InSb:Mn samples solid state reactions have been used. Prepared samples contained from 0.12 to 1.42 mas.% manganese.

Crystallographic properties of obtained materials were analyzed by DRON-1 X-ray diffractometer (XRD). The XRD patterns showed InSb peaks. Within the limits of metering error no changes of lattice constant depending on Mn contents were found and no observable traces of second phase compounds were observed. At the same time micro-structural analysis, which was conducted with the help of electron scanning microscope, detected presence of micro-inclusions of manganese antimonides with sizes less 1 μm.

Therefore, in additional, analysis of diffraction patterns recorded using synchrotron radiation were carried out. Diffraction patterns were containing InSb as well as Mn_2Sb peaks. Manganese pnictide Mn_2Sb is ferrimagnetic with critical temperature $T_C = 550$ K.

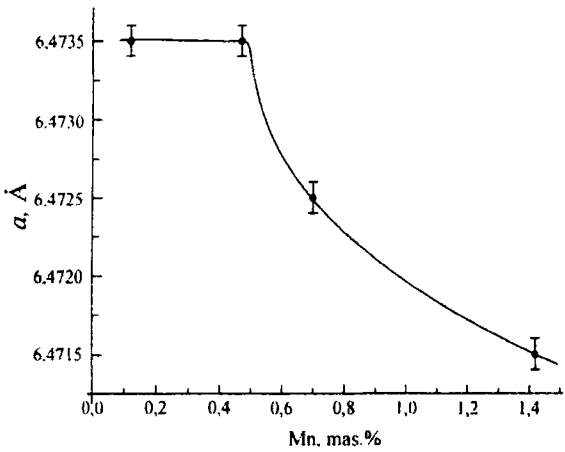


Fig.1. Dependence of lattice constants on manganese content in InSb:Mn alloys.

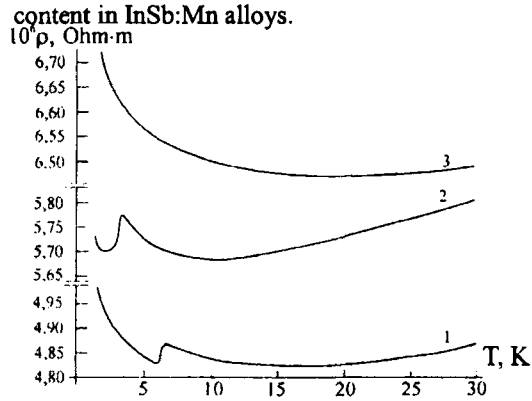


Fig.2. Temperature dependence of the resistivity of InSb polycrystals containing mass. % Mn: 1- 1,42; 2- 0,7; 3- 0,48

Lattice constants of samples doped with 0,12 and 0,48 mas. % Mn were equal and had the value a =6,4735 Å, which is distinguished from the well-known value for InSb pure monocrystal a =6,4782 Å. In our opinion such the difference of lattice constants arises from peculiarities of growth procedure using for samples synthesis. Fast cooling from melt temperature to temperature of liquid nitrogen with rate 10-12 °C was one of them. Lattice constant was 0.001 Å less for sample with 0.7 mas. % Mn (a=6.4725 Å) and 0.002 Å less for sample with 1.42 mas. % Mn (a=6.4715 Å) (fig.1). Decreasing of a can explain by formation of $In_{1-x}Mn_xSb$ solid solution. It was verified by investigations of electrical and magnet properties of InSb:Mn.

All samples were p-type and had carrier concentration $\sim 10^{20}$ cm^{-3}. Semiconductor character of conductivity at low temperatures T < 10 K was observed and was changing to metal with increasing temperature. Curves of resistivity depending on temperature ρ(T) for samples doped with 0,7 and 1,42 mas. % Mn have small peaks at T < 10 K (fig. 2). Researches of $In_{1-x}Mn_xSb$ films grown by molecular beam epitaxy made it clear that such the peak lies close to Curie temperature [2, 4].

Investigation of Hall resistivity at T < 10 K and magnetic field B ≈ 0.1 T showed anomalous Hall coefficients was negative for all samples. It is a character of $In_{1-x}Mn_xSb$ and $Ga_{1-x}Mn_xSb$ ferromagnetic semiconductors [2, 5].

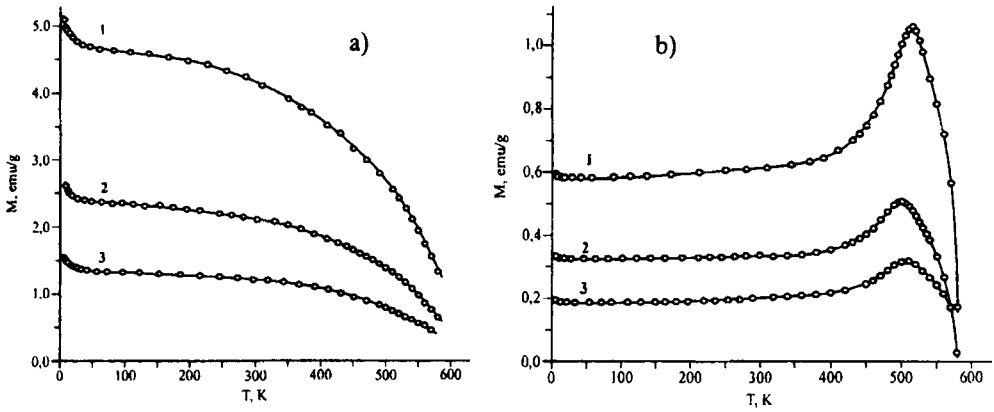


Fig. 3. Temperature dependences of magnetization InSb:Mn alloys at applied fields: a) H = 50 kOe; b) H = 500 Oe. The numbers of the curves correspond to Mn content (mass. %): 1 - 1,42; 2 - 0,7; 3 - 0,48.

The magnetizations measurements were performed using SQUID magnetometer. All samples had compound magnetic structure (Fig.3). When magnetization M did not reach saturation (H < 1000 Oe), with increasing T magnetization at first was decreasing with the law like Curie-Weiss and then was increasing to maximum at about 500 K after that was decreasing and tending to zero at T > 580 K. Presence of the maximum can explain by disappearance of antiferromagnetic order in Mn_2Sb with temperature increasing. In magnetic fields, which are greater then saturation field, curves magnetization did not have any peaks. Character of M(T) decrease showed Curie temperature was rather more the highest temperature of measurements (580 K) and did not change for all samples. In all probability samples contained a little deal of the third phase, which is ferromagnetic semimetal MnSb with T_c =587 K.

This work was supported by the Wihuri Foundation, Finland, and by Russian Academy of Sciences (programme No8).

1. K.Y. Wang, R.P. Campion, K.W. Edmonds et.al. Proc. 27th Int. Conf. on Phys. of Semicon., Flagstaff, 333 (2005)
2. T. Wojtowicz, W.L. Lim, X. Liu et. al. Physica E. **20**, 325 (2004).
3. S. Yanagi, K. Kuga, T. Stupinski et. al. Physica E. **20**, 333 (2004)
4. M. Csontos, G. Mihaly, B. Janko et. al. Nature materials. **4**, 447 (2005)
5. F. Matsukura, E. Abe, H. Ohno. J. Appl. Phys. **87**, 6442 (2000)

I - 19

ОТЖИГ НИТРИДА ГАЛЛИЯ ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ОБРАБОТКЕ

Н.В. Баровский, А.В. Добрынин
Московский институт электронной техники, Москва, Россия,
e-mail: dobrynin_a_v@mail.ru

В работе обсуждается возможность применения электронно-лучевой обработки малой мощности (LEEBI) для удаления водорода при получении p-типа проводимости GaN:Mg. Считалось, что температура при этом поднималась на несколько градусов. Однако для удаления водорода с помощью простого отжига требуются температуры не ниже 900°C. Такая разница температур при схожести результата вызывает сомнение. Поэтому в работе на основе классических представлений о теплопередаче (с мгновенным распространением тепла) рассчитана температура в области электронной бомбардировки, а затем этот результат сравнивается с расчетом для нестационарного случая, и для случая, когда учитывается скорость распространения тепла.

Полный пробег электронов в GaN для ускоряющего напряжения U равен: $\chi = 3\times10^{-2}\ U^{1.6}$. Считается, что максимальное энерговыделение происходит на глубине $\delta = 0{,}75\ \chi$ и сосредоточено преимущественно в слое толщиной $2r$, где $r = 0{,}125\ \delta$.

В работе рассмотрены два случая сканирования: А - как в телевизионной трубке с частотой кадров ψ =2,5÷25 Гц, Б - луч перемещается вручную. Параметры процесса:

А $U = 15$ кВ, ток в луче $I = 7\times10^{-5}$ А, $r^* = 15$ мкм со сканированием,

Б $U = 20$ кВ, ток в луче $I = 10^{-7}$ А, $r^* = 0{,}125$ мкм без сканирования,

где r^* - эффективный радиус электронного луча, равный половине от номинального значения. В случае А $\delta \approx 0{,}7$ мкм, $r \approx 0{,}1$ мкм, в случае Б можно ожидать $\delta \approx 1{,}13$ мкм и $r \approx 0{,}14$ мкм.

Критическая скорость для сканирования, определенная Ченом и Ли [1], выражается формулой: $\upsilon_0 = a/r^*$, где a – коэффициент температуропроводности. При скорости перемещения луча ниже критической необходимо учитывать распространение тепла из зоны бомбардировки в соседние области.

В случае, когда $\upsilon_e > \upsilon_0$ избыточная температура ϑ должна составить

$$\vartheta = \frac{\varepsilon Q_e}{\Psi C \rho V_s},$$

где Q_e – мощность луча, C – теплоемкость GaN, $V_s = S(z_2 - z_1)$ и S – площадь образца. После подстановки численных значений для случая А получаем $\vartheta = 720 \div 3800$°C. Таким образом, грубые оценки тепловых балансов на базе классических моделей показывают, что значение температуры в зоне бомбардировки может меняться в широких пределах, и для ее нахождения необходимо учитывать вынужденную и естественную скорость передвижения теплового фронта.

Нагрев в случае А можно представить как нестационарный процесс. На поверхности предполагается квазиустановившийся режим перемещения точечного источника тепла вдоль направления x с постоянной скоростью υ_e с мощностью εQ_e. Тогда избыточная температура выразится следующим образом:

$$\vartheta = \frac{\Theta \varepsilon Q_e}{\sqrt{\left(x^2 + y^2 + z^2\right)\lambda}},$$

где λ - коэффициент теплопроводности, Θ - постоянная, которая при малых x, y и z равна 0,16 [2]. Тогда на расстоянии эффективного радиуса луча от центра в случае А и Б ϑ = 92°C и 23°C соответственно. На глубине $2r$ соответственно – 6930 °C и 18 °C. В случае А такой высокой температуры не может быть хотя бы потому, что реальный источник тепла не является точечным. По методу подобия радиус эквивалентной полусферы, равной по объему зоне нагрева: 2,8 мкм. Тогда на краю эквивалентной полусферы ϑ = 513 °C.

В случае Б (в отличие от случая А) относительное расширение зоны нагрева будет существенным. Нагрев начинается в очень малой области объемом $4\pi r(r^*)^2$ (около $0{,}067 \cdot 10^{-18}$ м^3), т.е. с небольшой погрешностью можно считать, что тепло выделяется в эквивалентном шаре с радиусом $r' \approx 0{,}2$ мкм. За время τ' температурная волна пройдет расстояние $\upsilon\tau'$, а объем шара увеличится на ΔV:

$$\Delta V = \frac{4\pi}{3\left[\left(r' + \upsilon\tau'\right)^3 + \left(r'\right)^3\right]},$$

а в рассматриваемом объеме выделится количество тепла $Q = \varepsilon Q_e \tau'$. Избыточную температуру ϑ можно найти из теплового баланса:

$$Q(\tau) = \int_V C\rho\,\vartheta(r, \tau')\,dV.$$

С учетом затухания температурной волны и сокращения длины свободного пробега с ростом температуры область распространения тепла уменьшается за счет периферийной зоны. В этом случае следует ожидать повышения температуры на 700 ±

100°С. Таким образом, в случае А в каждой точке поверхности температура поднимается на 513°С, когда через нее проходит электронный луч. В случае Б температура может подниматься на 400÷700°С один раз в течение 2÷3 мкс.

Успевает ли за такое время водород диффундировать к поверхности пленки GaN? Коэффициент диффузии водорода $D_H = 10^{-11}$ см^2/с при 170°С , энергия активации диффузии 2,5 эВ [3]. Для оценки возможности удаления водорода из зоны бомбардировки применили формулу для расчета профиля диффузии:

$$N(z,T) = \frac{h N^0}{\sqrt{\pi T D_H}} \exp\left(-\frac{z^2}{4 T D_H}\right),$$

где N – концентрация водорода, h – толщина тонкого слоя с диффузантом, z - координата, T - время. Для смены типа проводимости достаточно, если концентрация водорода упадет на 3 порядка [1,5], т.е.

$$\frac{N(0,T)}{N^0} = \frac{h}{\sqrt{\pi T D_H}} = 0{,}001 .$$

В случае А: h = 0,8 мкм, тогда время, требуемое для удаления водорода, $2 \cdot 10^{-4}$с. В случае Б: h = 0,1 мкм и $T = 2{,}5 \cdot 10^{-5}$с, что меньше, чем время нагрева. Следовательно, в случае А водород удаляется почти полностью. А в случае Б – только частично на глубине 70 нм. Сама примесь может оттесняться в соседние области и может диффундировать назад. Тогда в рассматриваемой зоне восстанавливается i-тип проводимости. Именно этот эффект наблюдался ранее [4,5]. Обработка маломощным электронным лучом [4] носила явно выраженный метастабильный характер из-за малых размеров областей p-типа. После повышения уровня энергетического воздействия более, чем на три порядка (до $1{,}5 \cdot 10^8$ Дж/м^2) удалось получить относительно стабильный нитрид галлия р-типа проводимости.

Аналогичные результаты можно получить, если использовать широко расфокусированный неподвижный пучок электронов с энергией, например, 5 кэВ и плотностью тока 10 А/см^2. Непременным условием при этом должно быть импульсное воздействие электронов (длительность импульсов до 4 мкс) с большой частотой. Однако период между импульсами должен быть достаточным для рассеивания тепла. Тогда, например, при частоте 10 кГц длительность процесса составит несколько минут. В этом случае можно ожидать смену типа проводимости в пленке нитрида галлия на глубине до 0,5 мкм.

1. I. Chen, S. Lee. J. Appl. Phys., **54** (2), 1062 (1983)

2. А.И. Пехович, В.М. Жидких Расчеты теплового режима твердых тел. - Л.: Энергия, 1976. - 352 с.

3. M.S. Brandt, N.M. Johnson, R.J. Molnar. Appl. Phys. Lett., **64** (17), 2264 (1994)

4. H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, I. Akasaki. Jap. J. Appl. Phys., **28** (12), L2112 (1989)

5. С.К. Обыден, Г.А. Перловский, Г.В. Сапарин, С.И. Попов Известия АН СССР. Сер. Физич. **48** (12), 2374 (1984).

ДИНАМИКА РЕШЕТКИ СЛОЖНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ ГРУППЫ $A^2B^5_2$

А.В. Копытов[(a)], В.Н. Ткаченко[(b)]

(a) Кемеровский госуниверситет, Кемерово, Россия, e-mail: kopytov@kemsu.ru;

(b) Филиал КемГУ, Анжеро-Судженск, Россия, e-mail: tvn@asf.ru

Анизотропные кристаллы ZnP_2, CdP_2 и $CdAs_2$ относятся к большой группе сложных полупроводниковых соединений $A^2B^5_2$ с перспективными возможностями использования их в электронной технике и оптоэлектронике [1]. Эти кристаллы обладают естественной оптической активностью (двулучепреломление, вращение плоскости поляризации), характеризуются механической и оптической стойкостью. Кроме того, диарсенид кадмия характеризуется высокой прозрачностью в ИК области спектра, а также значительной анизотропией электрических и оптических свойств.

В данной работе представлены результаты численного расчета решеточных колебаний тетрагонального ZnP_2 (α–ZnP_2), моноклинного ZnP_2 (β–ZnP_2), CdP_2 и $CdAs_2$ в модели Китинга [2]. Анализ взаимных расстояний между атомами кристаллов позволяет учитывать константы центрального взаимодействия между катионом и анионом α_1, между анионами α_2 и между катионами α_3. Нецентральное взаимодействие учитывалось угловыми постоянными β. Кулоновские силы учитывались в модели жестких ионов и рассчитывались по методу Эвальда. Параметры силового взаимодействия определялись из сравнения экспериментальных и теоретических длинноволновых частот, активных в ИК области. При этом использовался метод минимизации Хука-Дживса с ограничениями [3].

Параметры взаимодействия для исследуемых кристаллов приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры взаимодействия ZnP_2, CdP_2 и $CdAs_2$.

Параметры, $\times 10^3$ дин/см	α-ZnP_2	β-ZnP_2	CdP_2	$CdAs_2$
α_1	30,5	36,9	30,0	35,1
α_2	55,3	44,2	54,7	79,3
α_3	–	27,9	–	–
β_1	2,0	4,6	2,0	6,0
β_2	5,3	2,0	3,3	5,4
β_3	8,0	8,0	8,0	3,0
β_4	2,0	2,0	6,0	12,0
β_5	–	2,0	–	–
q (заряд в а.е.)	0,3	0,7	0,5	0,7

На рисунках 1, 2, 3 и 4 приведены фононные спектры в наиболее симметричных направлениях и точках зоны Бриллюэна, а также плотности колебательных состояний кристаллов, вычисленные непосредственным интегрированием по неприводимой части зоны Бриллюэна.

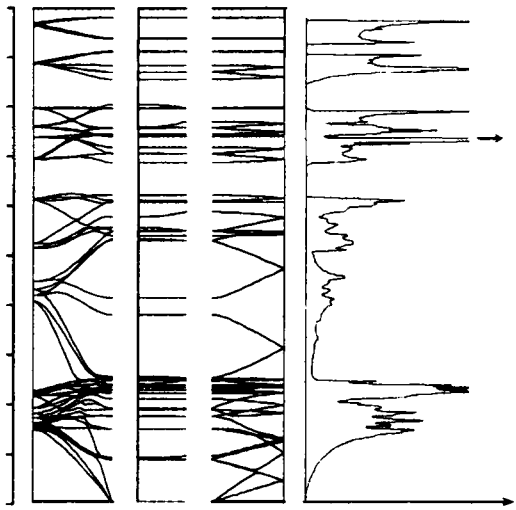


Рис. 1. Фононный спектр и плотность состояний тетрагонального ZnP_2

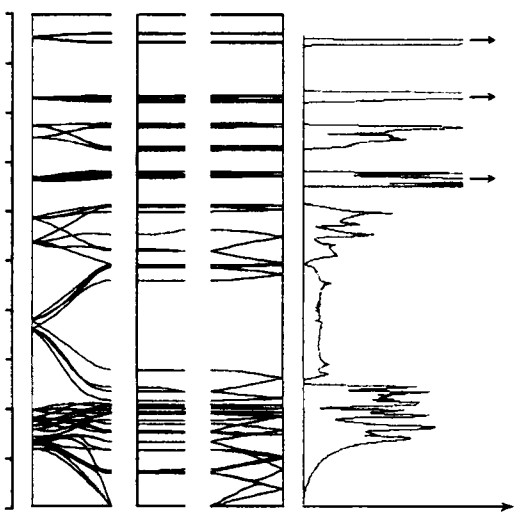


Рис. 2. Фононный спектр и плотность состояний тетрагонального CdP_2

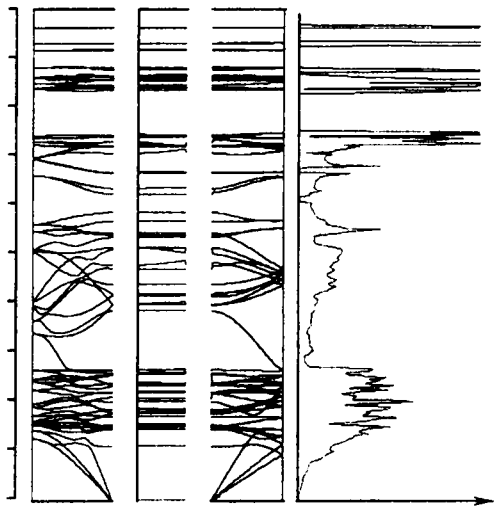


Рис. 3. Фононный спектр и плотность состояний моноклинного ZnP_2

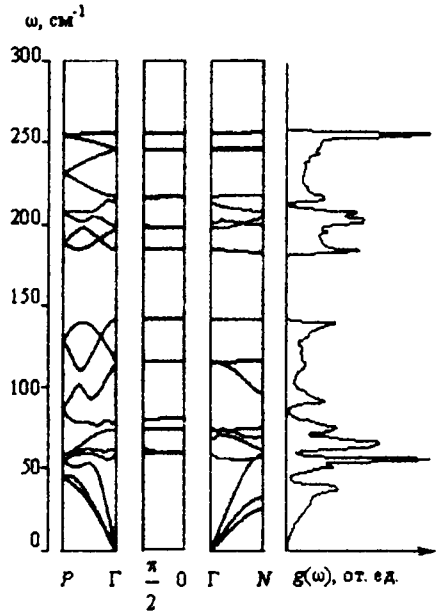


Рис. 4. Фононный спектр и плотность состояний $CdAs_2$

Анализ длин связей и валентных углов в тетрагональных дифосфидах цинка и кадмия, приведенных в работе [4], свидетельствует о близости химических связей ZnP_2 и CdP_2. Наши расчеты подтверждают этот вывод. Как видно из таблицы 1, силовые параметры, отвечающие взаимодействию первых соседей, являются очень близкими. Фо-

нонные спектры и функции плотности состояния, приведенные на рисунках 1 и 2, также свидетельствуют о близости химической связи в этих кристаллах. Анализ рассчитанных колебательных состояний показывает, что верхним частотам колебаний обоих кристаллов отвечают относительные смещения фосфора внутри четырех фосфорных цепочек.

Анализ параметров силового взаимодействия в кристаллах ZnP_2 различной модификации показывает, что определяющими являются взаимодействия Zn – P и P – P, которые приводят к подобию фононных спектров и плотности состояния. Из анализа вычисленных колебательных состояний следует, что верхняя часть спектра колебательных частот отвечает только колебаниям фосфора в обеих модификациях. Различие в фононных спектрах и плотности состояний тетрагонального и моноклинного ZnP_2 связано с наличием у моноклинного ZnP_2 связи Zn – Zn.

Анализ валентных углов у $CdAs_2$ показывает, что этот кристалл обладает значительно более сильными тетраэдрическими искажениями по сравнению с остальными рассмотренными нами соединениями. Однако и в этом случае модель Китинга дает вполне удовлетворительные результаты.

Развитая нами модель Китинга для кристаллов ZnP_2 и CdP_2 с 24 частицами и для $CdAs_2$ с 6 частицами в элементарной ячейке позволяет перейти к расчету других физических характеристик, таких как теплоемкость и упругие постоянные, а также применить ее к расчету решеточных колебаний других сложных полупроводниковых кристаллов группы $A^2B^5{}_2$.

1. В. Б. Лазарев, В.Я. Шевченко, Л. Х. Гринберг, В. В. Соболев. Полупроводниковые соединения группы $A^{II}B^{V}$. М. Наука, 1976, 256 с.

2. P. N. Keating. Phys. Rev., **2**, 145 (1966).

3. Б. Банди. Методы оптимизации. М.: Радио и связь, 1988. 128 с.

4. К.Б. Алейникова, А.И. Козлов, С.Г. Козлова, В.В. Соболев. ФТТ, **44**, 7 (2001).

П - 1

ПРИГОТОВЛЕНИЕ СТРУКТУРНО-УПОРЯДОЧЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ A^3B^5 ХИМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКОЙ И ПРОГРЕВОМ В ВАКУУМЕ

О.Е. Терещенко
Институт физики полупроводников СО РАН,
Новосибирский государственный университет,
630090, Новосибирск, Россия, e-mail: teresh@thermo.isp.nsc.ru

Развитие методов получения атомарно-чистых, структурно-упорядоченных поверхностей A^3B^5 с определенной атомной сверхструктурой без использования техники молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) является актуальной задачей технологии многих полупроводниковых приборов. Основной вопрос заключается в том, как в отсутствие молекулярных пучков приготовить атомарно-чистые и структурно-упорядоченные поверхности полупроводниковых соединений A^3B^5 при низкой температуре прогрева в вакууме. Под низкой понимается температура значительно (на 200°) ниже температуры десорбции оксидов с поверхностей этих полупроводников. Одно из решений поставленного вопроса заключается в предварительном удалении оксидов с поверхности полупроводника в жидком растворе и создании на поверхности пассивирующего слоя с низкой температурой десорбции, предотвращающего образование сильной связи остаточных загрязнений с поверхностными атомами полупроводника. При этом, как растворение оксидов, так и образование пассивирующего слоя должны проходить без травления самого кристалла полупроводника. Известно, что раствор соляной кислоты растворяет оксиды элементов третьей и пятой групп и не травит большинство полупроводников A^3B^5 , однако, до последнего времени вопрос о приготовлении не просто атомарно-чистых, а структурно-упрядоченных поверхностей A^3B^5 оставался открытым. Данная работа посвящена исследованию физико-химических процессов, происходящих при химической обработке поверхностей соединений A^3B^5 с целью получения атомарно-чистых и структурно-упорядоченных поверхностей полупроводников.

В работе использована методика подготовки поверхностей полупроводников A^3B^5 путём химической обработки в растворе HCl в изопропиловом спирте (HCl-ИПС) с последующим прогревом в вакууме. Методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, атомно-силовой и туннельной микроскопии, дифракции медленных электронов и спектроскопии характеристических потерь энергии электронов высокого

разрешения изучена эволюция химического состава, атомной структуры и электронных свойств поверхностей A^3B^5.

Основные результаты работы сведены в таблице, в которой для различных полупроводников A^3B^5 и кристаллографических ориентаций поверхностей, приведены составы естественных окислов, покрывающих исходные поверхности полупроводников, и состав образующегося пассивирующего покрытия после обработки в HCl-ИПС. Для сравнения в таблице приведены температуры приготовления атомарно-чистых поверхностей после обработки в HCl-ИПС и температуры десорбции оксидов с этих поверхностей. Показаны также последовательности реконструкций, наблюдаемых на поверхностях после химической обработки и прогревах в вакууме.

A^3B^5	Окс. на поверх.	HCl-ИПС пассив. слой	T очист. °C	$T_{окс}$ °C десорб.	Реконструкции
GaAs(100) (110) (111)As (111)Ga	 As_2O_3; As_3O_5; Ga_2O_3	 As 1-2 ML	 400	 580	(1x1), (2x4); (3x1)/(2x6); (4x2) (1x1) (1x1); (2x2), (1x1), (3x3), ($\sqrt{19}$x$\sqrt{19}$) (1x1); (2x2)
InAs(100) (111)In	As_2O_3; As_3O_5; In_2O_3	As 2-3 ML	250	450	(2x4); (2x4)/(4x2); (4x2) (1x1); (2x2)
InGaAs(100) x=0.2; 0.5		As 1-2 ML	250-350	580	(2x3); (4x2)
GaP(111)P	Ga_2O_3; P_2O_3	Cl, 1 ML	350	580	(1x1); (2x2)
InP(100)	In_2O_3	$InCl_x$, 2 ML	300	460	(1x1); (2x1); (2x4)/c(2x8)
InGaP(100)		$InCl_x$, 1 ML	300-350	580	(1x1); (2x4)/c(2x8)
InGaAsP(100)		As, ~1 ML	300	580	(6x4); (2x4)/c(2x8)
InSb(001)	In_2O_3, Sb_2O_3	$InCl_x$	300	530	(1x1); (1x3); (4x3); (4x2)/c(8x2)
GaSb(001)	Ga_2O_3, Sb_2O_3	$GaCl_x$	300	≥500	(1x1); (1x3)
GaN(0001) AlGaN(0001)	Ga_2O_3	_	450	≥600	(1x1)

Общим свойством для всех изученных соединений A^3B^5 является удаление с поверхности собственных оксидов и образование пассивирующего слоя, состав которого зависит от типа химического соединения A^3B^5. Для соединений III-As

(GaAs(001), (111)A,B, (110); InAs(001), (111)A; InGaAs(001)) химическая обработка в HCl-ИПС приводит к образованию пассивирующего слоя элементного мышьяка As^{o} толщиной 1-3 ML [1-2] и сохраняет атомную гладкость поверхности [3]. Химическая обработка соединений III-P (InP(001) [4], GaP(111)B) и III-Sb (InSb(001) [5], GaSb(001)) приводит к пассивации поверхности этих полупроводников хлоридными соединениями третьей группы. На поверхности GaN происходит удаление оксида галлия без образования пассивирующего слоя [6]. В работе обсуждаются различия в механизмах растворения оксидов и образования пассивирующего слоя на поверхности полупроводников.

Для всех соединений A^3B^5 атомарно-чистая поверхность получается прогревом в вакууме в среднем на 200° ниже температуры, необходимой для десорбции собственных оксидов. Прогрев в вакууме соединений III-As удаляет с поверхности элементный мышьяк и даёт набор сверхструктурных реконструкций, включая (2x4)/c(2x8) и (4x2)/c(8x2) на поверхности (001), реконструкцию (2x2) на поверхностях (111)A,B [7] и (1x1) – GaAs(110). Для соединений III-P и III-Sb прогрев в вакууме приводит к последовательности анион- и катион- стабилизированных реконструкций, характерных для этих соединений [4,5].

В заключение, используемая химическая обработка поверхностей A^3B^5 в спиртовом растворе HCl-ИПС позволяет удалять оксиды с поверхности полупроводников, сохраняя атомную гладкость, и приводит к пассивации поверхности тонкими слоями с низкой температурой десорбции. Прогрев в вакууме таким образом приготовленных поверхностей дает набор известных анион- и катион-стабилизированных реконструкций. Предлагаемый метод обладает универсальностью по отношению к приготовлению структурно-упорядоченных поверхностей полупроводниковых соединений A^3B^5 и позволяет получать поверхности, не уступающие по качеству поверхностям, получаемых десорбцией защитного слоя элемента пятой группы с поверхностей, выращиваемых методом МЛЭ.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 06-02-16093) и Фонда содействия отечественной науке.

1. O.E. Tereshchenko, S.I. Chikichev, A.S. Terekhov. JVST A, **17** 2655 (1999); Appl. Surf. Sci., **142**, 75 (1999).

2. O.E. Tereshchenko, A.S. Terekhov, D. Paget, P. Chiaradia, J.E. Bonnet, R. Belkhou, A. Taleb-Ibrahimi. Surf. Sci., **507-510**, 411 (2002).

3. V.L. Alperovich, O.E. Tereshchenko, N.S. Rudaya, D.V. Sheglov, A.V. Latyshev, A.S. Terekhov. Appl. Surf. Sci. **235**, 248 (2004).

4. O.E. Tereshchenko, D. Paget, P. Chiaradia, E. Placido, J.E. Bonnet, F. Wiame, A. Taleb-Ibrahimi. Surf.Sci. (2006) accepted for publication.

5. O.E. Tereshchenko. Appl. Surf. Sci. (2006) accepted for publication.

6. О.Е. Терещенко, Г.Э. Шайблер, А.С. Ярошевич, С.В. Шевелев, А.С. Терехов, В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, А.И. Бесюлькин. ФТТ, **46**, 1881 (2004).

7. O.E. Tereshchenko, V.L. Alperovich, A.S. Terekhov. Surf. Sci., **600**, 577 (2006).

II - 2

CHALCOGENE PROCESSING AT FORMING RECTIFYING CONTACTS Ni - GaP n-TYPE

S.A. Beznosyuk [b], L.V. Fomina[a], A.V. Privalov[b], S.E. Lebedenko[b]

(a) ASTA, Angarsk, Russia, e-mail: flvbaan@mail.ru;

(b) ASU, Barnaul, Russia, beznosyuk@chem.asu.ru

The share of semiconductor electronic parts in electronic package continuously grows. The leading role as basic semiconductive material is played by silicon. It is explained mainly by economic reasons. But the arsenide - gallic process engineering is polished so perfect that devices on the basis of gallium arsenide and his analogs are used applications in various industries, when solving problems in force departments, informatics of a society [1, 2]. Among semiconductors such as $A^{III}B^{V}$ gallium phosphide represents special interest. It is more stable on air, than gallium arsenide and indium phosphide. Apparent oxidizing of gallium phosphide starts at 700 C [3]. Brought up by a method of liquid-phase epitaxy beds GaP can be a basis for making the devices working at extreme temperatures up to 600 C that cannot be obtained using such traditional material as Si and GaAs [4]. The large value of forbidden bandwidth (E_g = 2,24 eV) of gallium phosphide allows to receive a high threshold sensitivity and to provide heat stability of detectors. Due to transparence in a visual part of a spectrum, GaP has application in optics, optoelectronics and a magneto-optics. Superficially - barrier photodiodes on the basis of gallium phosphide is perspective photodetectors of the UV band of a spectrum. On the basis of the given materials detectors of ionizing radiation with a long term of service [5] can be manufactured. As one of elements of electronic high-temperature devices, devices of power electronics, short-wave photodetectors contact to a Schottky barrier metal - gallium phosphide [6] is preferable.

Paper is about researching of process of a chalcogenidation of a surface of gallium phosphide in water solutions of chalcogene-containing materials to create a metal to semiconductor rectifying contact with a coherent border. Defects, strength, stability of a border metal - semiconductor is considerably influenced by geometrical, crystallochemical and electrochemical parameters of boundary phases and the interlayer of substances existing on a surface of the semiconductor and which was included in structure of heteroboundary. Coherency of linking of boundary metal - gallium phosphide can be reached if there is an interlayer of chalcogenides, not. gallium oxide Gallium oxides are exist on a surface of the semiconductor after stages of wet etching of acids and washing in water. Chalcogenides of a

gallic can be formed in near-surface bed of the semiconductor due to processing of gallium phosphide in chalcogene-containing substances [7]. Gallium chalcogenides, Ga_2S_3, Ga_2Se_3, as well as gallium phosphide have the crystalline structure of blende belonging to a cubic singony, the structure of gallium oxide Ga_2O_3 falls into a trigonal singony. Atoms of sulfur and selenium are closer to atoms of phosphorum and a gallic in comparison to oxygen when we speak about sizes and magnitude of electronegativity. These facts allow to conclude that the border metal to gallium phosphide will be less defect and more stable at forming chemical bonds Ga - S, Ga - Se on a surface of the semiconductor of [8, 9].

Rectifying contacts to gallium phosphide were made by electrodeposition of nickel from sulphate electrolyte with pretreatment of a surface of the semiconductor in solutions of chalcogene-containing reagents. Semiconductors slices was manufactured of single-crystal gallium phosphide with concentration of main carriers (2-9) 10^{17} cm^{-3} and orientation of a surface (100) V. The choice of optimal current density for deriving the quality precipitates of metal have been made by method of cathode polarization curves of gallium phosphide in nickeliferous electrolyte and electrodeposition of nickel at the given current densities in an relevant Tafel interval on the polarization curve. In the interval from 0,3 up to 10 mA / cm^2 the best quality nickeliferous depositions was made at 2 mA / cm^2. A upsetting completely coated an effective surface of the cathode, had a metallic appearance and good adhesion to gallium phosphide. At the first investigation phase of effect of alternative of chalcogene surfacing of gallium phosphide on physical parameters of rectifying contacts Ni-GaP *of n-type* we led searching optimal dwell time of a surface of the semiconductor in solutions Na_2S and Na_2SeO_3 (tab. 1).

Table 1. Electrophysical parameters of Ni-GaP contacts *of n-type* depend on processing time of a surface of the semiconductor in solutions of chalcogene-containing substances

Processing	Parameters	3 min	6 min	10 min	20 min
Na_2S	β	1,34±0,04	1,5±0,1	1,79±0,03	1,98±0,05
	Φ_b, eV	0,90±0,02	0,98±0,03	0,80±0,01	0,78±0,03
Na_2SeO_3	β	1,44±0,05	1,57±0,04	1,86±0,03	2,16±0,04
	Φ_b, eV	0,93±0,04	0,89±0,02	0,89±0,03	0,82±0,04

The contacts formed at three-minute processing of the semiconductor in a solution of chalcogene-containing junction were subjected to a exposure in an air atmosphere in an exsiccator with chloride of calcium (tab. 2).

Table 2. Degradation of Ni-GaP contacts *of the n-type* formed on a surface of the semiconductor subjected chalcogene processing

Processing	Parameters	Dwell time, hour					
		0	24	72	120	168	240
Na_2S	β	1,34±0,04	1,36±0,01	1,33±0,02	1,38±0,07	1,36±0,09	1,38±0,05
	Φ_b, eV	0,90±0,02	0,90±0,01	0,91±0,01	0,90±0,02	0,90±0,04	0,90±0,02
Na_2SeO_3	β	1,44±0,05	1,43±0,03	1,45±0,02	1,48±0,02	1,47±0,04	1,50±0,03
	Φ_b, eV	0,93±0,04	0,90±0,03	0,92±0,04	0,91±0,03	0,90±0,03	0,89±0,03

Physical parameters of contacts (factor of ideality β and efficient barrier height Φ_b) were calculated from direct branches of voltage-current characteristics within the framework of the theory of thermoionic emission [6, 10, 11]. During a storage of contacts Ni-GaP *of n-type* there was a magnification of factors of ideality for both variants of pretreatment of a surface of the semiconductor. The effective barrier height of the contacts which was obtained on a sulphurizing surface of gallium phosphide was constant but barrier height for the contacts obtained at selenite processing of the semiconductor decreased during ten days for 4 %.

At the next stage of work the surface of gallium phosphide was exposed to combined, sulphidic-selenite processing (tab. 3).

Table 3. Electrophysical parameters of Ni-GaP contacts *of n-type* from the ration of dwell times of a surface of the semiconductor in solutions Na_2S and Na_2SeO_3

Parameters	Time, min						
	1:1	3:1	6:1	10:1	1:3	1:6	1:10
β	1,32±0,02	1,22±0,03	1,47±0,03	1,61±0,02	1,37±0,02	1,54±0,04	1,76±0,01
Φ_b, eV	0,95±0,01	0,97±0,02	0,91±0,01	0,93±0,01	0,91±0,01	0,92±0,03	0,90±0,02

Relative magnification of factor of ideality of rectifying Ni-GaP contacts *of n-type* for ten days of a storage in an atmosphere of air is 2 % that is a little bit less, than for single-pass chalcogene processings. The effective barrier height of contacts in this experiment remained constant (tab. 4).

Table 4. Degradation of contacts Ni-GaP *of the n-type* formed on a surface of the semiconductor, subjected combined chalcogene machining

Parameters	Dwell time, hour						
	0	24	120	144	168	192	240
β	1,22±0,03	1,22±0,05	1,21±0,02	1,24±0,02	1,23±0,04	1,24±0,01	1,24±0,04
Φ_b, эВ	0,97±0,02	0,97±0,02	0,97±0,01	0,97±0,01	0,97±0,02	0,97±0,01	0,97±0,01

Results of experiment shows that the contacts manufactured on a surface of the semiconductor, subjected combined chalcogene processing has greater stability of parameters and proximity of factors of ideality to one. The thermodynamic calculation [12] allows assuming the following chemical transfomations on a surface of gallium phosphide, in solutions of sulphide and selenite of sodium which results in forming coherent structure of contact nickel - gallium phosphide.

$$\mathbf{Ga_2O_3} + 3HS^- \quad \mathbf{Ga_2S_3} + 3OH^-; \; 2\mathbf{GaP} + 3HS^- + 8H_2O \rightarrow \mathbf{Ga_2S_3} + H_2PO_4^- + HPO_4^{2-} + 8H_2\uparrow$$

$$6\mathbf{GaP} + 7HSeO_3^- + 6OH^- \rightarrow 6\mathbf{GaSe} + HSe^- + 6HPO_4^{2-} + 3H_2O$$

1. Z.I.Alfyorov. An electronics engineering: science, a process engineering, business, 5, 88 (2004).
2. V.Majskaja. An electronics engineering: science, a process engineering, business, 8, 16 (2004).
3. G.M.Mokrousov. Reorganization of rigid bodies on phase boundaries. Tomsk, 230 (1990).
4. M.M. Sobolev, V.G. Nikitin. Letters in ЖТФ, 9, (28), 1 (1998).
5. A.I. Malik, G.G. Grushka. ФТП, 10 (25), 1691 (1991).
6. A.N. Pihtin, S.A. Tarasov, B. Kloth. Letters in ЖТФ, 20 (28), 74 (2002).
7. V.N. Bessolov, M.V. Lebedev. ФТП, 11 (32), 1281 (1998).
8. S.A. Beznosyuk, L.V. Fomina. Bulletin TSU. The bulletin of the operating scientific information, 11, 5 (2003).
9. L.V. Fomina, S.A. Beznosyuk, A.G. Bochkaryov, S.E. Lebedenko, V.M. Spodarev. Informations ASU, 3 (33), 42 (2004).
10. V.I. Striha, E.V. Buzaneva, I.A. Radzievsky. Semiconductor elements with a Schottky barrier. M., 248 (1974).
11. V.I. Striha. Theoretical bases of operation of contact metal the semiconductor. Kiev, 264 (1974).
12. L.V. Fomina, S.A. Beznosyuk, S.E. Lebedenko, A.V. Privalov. The Polzunov Bulletin, 4, 139 (2005)

П - 3

СИНТЕЗ ТОНКИХ ОКСИДНЫХ СЛОЕВ НА ПОВЕРХНОСТИ GaAs ТЕРМООКСИДИРОВАНИЕМ В ПРИСУТСТВИИ КОМПОЗИЦИЙ $Sb_2O_3 + V_2O_5$

В.Ф. Кострюков, И.Я. Миттова

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия,

e-mail: inorg@chem.vsu.ru

В процессах хемостимулированного термического окисления GaAs под воздействием бинарных композиций PbO + Sb_2O_3 и PbO + Bi_2O_3 была обнаружена неаддитивность их совместного активирующего действия [1]. Заметное усиление обнаруженных нелинейных эффектов с увеличением, как температуры, так и времени процесса, а также результаты рентгенофазового анализа отожженных композиций активаторов позволили интерпретировать нелинейную зависимость толщины результирующего слоя от состава композиций оксидов-активаторов как результат взаимодействия между ними, что приводит к возникновению дополнительного связывающего канала между стадиями процесса.

Целью работы является изучение процесса термооксидирования GaAs при совместном воздействии Sb2O3 и V2O5, установления нелинейных эффектов их совместного воздействия, а также условий обуславливающих наблюдаемые закономерности.

Для выполнения экспериментов использовали двусторонне полированные пластины монокристаллического арсенида галлия марки АГЦЧ-1, ориентированного в плоскости (111). Рабочей являлась «галлиевая» сторона полупроводниковой пластины. Процесс роста оксидных слоев на GaAs проводили в горизонтальном кварцевом реакторе в печи резистивного нагрева. Температуры окисления 500 и 550 °С; время – от 10 до 40 минут. Толщину образовавшихся оксидных слоев определяли эллипсометрически на лазерном эллипсометре ЛЭФ-3М с абсолютной погрешностью ±1 нм.

Для количественной интерпретации использовалась такая величина как относительная интегральная толщина [2]. Относительная интегральная толщина $d^R(x,\tau)$ – это разность между толщиной оксидного слоя, достигаемой к данному моменту времени, и ожидаемой в предположении линейно независимых и параллельных вкладов за счет индивидуального действия оксидов–активаторов, рассчитываемых по правилу аддитивности:

$$d^R(x,\tau)=d(x,\tau)-[x_1\ d^o_1(\tau)+x_2\ d^o_2(\tau)],$$

где $d(x,\tau)$ – экспериментальная толщина оксидного слоя; $d^o_i(\tau)$ – толщины, обусловленные действием индивидуальных оксидов – активаторов; x_1 и x_2 – мольные доли компонентов.

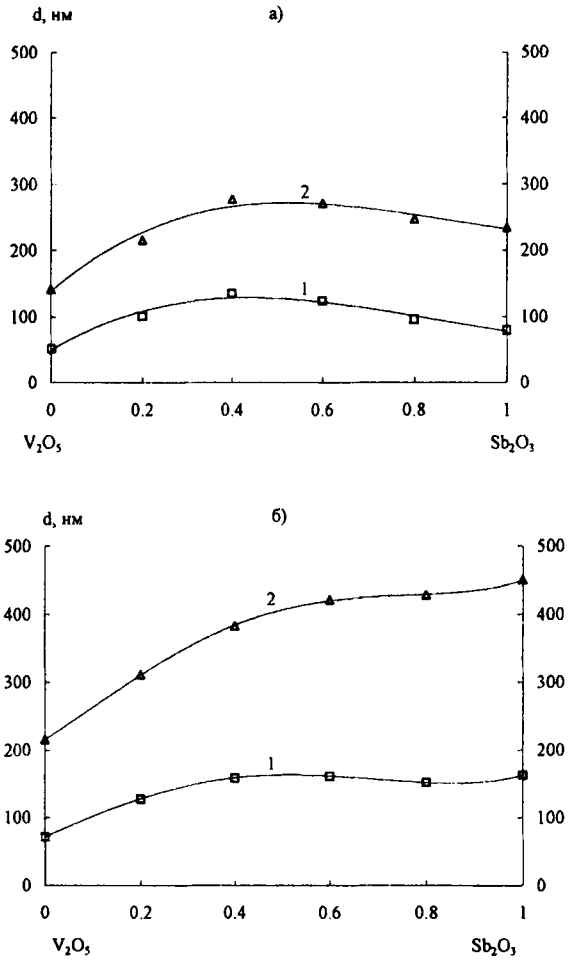


Рис. 1. Концентрационная зависимость толщины оксидного слоя на GaAs за время: 1- 10 мин, 2- 40 мин. при 500 (а) и 550 °С (б).

На рис.1 представлены концентрационные зависимости (от состава композиций активаторов) толщины оксидного слоя для различных времен и температур проведения процесса.

Как видно из зависимостей, приведенных на рис.1, при совместном воздействии Sb_2O_3 и V_2O_5 наблюдается неаддитивная зависимость толщины оксидного слоя на

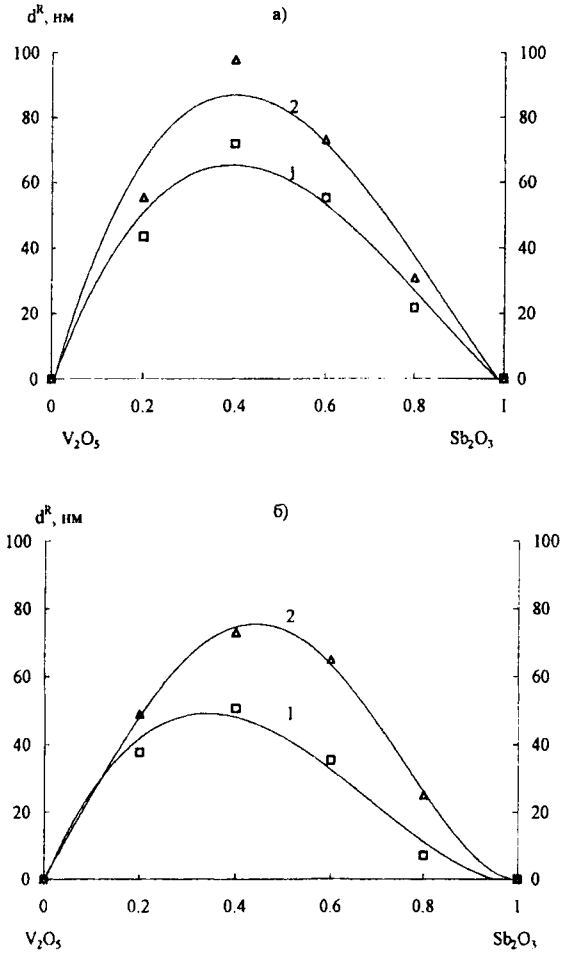


Рис. 2. Концентрационная зависимость относительной интегральной толщины за время: 1- 10 мин, 2- 40 мин. при 500 (а) и 550 °С (б).

поверхности GaAs от состава композиции. На основании этого можно сделать вывод, что Sb_2O_3 и V_2O_5 оказывают взаимное влияние друг на друга в процессе их совместного воздействия на процесс термического окисления GaAs, что и приводит к нелинейной зависимости толщины оксидного слоя на поверхности полупроводника.

На рис.2 приведены зависимости относительной интегральной толщины, рассчитанной по приведенному уравнению, от состава композиции Sb_2O_3 и V_2O_5. При термическом окислении GaAs под воздействием композиций Sb_2O_3 и V_2O_5 для обеих температур, при всех временах окисления и для всех составов композиции наблюдается существенное положительное отклонение от аддитивной прямой.

При совместном воздействии Sb_2O_3 и V_2O_5 толщина оксидного слоя на поверхности GaAs оказывается больше, чем аддитивное значение (т.е. при независимом и параллельном воздействии активаторов). Зависимость относительной интегральной толщины от состава композиции Sb_2O_3 и V_2O_5 имеет явно выраженный максимум, который приходится на область составов около 40% Sb_2O_3 + 60% V_2O_5. Установлены следующие закономерности: при одной и той же температуре с ростом времени окисления положительное отклонение от аддитивности усиливается. Если рассматривать зависимости при одном и том же времени окисления, но при разных температурах, то положительное

отклонение от аддитивности уменьшается. Т.е. с ростом времени окисления положительное отклонение от аддитивности растет, а с ростом температуры – падает. Картина, аналогичная первому случаю, уже имела место в композициях с участием CrO_3 [3]. В то же время случай, при котором положительное отклонение от аддитивной прямой уменьшается с ростом температуры, зафиксирован впервые.

Для установления включения оксидов сурьмы и ванадия в растущий на поверхности GaAs слой, а также установления его качественного и количественного состава, полученные образцы были исследованы методами ИК-спектроскопии и ЛРСМА.

Содержание активаторов в пленках соизмеримо между собой, с некоторым преобладанием сурьмы, что и следовало ожидать исходя из сравнения состава и давления пара над Sb_2O_3 и V_2O_5. В тоже время соотношение активаторов в оксидном слое не совпадает с таковым в навеске. Для всех составов наблюдается завышенное содержание сурьмы. Если в композиции содержание Sb_2O_3 меняется от 80 до 20%, то в оксидном слое на поверхности GaAs от 85 до 32%. Максимальное расхождение в содержании Sb_2O_3 в композиции и в оксидном слое наблюдается для составов с содержанием Sb_2O_3 в композиции 60 и 40%. Для них содержание сурьмы в пленке составляет 70 и 48% соответственно. А поскольку Sb_2O_3 является более активным хемостимуляторов, чем V_2O_5, то его повышенное содержание в оксидном слое на поверхности GaAs, очевидно, и приводит к положительному отклонению от аддитивной прямой в зависимости относительной интегральной толщины от состава композиции (рис.2).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований грант № 06-03-96338-р_центр_а и гранта Президента РФ для молодых российских ученых МК-1347.2005.3.

1. Миттова И.Я., Пшестанчик В.Р., Кострюков В.Ф. Знакопеременная нелинейность совместного активирующего воздействия бинарных композиций оксидов р-элементов при хемостимулированном термическом окислении GaAs // Докл. РАН 2001. Т.378, №6. С. 775 – 777.

2. Миттова И.Я., Пшестанчик В.Р., Кострюков В.Ф. Нелинейный эффект совместного воздействия активаторов на процесс термооксидирования арсенида галлия // Докл. РАН. – 1996. – т. 349, №5. – с. 641-643.

3. Миттова И.Я., Пшестанчик В.Р., Пиняева О.А., Кострюков В.Ф., Скороходова С.М. Неаддитивное влияние оксидов в композициях (CrO_3–PbO) и (CrO_3–V_2O_5) как активаторов термического окисления арсенида галлия // Докл. РАН 2002. Т.385, №5. С. 634 – 637.

ПЕРЕХОД ОТ As– К Ga – СТАБИЛИЗИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ GaAs(001), ИНДУЦИРОВАННЫЙ АТОМАРНЫМ ВОДОРОДОМ

Д.А. Петухов[(b)], К.В. Торопецкий[(b)], О.Е. Терещенко[(a,b)], А.С. Терехов[(a,b)]

(a) Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия;

(b) Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, Россия

Приготовление Ga – стабилизированной поверхности GaAs(001)-(4x2)/c(8x2) необходимо при создании полупроводниковых приборов. Традиционными методами приготовления Ga – стабилизированной поверхности, без использования молекулярных пучков, являются ионная бомбардировка с отжигом [1], высокотемпературный (T>550°C) прогрев в вакууме поверхности GaAs, закрытой толстым слоем мышьяка после молекулярно-лучевого роста [2] или тонким слоем мышьяка, после химической обработки в спиртовом растворе HCl [3]. Ионная бомбардировка и высокая температура прогрева приводят к генерации дефектов в приповерхностной области, что ограничивает использование этих методов при изготовлении многих полупроводниковых приборов. В связи с этим, важной задачей является разработка метода приготовления Ga – стабилизированной поверхности GaAs(001) при температурах ниже 500 °C для исключения генерации термических дефектов.

Известно, что атомарный водород (АВ), адсорбируясь на поверхность GaAs(001), способен разрывать связи поверхностных атомов и образовывать летучие соединения AsH_x [4-6]. В результате такого взаимодействия становится возможным удаление верхнего слоя атомов As при низкотемпературных прогревах в вакууме и переход к Ga-стабилизированной поверхности. Несмотря на большой интерес к системе атомарный водород / арсенид галлия, в литературе практически отсутствуют работы, изучающие изменение структуры поверхности GaAs(001) при адсорбции АВ при комнатной температуре и последующем прогреве.

В данной работе проводилось экспериментальное изучение сверхструктурных переходов на As-стабилизированной поверхности GaAs(001)-(2x4)/c(2x8) при адсорбции атомарного водорода и низкотемпературных прогревах в вакууме с целью перевода поверхности из As- в Ga- стабилизированную.

В работе использовались образцы p-GaAs(001), выращенные методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ). Поверхность GaAs(001)-(2x4) приготавливалась путём химического удаления оксидов в растворе HCl-ИПС в атмосфере сухого азота,

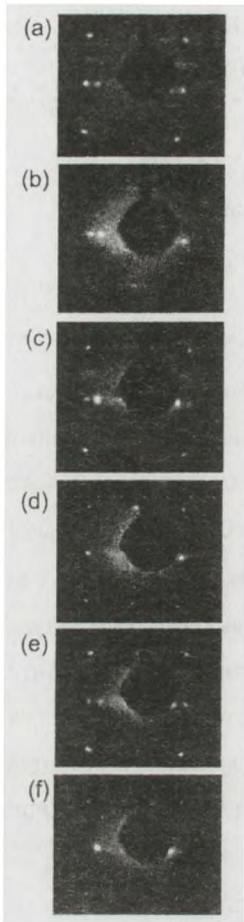


Рис. 1. ДМЭ картины при адсорбции АВ и последующих прогревах: а) исходная поверхность (45 эВ); b) после 20 L (50 эВ); c) 450°C (46 эВ); d) 10^3 L (50 эВ); e)450°C (45 эВ); f) 580°C (45 эВ)

переноса в сверхвысоковакуумный электронный спектрометр ADES-500 в герметичном контейнере без контакта с воздухом и последующего прогрева в вакууме при T = 450°C [3]. Структура и состав поверхности определялись методами дифракции медленных электронов (ДМЭ) и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Источником излучения в методе РФЭС служила рентгеновская пушка с циркониевым анодом, которая давала линию ZrMζ с энергией квантов $\hbar\omega$ = 151,4 эВ (ширина линии 0.77 эВ). Изменение работы выхода на поверхности определялось путем измерения сдвига порога отсечки вторичных электронов при напряжении на образце -20 В.

Проведение эксперимента заключалось в последовательных циклах экспозиции поверхности в АВ и последующих прогревах при температуре 450°C. Температура T = 450°C была выбрана исходя из двух условий. Известно, что при такой температуре происходит десорбция атомарного водорода [7], тогда как структура As-стабилизированной поверхности остаётся стабильной за времена проведения эксперимента. В целом, эксперимент состоял из следующих циклов адсорбции и прогревов : 20 L → 450 °C → 40 L → 450 °C → 100 L → 500 L → 450 °C → 10^3 L → 450 °C → 500 L → 70 °C → 10^4 L + 200 °C → 580 °C.

На рис. 1 показаны дифракционные картины от поверхности GaAs(001) при нескольких циклах адсорбции АВ и последующих прогревах образца. Из анализа рисунка можно сделать вывод об изменении структурного фактора рассеяния электронов, зависящего от положения атомов в элементарной ячейке, поскольку кинетическая энергия электронов, при которых ДМЭ картина наблюдалась с максимальным количеством рефлексов, не одинакова для всех картин. Исходная поверхность (рис. 1a) имела структуру As – стабилизированной поверхности GaAs(001) с реконструкцией (2x4)/c(2x8). При экспозиции такой поверхности в АВ с дозой 20 L в ДМЭ картине полностью исчезали 2x тяжи и увеличивался диффузный фон (рис. 1b). Согласно

результатам работы [2], на начальных стадиях адсорбции АВ исчезновение 2x рефлексов в дифракционных картинах происходит благодаря насыщению водородом болтающихся связей As и Ga и разрыву связей в димерах мышьяка. Последующий прогрев при температуре 450°C приводил к дифракционной картине (рис. 1c), аналогичной исходной поверхности, что говорит о восстановлении исходной реконструкции. Аналогичные изменения дифракционных картин наблюдались вплоть до экспозиции 10^3 L. При экспозиции 10^3 L наблюдался переход (2x4)/c(2x8)→(1x1) (рис. 1d). Последующий прогрев при температуре 450 °C также приводил к восстановлению реконструкции (2x4)/c(2x8), но уже с гораздо меньшими интенсивностями половинных рефлексов относительно начальной дифракционной картины (рис. 1e). Дальнейшая экспозиция поверхности GaAs(001)-(2x4)/c(2x8) в АВ с дозой 10^4 L при 200°C также не изменяла структуры (2x4)/c(2x8). Таким образом, циклы адсорбции АВ и последующих прогревов не приводили к существенным изменениям структуры поверхности. После проведения циклов поверхность была прогрета при T = 580°C с целью перевода структуры (2x4)/c(2x8) в Ga-стабилизированную структуру (4x2)/c(8x2). Однако, к нашему удивлению, дифракционная картина, полученная после высокотемпературного прогрева, также соответствовала поверхности GaAs(001) с реконструкцией (2x4)/c(2x8) (рис. 1f).

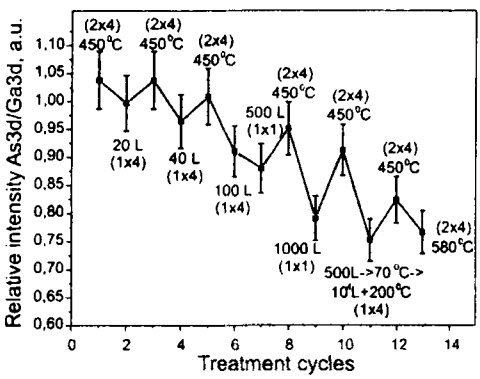


Рис. 2. Отношение интенсивностей As3d/Ga3d линий на поверхности GaAs(001)-(2x4)/c(2x8) при адсорбции АВ и последующих прогревах.

Из результатов работы [8] известно, что процесс десорбции AsH_x с поверхности GaAs начинается при температуре 70°C. Для анализа изменения состава поверхности мы использовали метод РФЭС. На рис. 2 приведено изменение отношения интенсивностей As3d/Ga3d линий, как результат циклов адсорбции АВ на поверхность GaAs(001)-(2x4)/c(2x8) и последующих прогревов. Для каждой точки кривой приведена соответствующая реконструкция, а также условия эксперимента: доза экспозиции в АВ и температура прогрева. Из рисунка видно, что кривая носит осциллирующий характер с уменьшающейся средней составляющей отношения As/Ga. Общим свойством для всех циклов является уменьшение отношения As/Ga при

адсорбции АВ и увеличение этого отношения при прогревах. Как видно из рис. 2, отношение As/Ga = 1.05, соответствующее стехиометрии As- стабилизированной поверхности, уменьшилось до As/Ga = 0.85 после экспозиции 10^4 L и прогрева поверхности при T = 450 °C. Ранее, в работах по изучению стехиометрии поверхности GaAs(001) [3,9], нами было показано, что наблюдаемое уменьшение отношения As/Ga соответствует переходу от As- к Ga-стабилизированной поверхности с реконструкцией (4x2)/c(8x2). Таким образом, из приведенных результатов ДМЭ и РФЭС следует, что адсорбция АВ на поверхность GaAs(001)-(2x4)/c(2x8) при комнатной температуре и последующий её прогрев при T = 450°C приводили к поверхности, по стехиометрии соответствующей Ga- стабилизированной, но реконструированной как (2x4)/c(2x8).

В заключение, методами ДМЭ и РФЭС изучены сверхструктурные переходы и стехиометрия поверхности GaAs(001)-(2x4)/c(2x8) при циклах адсорбции АВ и прогревах в вакууме. С увеличением дозы АВ наблюдалось плавное изменение структуры поверхности с переходом от (2x4)/c(2x8) к структуре (1x1). Прогревы в СВВ при температуре 450°C приводили к восстановлению начальной реконструкции (2x4)/c(2x8), включая последний высокотемпературный прогрев при T = 580°C. Стехиометрия поверхности после проведенных циклов соответствовала Ga-стабилизированной поверхности с реконструкцией (4x2)/c(8x2), однако в эксперименте наблюдалась структура (2x4)/c(2x8). В работе приводится обсуждение структуры (2x4)/c(2x8).

1. K.W. Haberern and M.D. Pashley. Phys. Rev. B, **41** (1990) 3226.

2. H.H. Farrell, J. Lu, B.D. Schultz, A.B. Denison, and C.J. Palmstrom. J. Vac. Sci. and Technol. B, **19** (2001) 1597.

3. O.E. Tereshchenko, S.I. Chikichev, and A.S. Terekhov. J. Vac. Sci. Technol., 1999; Appl. Surf. Sci., **142** (1999) 75.

4. M. Kuball, D.T. Wang,M. Cardona, J. Zegenhagen. Phys. Rev. B, **52** (1995) 16337.

5. A. Khatiri, J.M. Ripada, T.S. Jones - Hydrogen adsorption on GaAs(001)-c(4x4)

6. J.A. Schaefer, Th. Allinger, Ch. Stuhlmann. Surf. Sci., **251/252** (1991) 1000.

7. A.S. Terekhov, O.E. Tereshchenko, A.G. Paulish, H.E. Scheibler, and V.L. Alperovich. Phys. Low-Dim. Struct., **12** (1995) pp.33-42.

8. J.R. Creighton. J. Vac. Sci. Technol., A, 8 (1990) 3984.

9. O.E. Tereshchenko, V.L. Alperovich, A.S. Terekhov. Surf. Sci., **600** (2006) 577.

АДСОРБЦИЯ ЦЕЗИЯ И ХЛОРА НА Ga-СТАБИЛИЗИРОВАННОЙ ζ-GaAs(001)-(4×2) ПОВЕРХНОСТИ: ПЕРВОПРИНЦИПНЫЙ ПОДХОД

С.Е. Кулькова, С.В. Еремеев, Л.Ю. Загорская, И.Ю. Смолин
Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия,
e-mail: kulkova@ms.tsc.ru

Полярные (001) ориентированные подложки полупроводников III-V групп широко используются в технологиях, таких как молекулярно-лучевая эпитаксия. Возможности современных технологий позволяют выращивать достаточно сложные структуры на полупроводниковых поверхностях и контролировать структуру границ раздела с точностью до одного монослоя. Важной технологической задачей является также точное удаление атомов или даже монослоев, при этом сохраняя атомарную гладкость поверхности. Атомно-слоевое травление реализуется подбором адсорбатов, которые селективно реагируют на определенные атомы. Эволюция атомной и электронной структуры GaAs(001) с мышьяковым окончанием в зависимости от степени цезиевого покрытия остается предметом дискуссий [1,2]. На поверхности ζ-GaAs(001)-(4×2), оканчивающейся галлием, ранее исследовалась только адсорбция хлора в работе [3] авторов, которые и предложили данную реконструкцию. В настоящей работе проводится сравнительное исследование адсорбции цезия и хлора на Ga-стабилизированной ζ-GaAs(001) поверхности.

Исследование атомной и электронной структуры поверхности ζ-GaAs(001)-(4×2), проводилось в рамках псевдопотенциального подхода с обменно-корреляционным функционалом в приближении обобщенного градиента (GGA-PBE). Поверхность моделировалась шестислойными пленками, разделенными промежутками вакуума ≈ 10 Å. Поверхность, оканчивающаяся As, насыщалась атомами водорода с дробным зарядом в 0.75 электрона. Оптимизация атомной структуры поверхности (4×2) проводилась с использованием *k*-сетки 2×4×1 и 3×6×1. Оптимизировались четыре верхних атомных слоя, тогда как два объемных слоя галлия и мышьяка фиксировались при объемных значениях. Равновесный параметр GaAs был равен 5.76 Å (5.78 Å [3]). Сопоставление координат атомов трех поверхностных слоев чистой поверхности с имеющимися данными [4,5], показало удовлетворительное согласие. На рисунке 1 показаны исследованные позиции для адсорбатов. Обозначения точек, в которых

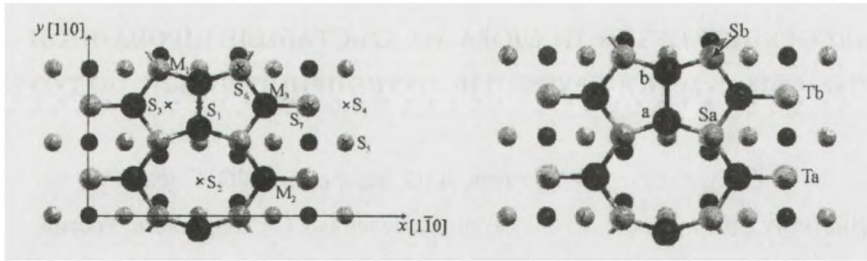


Рисунок 1 – Атомная структура (вид сверху) поверхности ζ-GaAs(001)-(4×2), оканчивающейся галлием и рассмотренные положения для адсорбции цезия и хлора

изучалась адсорбция хлора и цезия, приведены в соответствии с работой [3]. Кроме позиций, изученных в [3] для хлора, представлялось интересным изучить дополнительно для цезия позиции над атомами мышьяка на данной поверхности (S_5-S_7). Из табл. 1 видно, что максимальная энергия адсорбции цезия на поверхности ζ-GaAs(001)-(4×2) получена для позиции S_5 над мышьяком в четвертом слое в вакансионном по галлию ряду. По координации атомами мышьяка позиция S_5 совпадает с позицией T_4 на β2-GaAs(001)-(4×2), в которой адсорбция цезия найдена максимальной (2.39 эВ). Адсорбция хлора, как и в [3], найдена наиболее энергетически предпочтительной в вершинной позиции над поверхностным димерным атомом галлия. Как видно из рис. 2, на котором приведены локальные плотности электронных состояний (ПЭС) для цезия в ряде позиций на поверхности, наблюдается преимущественная гибридизация связующих состояний цезия и мышьяка в районе ниже -10 эВ, поскольку галлиевый вклад существенно меньше в этом интервале. Лишь незначительные изменения *p*-зоны Cs можно обнаружить в зависимости от его положения на поверхности. В отличие от цезия для хлора наряду с достаточно слабой гибридизацией между *s*-состояниями хлора и галлия, наблюдается очень сильная гибридизация между *p*-состояниями мышьяка и галлия с хлором в высокоэнергетической части валентной зоны, при этом локальные ПЭС хлора сильно зависят от его положения на поверхности, что нехарактерно для цезия. Рассчитанные зонные спектры вблизи фундаментальной щели представлены для нескольких позиций для цезия, хлора на рис. 3. Был проведен анализ орбитального состава локализованных

Таблица 1 – Энергии адсорбции цезия и хлора на поверхности ζ-GaAs(001)-(4×2), оканчивающейся галлием. Обозначения позиций приведены на рисунке 20

Положение Cs (Cl)	M_1	M_2	M_3	S_1	S_2	S_3	S_4	S_5	S_6	S_7
E_{ads}(Cs)	-1.91	-1.77	-1.81	-1.91	-2.13	-1.64	-2.33	-2.57	-1.52	-1.95
E_{ads} (Cl)	-2.86	-2.84	-2.61	-2.88	-1.89	-1.97	-1.54	-	-	-
E_{ads} (Cl) [3]	-2.87	-2.74	-2.48	-2.41	-2.01	-2.02	-1.89	-	-	-

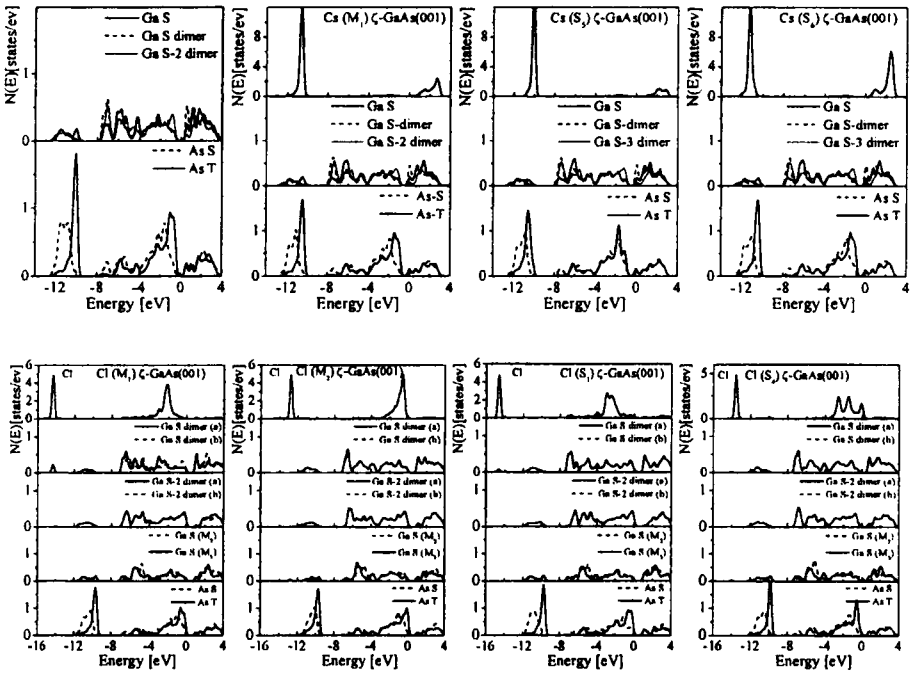


Рис. 2 – Локальные ПЭС для системы с адсорбированным цезием (вверху) и хлором (внизу) для нескольких высокосимметричных позиций адсорбата на поверхности ζ-GaAs(001)-(4×2)

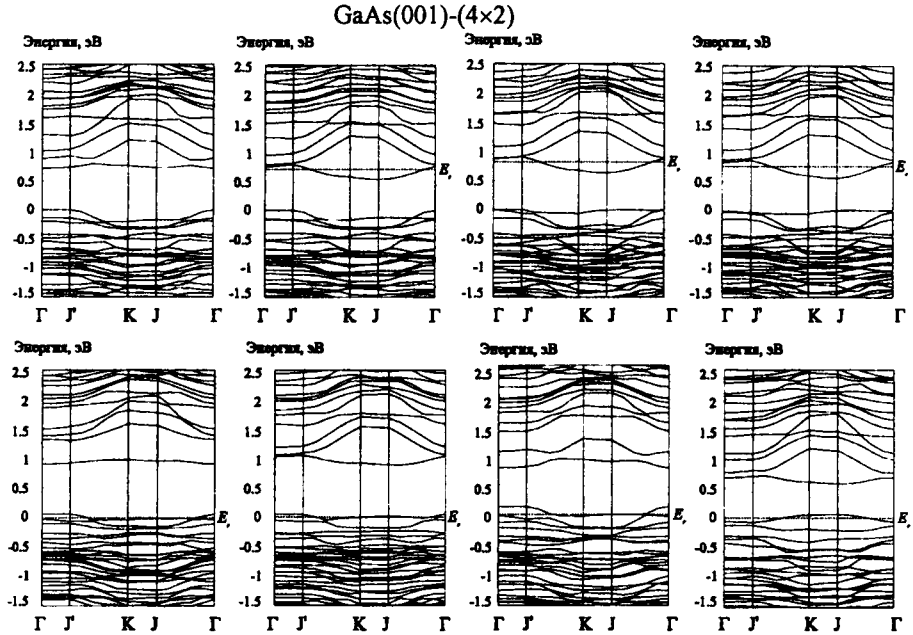


Рис. 3 – Зонный спектр чистой поверхности ζ-GaAs(001)-(4×2), оканчивающейся галлием (а), и с адсорбированным цезием в M1, S4, S5 позициях и хлором в M1, M2, S2, S4 позициях в вдоль симметричных направлений двумерной зоны Бриллюэна

поверхностных состояний для чистой поверхности ζ-GaAs(001)-(4×2), а также с цезием и хлором в рассчитанных позициях, который показывает заполнение оборванных связей галлия в случае адсорбции цезия и опустошение галлиевых состояний в случае адсорбции хлора. Хлор имеет меньший заряд по сравнению с цезием, но его валентные состояния располагаются достаточно близко от состояний подложки, и поэтому он в большей степени влияет на положения атомов поверхностных слоев, чем Cs. Поскольку Cl имеет на внешней оболочке 5 электронов *p*–типа, то стремится отобрать у Ga необходимый ему один электрон, чтобы полностью заполнить *p*–оболочку. Связь между Ga и Cl предполагает большой зарядовый перенос от поверхности к адсорбату, что приводит к смещению вершины валентной зоны выше энергии Ферми, поскольку состояний в валентной зоне становится больше, чем электронов их занимающих. Механизм сильной ионной связи характерен для наиболее предпочтительных позиций для хлора. Цезию, как и на β2-реконструкции, предпочтительнее занимать положения на поверхности, где возможна связь с обоими атомами подложки, но, тем не менее, должны преобладать атомы мышьяка в его ближайшем окружении.

Таким образом, проведенные расчеты адсорбция цезия и хлора на Ga-стабилизированной ζ-GaAs(001)-(4×2) поверхности позволили определить параметры атомной структуры, координаты поверхностных атомов, релаксацию межслоевых расстояний, планарные смещения атомов, длины связей в димерах и между атомами поверхностных слоев для чистой поверхности, а также их изменения при адсорбции цезия и хлора. Рассчитаны равновесные положения адсорбатов (цезий, хлор) на поверхности и энергии адсорбции. Анализ электронных характеристик и характера спектра вблизи фундаментальной щели позволил вскрыть механизмы связи цезия и хлора на поверхности GaAs(001). Показано, что хлор предпочитает образовывать связь с галлием в вершинных позициях, тогда как позиции, координированные атомами мышьяка, являются наиболее предпочтительными для цезия.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям РФ (госконтракт № 02.434.11.2016).

1. О.Е. Терещенко, В.Л. Альперович, А.С. Терехов. Письма в ЖЭТФ, **79**, 163 (2004).
2. O.E. Tereshchenko, V.L. Alperovich, A.G. Zhuravlev, A.S. Terekhov, D. Paget. Phys. Rev., **B71**, 155315 (2005).
3. 3. S.M. Lee, S.H. Lee, M. Scheffler. Phys.Rev., **B69**, 125317 (2004).

ЭВОЛЮЦИЯ АТОМНОЙ СТРУКТУРЫ И ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ GaAs(001) ПРИ АДСОРБЦИИ И ДЕСОРБЦИИ ЦЕЗИЯ

А.Г. Журавлев, К.В. Торопецкий, О.Е. Терещенко,
В.Л. Альперович, Г.Э. Шайблер, А.С. Терехов
Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия;
Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, Россия

Полупроводники с адсорбированными слоями металлов изучаются экспериментально и теоретически уже несколько десятилетий, однако ясная и убедительная физическая картина, связывающая атомную структуру и электронные состояния поверхности, не построена даже для систем, которые считаются модельными и используются на практике, таких как Cs/GaAs. Большая часть исследований поверхности Cs/GaAs была выполнена на неполярной грани (110), на которой не происходит сложных реконструкций, а цезий адсорбируется упорядоченно [1]. Ранее нами было показано, что при адсорбции цезия на важной для применений полярной грани GaAs(001) эволюция поверхностных состояний, определяющих величину изгиба зон, более сложна и существенно зависит от атомной реконструкции поверхности [2]. В данной работе сообщается об экспериментальном исследовании качественно новых эффектов в поведении изгиба зон и связи этих эффектов с эволюцией атомной структуры при адсорбции цезия на поверхности GaAs(001).

Эксперименты проводились на эпитаксиальных UP^{+} структурах с тонким нелегированным поверхностным слоем, с использованием модифицированной методики спектроскопии фотоотражения, что обеспечило высокую (по сравнению с другими методами) точность измерения изгиба зон φ_S. Методика приготовления атомарно-чистой поверхности GaAs(001) с заданными реконструкциями включала удаление оксидов в растворе HCl в изопропиловом спирте, перенос в сверхвысоковакуумную установку в атмосфере азота и прогрев в вакууме [3]. Состав и атомная структура поверхности определялась методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, спектроскопии потерь энергии электронов и дифракции медленных электронов (ДМЭ).

Рисунки 1 и 2 иллюстрируют различия в поведении атомной структуры и изгиба зон при адсорбции цезия на As- и Ga-обогащённых поверхностях GaAs(100). Нанесение Cs на As-обогащённую поверхность GaAs(001) приводит к быстрому разупорядочению

реконструкции (2×4)/c(2×8). Разупорядочение проявляется в резком падении интенсивности дробных рефлексов I_{frac} в картине ДМЭ при цезиевом покрытии $\theta \approx 0.1$-0.2 ML (кружки на рис.1); дробные рефлексы практически полностью исчезают при $\theta > 0.3$ ML. При этом эволюция $\varphi_S(\theta)$ (кружки на рис.2) аналогична наблюдавшейся ранее для адсорбции щелочных адатомов на поверхности полупроводников A_3B_5 [1]: величина изгиба зон быстро возрастает при малых покрытиях, проходит через максимум $\varphi_S \approx 0.7$ эВ при $\theta \approx 0.1$-0.2 ML и насыщается при $\theta > 0.3$ ML.

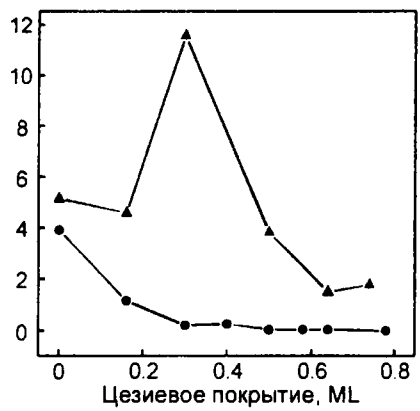


Рис.1. Зависимости интенсивности дробных ДМЭ-рефлексов, измеренные при адсорбции цезия на As-стабилизированную (кружки) и Ga-стабилизированную (треугольники) поверхности GaAs(001).

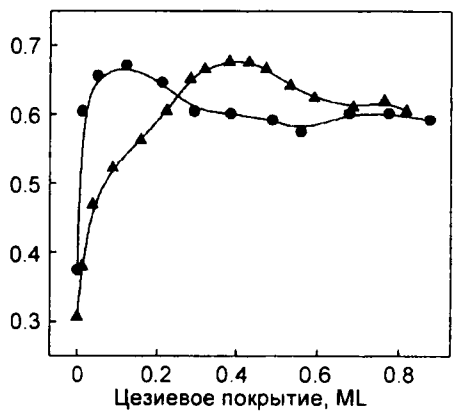


Рис.2. Зависимости изгиба зон $\varphi_s(\theta)$, измеренные при адсорбции цезия на As- и Ga-стабилизированные поверхности GaAs(001), кружки и треугольники, соответственно.

Напротив, на Ga-обогащённой поверхности реконструкция (4×2)/c(8×2) сохраняется вплоть до больших покрытий $\theta \approx 0.7$ ML [2]. Более того, из рис.1 видно, что интенсивность дробных рефлексов I_{frac} ведет себя немонотонно и падает лишь при $\theta > 0.3$ ML, что свидетельствует о более упорядоченной адсорбции цезия. Эволюция $\varphi_S(\theta)$ на Ga-обогащённой поверхности также существенно иная (треугольники на рис.2): при малых θ изгиб зон возрастает более медленно, максимум достигается при $\theta \approx 0.4$ ML, а около $\theta \approx 0.2$ ML наблюдается дополнительное «плечо», свидетельствующее о том, что зависимость $\varphi_S(\theta)$ имеет сложную структуру. В этом эксперименте Ga-обогащённая поверхность была приготовлена по методике, предложенной в [2], а именно, предварительным нанесением цезия на As-обогащённую поверхность и последующим прогревом при относительно низкой температуре T = 480°C. В данной

работе показано, что при увеличении температуры прогрева дополнительная структура становится более выраженной, а при T ≥ 540°C в зависимости $\varphi_S(\theta)$ воспроизводимо наблюдаются несколько дополнительных максимумов и минимумов (кружки и сплошная линия на рис.3). Насколько нам известно, такая "тонкая структура" зависимости $\varphi_S(\theta)$ ранее не наблюдалась ни для одной системы адсорбат-полупроводник.

Второе важное экспериментальное наблюдение состоит в том, что изохронные отжиги цезированной поверхности при температурах T = 100-300°C, когда с поверхности удаляется не более 0.25 ML цезия, приводят к резкому падению изгиба зон от $\varphi_S \approx 0.7$ эВ до 0.3 эВ (треугольники и штриховая линия на рис.3). При дальнейшем увеличении температуры отжигов и, соответственно, уменьшении цезиевого покрытия θ, изгиб зон растёт и проходит через максимум при $\theta \approx 0.1$ ML. Тем не менее, из рис.3 видно, что во всем диапазоне покрытий величина φ_S на этапе десорбции существенно меньше, чем при нанесении цезия. Таким образом, в зависимости $\varphi_S(\theta)$, измеренной при адсорбции цезия и его последующей термодесорбции, имеет место гистерезис.

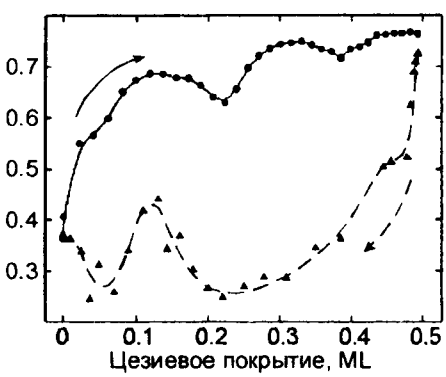


Рис.3. Зависимость $\varphi_S(\theta)$, измеренная при адсорбции цезия на Ga-стабилизированную поверхность GaAs(001) и его последующей термодесобции.

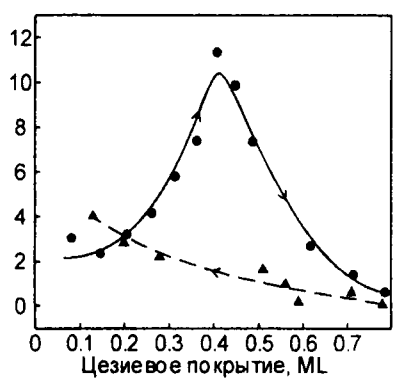


Рис.4. Интенсивность дробных ДМЭ-рефлексов при адсорбции цезия на Ga-стабилизированную поверхность (кружки) и его последующей термодесорбции (треугольники).

Гистерезис зависимостей $\varphi_S(\theta)$ указывает на метастабильность поверхности Cs/GaAs(001), приготовленной при комнатной температуре. В данной работе показано, что при адсорбции Cs на Ga-обогащённой поверхности и его последующей термодесорбции, метастабильность проявляется и в атомной структуре. На рис.4 показана зависимость интенсивности дробных ДМЭ-рефлексов от покрытия θ в таком

адсорбционно-десорбционном цикле. Исходная Ga-обогащённая поверхность GaAs(001)-(4×2)/c(8×2) была получена нанесением цезия на As-обогащённую поверхность и прогревом при T = 540°C. Видно, что при нанесении цезия на Ga-обогащённую поверхность наблюдается немонотонная зависимость $I_{frac}(\theta)$ с максимумом при $\theta \approx 0.4$ ML, аналогичная показанной на рис.1. После отжигов, приводящих к десорбции цезия, измеренные значения I_{frac} лежат существенно ниже, чем при адсорбции. Таким образом, в зависимости $I_{frac}(\theta)$ также наблюдается гистерезис, указывающий на метастабильность поверхности Cs/GaAs(001).

Причины появления "тонкой структуры" в зависимости изгиба зон от Cs покрытия, а также гистерезиса в зависимостях $\varphi_S(\theta)$ и $I_{frac}(\theta)$, окончательно не ясны. Один из возможных механизмов возникновения "тонкой структуры" в $\varphi_S(\theta)$ состоит в формировании квазидискретных адатом-индуцированных состояний при последовательном заполнении цезием различных адсорбционных мест в ходе упорядоченной адсорбции на Ga-обогащённой поверхности. Однако, такое объяснение не является исчерпывающим по крайней мере по двум причинам. Во-первых, максимумы в $\varphi_S(\theta)$ наблюдаются вплоть до покрытий $\theta \approx 0.5$ ML, при которых происходит переход от «газа» отдельных адатомов к двумерной конденсированной фазе с металлическим спектром [4]. Во-вторых, наблюдение гистерезиса в зависимости $\varphi_S(\theta)$ свидетельствует, по-видимому, о том, что помимо электронных состояний в середине запрещённой зоны, которые определяют величину φ_S, адсорбция цезия порождает сложный, неоднородно уширенный спектр состояний, причём слабо связанный Cs индуцирует состояния вблизи середины запрещённой зоны, а сильно связанный – в нижней части запрещённой зоны.

Работа поддержана РФФИ (грант 05-02-17265) и Министерством образования и науки РФ (контракт 02.434.11.2016).

1. F. Bechstedt, M. Scheffler. Surf. Sci. Rep., 18, 145 (1993).

2. O.E.Tereshchenko, V.L. Alperovich, A.G. Zhuravlev, A.S. Terekhov, D. Paget. Phys. Rev. B, **71**, 155315 (2005).

3. V.L.Alperovich, O.E. Tereshchenko, N.S. Rudaya, D.V. Sheglov, A.V. Latyshev, A.S.Terekhov. Appl. Surf. Sci., **235**, 249 (2004).

4. V.L.Alperovich, O.E. Tereshchenko, A.N. Litvinov, A.S. Terekhov. Appl. Surf. Sci., **175-176**, 176 (2001).

АДМИТАНС СТРУКТУР АРСЕНИД ИНДИЯ-ДИЭЛЕКТРИК-ОКИСЕЛ ИНДИЯ

Н.А. Валишева, А.А. Гузев, Г.Л. Курышев, А.П. Ковчавцев, Т.А. Левцова, З.В. Панова
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия,
e-mail: pan@isp.nsc.ru

Рассматриваются свойства системы: эпитаксиальная плёнка InAs (на высоколегированной подложке арсенида индия) – одно- и двухслойный диэлектрик – In_2O_3, формируемой по технологическим процессам, разработанным при изготовлении фоточувствительных структур многоэлементных фотоприемников [1]. На исследуемых структурах измерены: адмитанс (C-V, G-V) при температуре жидкого азота на частоте 16 кГц, релаксация поверхностного потенциала при неравновесном обеднении в диапазоне температур 130 – 200 К и ВАХ при комнатной температуре. Все МДП-структуры изготовлены из одной пластины InAs с уровнем легирования 10^{18} $см^{-3}$ на эпитаксиальной плёнке толщиной ≈ 10 мкм с концентрацией доноров $2{,}9 \cdot 10^{15}$ $см^{-3}$.

Как видно из рис.1, особенностью адмитанса является значительное снижение модуляции ёмкости при повышении температуры нанесения SiO_2 на поверхность InAs и отсутствие выраженного насыщения ёмкости при больших отрицательных смещениях (-50 В), несмотря на высокочастотный вид C-V кривой. Максимальная модуляция наблюдалась в случае нанесения диэлектрика при 160°С. При этом расчеты показывают, что величина ёмкости при больших отрицательных смещениях близка к ёмкости в инверсии, соответствующей уровню легирования эпитаксиальной плёнки InAs. Повышенная ёмкость на структурах с $T_{осаж}$ = 280 °С может быть (при наличии на поверхности полупроводника инверсионного слоя) следствием изменения концентрации доноров до величины $\approx 7 \cdot 10^{16} см^{-3}$, что маловероятно. Низкая фоточувствительность таких структур (при неравновесном импульсном обеднении) при больших отрицательных смещениях позволяет сделать вывод об отсутствии сильной инверсии на поверхности полупроводника.

Особенности электрофизических свойств границы раздела InAs-диэлектрик связывают [1] с наличием остаточного окисла сложного состава, образующегося на поверхности полупроводника. Для объяснения результата увеличения ёмкости можно предположить, что при осаждении SiO_2 при повышенных температурах на поверхность InAs с остаточным окислом формируется переходной слой с высокой плотностью

поверхностных состояний, на которых закрепляется уровень Ферми на поверхности, и поверхность остаётся при обедняющих потенциалах.

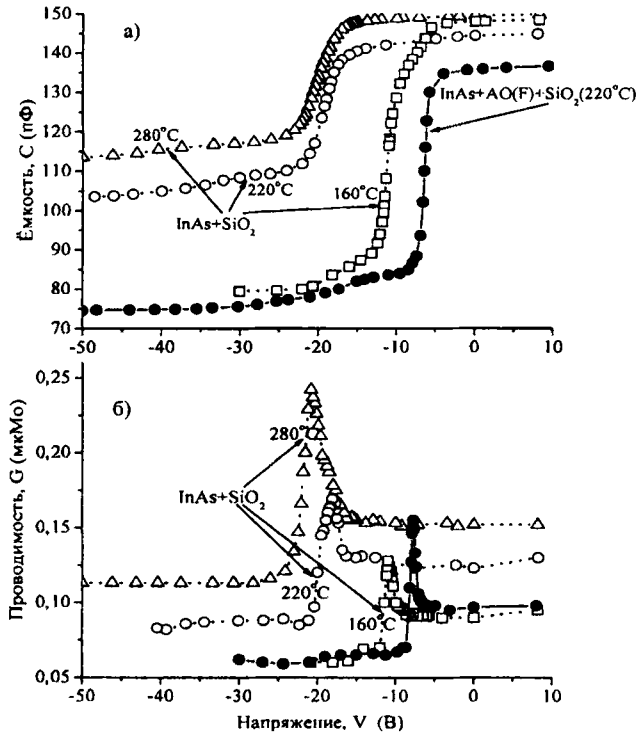


Рис.1. C-V (а) и G-V (б) характеристики МДП-структур. Светлые значки - InAs-SiO_2-In_2O_3, температура осаждения SiO_2: 160, 220 и 280°C. Тёмные значки - с фторированным анодным подслоем InAs-AO(F)-SiO_2-In_2O_3, $T_{осаж}$ SiO_2 - 220°C.

При температуре осаждения SiO_2 на поверхность InAs, равной 280°C, величина встроенного заряда и плотность поверхностных состояний больше, чем в случае 220°C, которые, в свою очередь, больше, чем при $T_{осаж}$ = 160°C. Оценка плотности поверхностных состояний по результатам измерения G-V характеристик (рис.1б) даёт величины N_{SS} 10^{11} $см^{-2}$ $эВ^{-1}$.

C-V, G-V кривые, показанные на рис.1 тёмными кружочками и сплошными линиями, характеризуют МДП-структуру на InAs с откреплённым уровнем Ферми. Такого вида характеристики получаются, если на поверхности эпитаксиальной плёнки InAs сформирован при комнатной температуре тонкий подслой фторированного

анодного окисла толщиной ≈150А [1]. После чего можно наносить подзатворный диэлектрик с достаточно высокими диэлектрическими параметрами при высокой для арсенида индия температуре – 220°С. По ВАХ наименьшие токи через диэлектрик при комнатной температуре у структур, где SiO_2 выращивался при 280 °С, а наибольшие токи – при 160 °С. Например, при рабочих полях в фотоприёмных устройствах $E = 10^6$ В/см токи у структур с $T_{осаж}$ = 220 °С на два порядка ниже, чем у структур, где SiO_2 осаждали при температуре 160 °С.

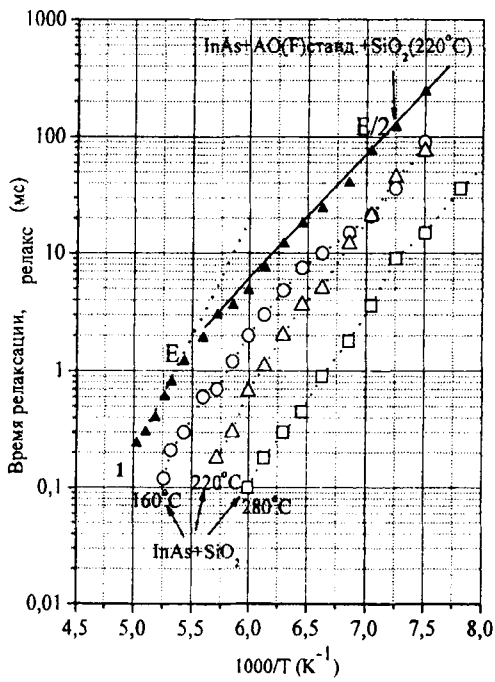


Рис.2. Температурные зависимости времени релаксации

Основным параметром для фоточувствительных структур, работающих в режиме неравновесного обеднения, является время релаксации поверхностного потенциала. Из активационных зависимостей, приведённых на рис.2, видно преимущество структуры с двухслойным диэлектриком и значительное увеличение генерации носителей вблизи поверхности при повышении температуры роста однослойного диэлектрика. На кривой 1 видно два участка с различной энергией активации: $\Delta E/2$ и ΔE. При более низких температурах измерения доминирует процесс генерации через глубокие уровни вблизи середины запрещённой зоны, с повышением температуры генерация переходит к квазинейтральной области.

1. В.Н. Овсюк, Г.Л. Курышев, Ю.Г. Сидоров и др. Матричные фотоприёмные устройства инфракрасного диапазона. Новосибирск: Наука (2001).

ОТКРЕПЛЕНИЕ УРОВНЯ ФЕРМИ В СИСТЕМЕ InAs-ДИЭЛЕКТРИК ПРИ ПАССИВАЦИИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ТОНКИМ ФТОРИРОВАННЫМ АНОДНЫМ ОКИСЛОМ

Н.А. Валишева, А.А. Гузев, Г.Л. Курышев, А.П. Ковчавцев,
Т.А. Левцова, З.В. Панова, А.В. Царенко.
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия,
e-mail:valisheva@thermo.isp.nsc.ru

МДП-структуры на полупроводниках типа A_3B_5 являются важным активным элементом микрофотоэлектроники и привлекательны наличием прямых зон (прямой оптический переход в центре зоны Бриллюэна). К сожалению, собственные окислы на всех наиболее важных соединениях этого типа не обладают хорошими пассивирующими свойствами как окисел на кремнии. В работе [1] показано, что на сколотой в сверхвысоком вакууме (СВВ) поверхности полупроводника A_3B_5 плотность ПС в запрещенной зоне отсутствует. Но достаточно нанести на поверхность скола полупроводника доли монослоя атомов металла или кислорода и на поверхности полупроводника появляется плотность состояний > 10^{13} $см^{-2}эВ^{-1}$ [2-5] и происходит закрепление уровня Ферми в запрещенной зоне полупроводника. Для n-InAs это препятствует выводу МДП-структуры в область инверсии – условию, обязательному при создании приборных структур.

Таким образом, при изготовлении МДП-структур на InAs для того, чтобы снизить плотность ПС и открепить уровень Ферми необходимо перед нанесением диэлектрика провести пассивацию поверхности полупроводника. Известны различные способы модификации поверхности подложек: обработка в жидких средах, термическая и плазмохимическая обработка, анодное окисление. При этом, используя различные компоненты реакционных сред, выращиваются переходные слои различного состава (соединения компонентов полупроводника или иные соединения). В [6], например, описана плазмохимическая халькогенидная пассивация полупроводников A_3B_5 , при которой на поверхность подложки осаждаются атомы серы или селена, что приводит к снижению плотности ПС, уменьшению скорости поверхностной рекомбинации и существенному замедлению процессов окисления пассивированной поверхности на атмосфере. Эпитаксиальное наращивание на поверхности полупроводника фторидов различных металлов [7] позволяют проводить не только

пассивацию поверхности, но и использовать эти соединения в качестве изолирующего диэлектрика при создании МДП-структур, т.к. они обладают приличными диэлектрическими свойствами.

В работе [8] показано, что формирование тонкого ≈ 15 нм фторированного анодного окисла (АО) в щелочном электролите перед нанесением подзатворного диэлектрика позволяет сформировать МДП-структуры с плотностью ПС < $2 \cdot 10^{10}$ $см^{-2}эВ^{-1}$ (80 К). В данной работе исследовали МДП-структуры с фторированным анодным окислом толщиной ≈ 15 нм, полученным в кислотном электролите (концентрированная фосфорная кислота, изопропиловый спирт и глицерин в соотношении 65:30: по объему [9]) и фторид аммония в необходимом весовом количестве. Подложками служили автоэпитаксиальные структуры InAs (111)A n-типа с концентрацией носителей (1-5)$\cdot 10^{15}$ $см^{-3}$ (ЭСАИ-40-35-10). Технология изготовления структур подробно описана в [10].

Измерение вольтфарадных характеристик (ВФХ) проводилось при температуре жидкого азота на частоте 16 КГц со скоростью развертки 1 В/с. ВФХ записывались в темноте и со световым фоном. Все описанные ниже экспериментальные данные выполнены на одной полупроводниковой пластине с концентрацией фоновой легирующей примеси $2 \cdot 10^{15}$ $см^{-3}$ (по данным магнитосопротивления).

На рис.1 показано семейство квазиравновесных ВФХ МДП-структур на InAs с тонким АО, полученным при разных концентрациях NH_4F в КЭ и записанных при комнатной температуре. Видно, что в отсутствие фтора модуляция ВФХ практически отсутствует (поверхность InAs в обогащении). Для образцов с фторированным АО ВФХ приобретает черты высокочастотной кривой, растянутой по оси напряжений. Величина емкости при

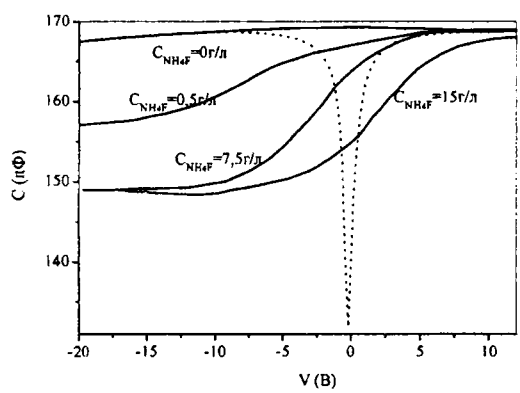


Рис.1. Вольтфарадные характеристики МДП-структур.
Точки соответствуют теоретической ВФХ.

отрицательных смещениях существенно выше расчетных значений (при заданном легировании подложки). Поверхностный потенциал InAs по мере увеличения концентрации NH_4F смещается в сторону обеднения. Моделирование ВФХ (самосогласованное решение уравнений Пуссона, непрерывности и кинетики перезарядки глубокого уровня в InAs в модели Са-Шоккли-Рида-Холла) предсказывает при комнатных температурах наличие низкочастотной кривой вплоть до частот 10^8 Гц (за счет высокого темпа тепловой генерации, $n_i \approx 7 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$). Наличие высокочастотной формы ВФХ свидетельствует о полном (в отсутствии фтора) или частичном закреплении (со фтором) уровня Ферми в запрещенной зоне. Поверхностный потенциал при смещениях -20В соответствует обеднению, причем инверсионный слой не формируется. Оценки показывают, что эффективная плотность ПС (реально в закреплении уровня Ферми участвует слой анодного окисла, примыкающий к границе раздела полупроводник – диэлектрик толщиной до 4-6 нм) составляет величину более 10^{13} см$^{-2}$.

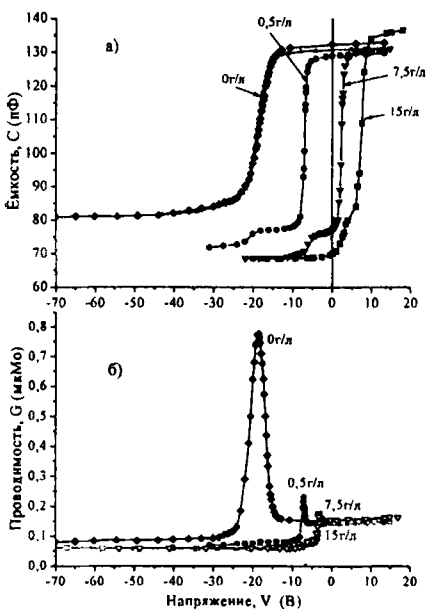


Рис.2. ВФХ и проводимость МДП-структур при температуре 77 К.

На рис.2 показано аналогичное семейство кривых, полученных при температуре 80К. Сравнение экспериментальных кривых с модельными расчетами позволяет сделать следующие предположения. При введении фтора можно получить высокочастотную квазистационарную ВФХ с поверхностным потенциалом, соответствующим инверсии. Особенностью ВФХ является наличие ступеньки в области обедняющих потенциалов, связанной с присутствием в InAs глубокого генерационно - рекомбинационного уровня с концентрацией $5 \cdot 10^{15}$ - $2 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$ на разных образцах. В отсутствие фтора наличие протяженной полки в области больших отрицательных смещений при повышенном значении емкости (над емкостью инверсии) позволяет сделать предположение о частичном закреплении уровня Ферми, когда поверхность InAs

находится при больших обедняющих потенциалах или переходит в область слабой инверсии. На таких МДП-структурах отсутствует или мала фоточувствительность при облучении структур ИК-излучением от имитатора абсолютно черного тела (573 К). Для регистрации фотоответа МДП-структуры включались в режиме неравновесного обеднения и накопления (на МДП-структуру подавался импульс инжекции и через некоторое время ≈ 1 – 10 мс проводилось считывание заряда накопленного в инверсионном слое). Для структур с фторированным переходным слоем наблюдалось формирование инверсионного слоя и структуры имели хорошую фоточувствительность. Оценки величины малосигнальной проводимости показывают, что плотность ПС составляет величину ≈ $2 \cdot 10^{12}$ $см^{-2}эВ^{-1}$ (в отсутствии фтора и снижается до величины ≈ $(2\text{-}6) \cdot 10^{10}$ $см^{-2}эВ^{-1}$ (при введении в электролит NH_4F).

1. W.E. Spicer, I. Lindau, P.R. Skeath, C.Y. Su, P.W. Chye. Phys. Rev.Lett., **44** (6), 420 (1980).
2. W. Gudat, D.E. Eastman. J. Vac. Sci. Technol., **13**, 831(1976).
3. H.-U. Baier, L. Koenders, W. Mönch. J. Vac. Sci. Technol., **B4** (4), 95 (1986).
4. H.-U. Baier, L. Koenders, W. Mönch. Solid State Commun., **58** (5), 327 (1986).
5. W. Mönchm. Surface. Science, **168,** 577 (1986).
6. В.Н. Бессолов, М.В. Лебедев. ФТП, **32** (11), 1281(1998).
7. S. Sinharoy. Thin Solid Films, **187**, 321(1990).
8. Г.Л. Курышев, А.П. Ковчавцев, Н.А. Валишева. ФТП, **35** (9), 1111 (2001).
9. И.Н. Сорокин, В.И. Козлов. Неорганические материалы, **15**, 537 (1979).
10. А.П. Ковчавцев и др. Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона, Новосибирск, Наука, 2001, с. 10.

ВЛИНИЕ УСЛОВИЙ ОСАЖДЕНИЯ LP CVD SiO_2 НА ЭФП МДП-СТРУКТУР НА ОСНОВЕ InAs

С.Ф. Девятова, Л.А. Семёнова, А.В. Медведев, З.В. Панова
Институт физики полупроводников, Новосибирск, Россия

Термическая нестабильность полупроводниковых соединений типа $A^{III}B^{V}$ выше 250°С приводит к необходимости использования методов низкотемпературного синтеза диэлектрических слоев. Способ синтеза слоев диоксида кремния при окислении моносилана кислородом в реакторе пониженного давления является одним из наиболее привлекательных благодаря хорошо известным преимуществам: мягкому воздействию на подложку $A^{III}B^{V}$ и близкому к единице коэффициенту заполнения микрорельефа.

Фундаментальные исследования показали, что реакция окисления моносилана представляет собой разветвленно-цепной процесс [1], и образование плёнок диоксида кремния происходит лишь в условиях, когда в газовой фазе протекает цепная реакция. Вне области горения не образуется слоев диоксида кремния. При горении моносилана вблизи нижнего предела самовоспламенения обрыв реакционных цепей происходит преимущественно на поверхности реактора и на поверхности растущей пленки, поэтому скорость осаждения слоев и соответственно свойства растущих слоев зависят от размеров реакционного сосуда, удельной поверхности S/V, где S - площадь стенок реактора и поверхность подложек, на которых идет осаждение, а V – объем реактора [1]. В пламени силана спектроскопическими методами обнаружены и идентифицированы [2] активные радикалы, атомы и молекулярные промежуточные продукты окисления. В газовой фазе обнаружены конечные продукты H_2 и H_2O. Соотношение между H_2 и H_2O меняется в зависимости от превышения исходного давления смеси над величиной p_1 [2].

Исследований электрофизических свойств МОП-структур на основе низкотемпературного диоксида кремния, выращенного при разных давлениях в реакторе пониженного давления и разных соотношения S/V, ещё не проводилось.

Цель настоящей работы – восполнение этого пробела.

В данной работе исследовалось влияние давления в реакторе и соотношения S/V на особенности процесса осаждения слоев, их свойства и электрофизические характеристики низкотемпературных слоёв диоксида кремния.

ИК-спектры записывались на Фурье-спектрометре (BRUKER) с разрешением 4см$^{-1}$. Показатель преломления n и толщину слоёв d определяли методом эллипсометрии. Значение диэлектрической проницаемости оценивали из c-v зависимостей, измеренных на МОП-структурах на арсениде индия.

Исследуемые плёнки диоксида кремния наносили на поверхность арсенида индия с фторированным анодным окислом [3] и одновременно на полированные кремниевые пластины для контроля толщины пленок и на германиевые пластины для снятия ИК спектров. Реакцию проводили в проточном кварцевом трубчатом реакторе с алюминиевым квадратным вкладышем, объем которого варьировали, меняя положение верхней крышки. Осаждение проводили при 220°С, соотношении кислорода к моносилану, равном двум, при давлении в реакторе в диапазоне от 0.45 до 0.9 Торр. Нижнее давление определялось тем, что при меньших давлениях роста слоев не происходило, а при давлениях выше 0.95 Торр росли мутные слои.

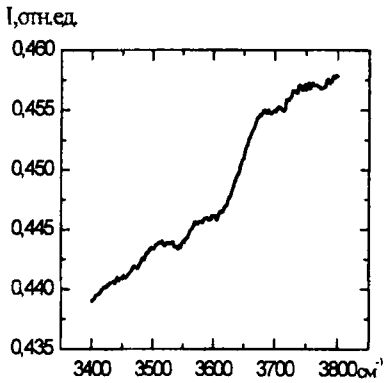
В горизонтальном реакторе при движении по нему газовой смеси моносилана с кислородом наблюдали ускорение роста слоя, после достижения максимального значения скорость реакции быстро снижалась. В таблице приведена скорость роста слоев диоксида кремния при двух давлениях, значение диэлектрической проницаемости пленок, объёмная доля воды в пленках, показатель преломления диоксида кремния в центре изотермической зоны. Протяженность изотермической зоны составляла 70 см. Количество адсорбированной в порах воды оценивали по разнице значений диэлектрической проницаемости, измеренной при комнатной температуре и температуре жидкого азота. Объёмную долю воды в пленках определяли, используя модель параллельных конденсаторов по формуле

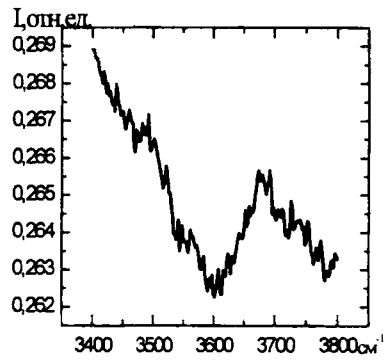
$$D_{воды} = (S_{воды}/S_{оксид})\cdot 100\% = (\varepsilon_{300} - \varepsilon_{78}) / (\varepsilon_{воды} - \varepsilon_{78}), \qquad (\varepsilon_{воды} = 80).$$

Давление в реакторе, Торр	S/V, см$^{-1}$	Скорость роста, А/мин	ε_{78}	ε_{300}	H_2O, об.%	n
0.5	3.2	37.4	3.97	4.94	1.26	1.458
0.5	1.64	110	3.94	5.21	1.67	1.463
0.9	3.2	113	3.98	5.44	1.93	1.463
0.9	1.64	733	3.86	6.93	4.4	1.43

Уменьшение скорости роста с увеличением удельной поверхности является аргументом в пользу радикально-цепного механизма реакции и причиной уменьшения скорости роста является увеличение скорости гетерогенного обрыва носителей цепей промежуточного активного продукта.

Из таблицы видно, что с увеличением давления в реакторе и уменьшением удельной поверхности диэлектрическая проницаемость слоев и содержание воды в пленках увеличиваются. Известно, что диэлектрическая проницаемость низкотемпературных слоёв SiO_2 , как правило, выше, чем у термического SiO_2. Это связывают с присутствием гидроксильных групп и с повышенным содержанием воды.





На рисунках представлена часть ИК спектра слоев диоксида кремния, выращенных при 0.5 Торр, в области поглощения гидроксильными группами и водой, верхний рисунок относится к реактору с S/V, равной 3.2, а нижний рисунок – к реактору с S/V = 1.64.

Уменьшение показателя преломления слоев диоксида кремния, выращенных при повышенном давлении и в реакторе с низкой удельной поверхностью, можно объяснить повышенной пористостью растущего слоя, о котором свидетельствует также поведение этих пленок при их растворении в разбавленном буферном травителе. Скорость растворения увеличивается в 2 раза.

Результаты работы указывают на увеличение вклада гомогенных реакций при уменьшении удельной поверхности и увеличении давления, при этом изменяется совокупность основных реакций, определяющих конкуренцию разветвления и обрыва цепей [4]. Кроме того, в цепных процессах при адсорбции из газовой фазы некоторых продуктов реакции эти промежуточные соединения не только рекомбинируют, но также участвуют в развитии реакционных цепей, уменьшая эффективность гибели цепей [4,5]. На основании проведенных экспериментов можно целенаправленно, подбирая условия роста и конфигурацию реактора, формировать слои низкотемпературного диоксида кремния и МОП-структуры на их основе с требуемыми свойствами.

1. Бакланов М.Р., Васильева Л.Л. // Микроэлектроника. 1996. Т.25. №6. С.403.
2. Kharutunyan S., Mkryan T., Sarkisyan E. // Oxidation Communications. 1984. Vol.7. № 1-2. P.49.
3. Валишева Н.А., Левцова Т.А., Логвинский Л.М., Ковчавцев А.П., Курышев Г.Л., Петренко А.З., Петренко И.П. // Поверхность. 1999. Т.11. С.53.
4. Азатян В.В., Айвазян Р.Г., Васильева Л.Л., Калканов В.А., Репинский С.М., Шавард А.А. // Кинетика и катализ. 1984. Т. XXV. Вып.5. С.1033.
5. Азатян В.В. // ЖФХ. 1998. Т.72. №3. С.391.

II - 10

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИЗОТИПНЫХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНО-ИМПУЛЬСНОГО ОСАЖДЕНИЯ

А.С. Еремян[(a)], К.Э. Авджян[(a)], А.М. Хачатрян[(a)], О.Н. Аветисян[(a)],
Г.Г. Варданян[(a)], Р.П. Григорян [(b)]
(a) - ИРФЭ, Аштарак, Армения, e-mail: avjyan@irphe.am;
(b) – ЕрФИ, Ереван, Армения

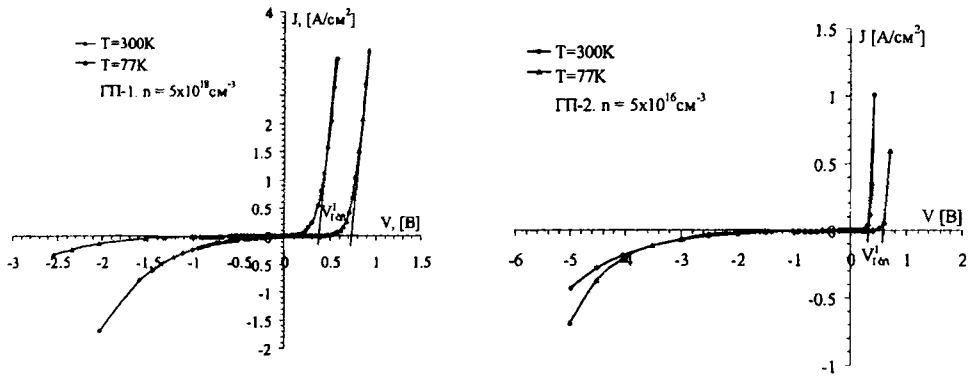
Гетеропереходы (ГП) GaAs/InSb относятся к классу т.н. "неидеальных" и характеризуются большим несоответствием решеток образующих материалов. Такое несоответствие решеток, составляющее для данной системы ≈14%, приводит к возникновению большого количества состояний на гетерогранице.

Традиционными методами роста пленок, при которых осаждение материалов проводится при низких скоростях и в равновесных условиях, получение монокристаллических "неидеальных" ГП с резкой границей затруднено [1,2]. Это связано с тем, что при большом несоответствии решеток требуемая для ориентированного роста пленок температура повышается, что приводит к взаимной диффузии материалов в довольно большой приграничной области. При лазерно-импульсном осаждении (ЛИО), благодаря быстрому вводу энергии в систему, рост пленок происходит в сильно неравновесных условиях, и температура начала ориентированного роста существенно снижается. В таких условиях удается получить резкие ГП в режимах, в которых взаимная диффузия материалов ГП практически исключена [2]. В данной работе исследованы электрические свойства изотипных ГП n-GaAs/n-InSb, полученных методом ЛИО.

Образцы ГП получены путем испарения под действием лазерного импульса (лазер – стекло с Nd^{3+}, длина волны 1.064 мкм, длительность – 30 нс, интенсивность в зоне облучения мишени $\approx 10^8$ Вт/см^2) мишени InSb n-типа, с последующим осаждением на полированных подложках GaAs с разной степенью легирования донорами.

Слои InSb с толщиной 100 нм осаждены при температуре монокристаллического роста ≈350°C. Низкоомные тыловые контакты к подложке n-GaAs получены термическим нанесением In с защитным слоем Ag и отжигом во время нанесения слоя InSb. Измерения вольт-амперных (ВАХ) и вольт-емкостных (ВЕХ) характеристик структур проведены при 300 и 77 K.

Из приведенных на Рис.1а,б ВАХ видно, что полученные ГП имеют выпрямляющие свойства. Коэффициент выпрямления β(V), определяемый отношением прямого тока к обратному при данном напряжении, сильно зависит от степени легирования подложки n-GaAs. Для образца ГП с большой концентрацией свободных носителей в подложке (образцы ГП-1) β равен 71 при значении напряжения 1 В, в то время, как в образце ГП-2 он составляет $\approx 10^4$ при том же значении напряжения.



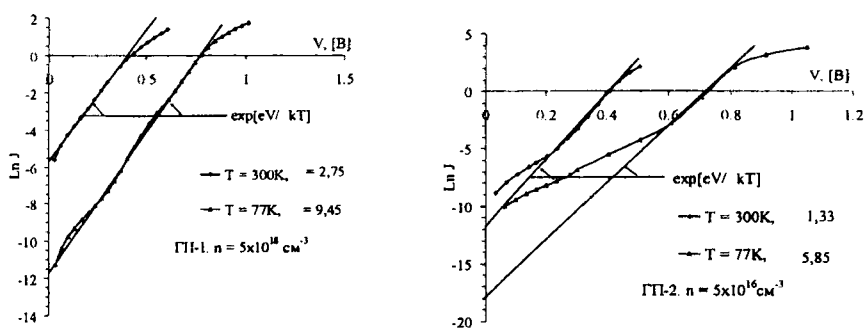
а б

Рис. 1

ВАХ исследуемых ГП подобны характеристикам перехода "металл-полупроводник", а прямая ветвь ВАХ хорошо согласуется с диодной теорией Шоттки:

$$I = I_S \cdot \left(\exp\left[eV/\eta kT\right] - 1\right), \qquad (1)$$

где $I_s = A^* T^2 \exp\left[-\Psi/\eta kT\right]$, A^* - постоянная Ричардсона (для GaAs $A^* = 8{,}64$ А/см^{2}К^2), Ψ —величина барьера "металл-полупроводник"; η —коэффициент неидеальности.



а б

Рис. 2

Из логарифмических зависимостей плотности тока от напряжения, показанных на Рис.2, вычислены Ψ и η для двух типов ГП. Некоторые измеренные, а также вычисленные из этих зависимостей параметры исследуемых ГП приведены в Таблице1.

Таблица 1.

N_d(GaAs), [см$^{-3}$]	T, [K]	β (1В)	$V^I_{отс}$, [В]	η	Ψ, [эВ]
$5\cdot10^{18}$	300	71	0,46	2,75	1,37
	77	507	0,74	9,45	1,44
$5\cdot10^{16}$	300	13500	0,45	1,33	0,88
	77	10600	0,7	5,85	1,17

Токовое напряжение отсечки $V^I_{отс}$, определяющее начало прямолинейного участка положительной ветви ВАХ (см. построения на рис. 1), и коэффициент неидеальности η увеличиваются с уменьшением температуры, что может быть связано с увеличением сопротивления пленки InSb при низкой температуре и перераспределением приложенного к ГП напряжения.

Значения высоты барьеров ГП, приведенные в Таблице 1, нами определены с учетом линейности зависимостей LnJ от приложенного напряжения, с допущением о чисто термоэлектронном механизме токопереноса. Применение этого приближения вполне оправдано в случае образцов ГП-2 на подложках GaAs с относительно низким уровнем легирования. Выведенное в данном случае значение высоты барьера сравнимо с результатами исследований, проведенных на плавных ГП n-GaAs/n-InSb [1].

В случае же образцов ГП-1 (с концентрацией примеси $\approx 5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$) применение формулы (1) приводит к некоторой ошибке в значении высоты барьера. Причиной этого является то, что с увеличением концентрации носителей происходит сужение обедненного слоя, что приводит к увеличению вероятности туннелирования сквозь барьер. Поэтому в расчетах необходимо учитывать также составляющую полевой эмиссии.

Учитывая перспективы применений в радиофизике миллиметровых волн, нами исследованы также вольт-емкостные характеристики полученных образцов ГП-2, обладающих высоким коэффициентом выпрямления. На рис.3 приведена зависимость C^{-2} от напряжения на переходе.

Линейная зависимость указывает на то, что распределение примесей на границе перехода имеет резкий характер. Экстраполяцией линейного участка на ось

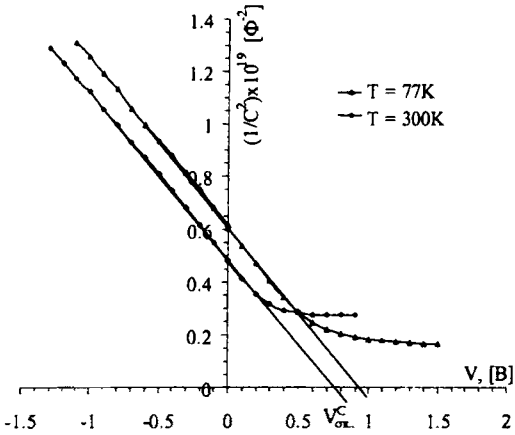


Рис.3

напряжений найдены емкостные напряжения отсечки ($V^C_{отс}$). Из наклона $C^{-2}(V)$ определена концентрация носителей в подложке n-GaAs, которая согласуется со значением, полученным из холловских измерений. Определенные также из ВЕХ величины диффузионного потенциала $eV_D = eV^C_{отс.} + KT$, ширины слоя объемного заряда при нулевом смещении $W = \varepsilon S/C(0)$ и напряженности $E_0 = 2V_{отс}/W_0$ электрического поля в потенциальном барьере при нулевом смещении, приведены в таблице 2.

Таблица 2.

T, [K]	N_d(GaAs), [см$^{-3}$] (холловские измерения)	N_d(GaAs), [см$^{-3}$] из ВЕХ	N_{is} (теор.)	N_{is} (экспер.)	$V^C_{отс.}$, [B]	eV_D, [эВ]	W, [см]	E_0, [В/см]
300	$5\cdot10^{16}$	$6{,}5\cdot10^{16}$	$3\cdot10^{14}$	$\geq 1{,}5\cdot10^{14}$	0,78	0,87	$1{,}29\cdot10^{-5}$	$1{,}21\cdot10^{5}$
77	$5\cdot10^{16}$	$6{,}8\cdot10^{16}$	$3\cdot10^{14}$	$\geq 1{,}67\cdot10^{14}$	0,95	0,96	$1{,}46\cdot10^{-5}$	$1{,}3\cdot10^{5}$

Основываясь на полученных результатах, определен полный равновесный заряд ($-Q^2_{is} = 2e\varepsilon N_D V_D$) на состояниях, возникающих на границе раздела из-за различия постоянных решеток а также полное число состояний ($N_{is} \geq -Q_{is}/e$), приходящееся на единицу площади. Полученные значения N_{iS} совместимы с полным числом возможных состояний N_{is}(теор.), оцененным из простых соображений, основанных на различии величин постоянных решеток [3].

1. E.D. Hinkley, R.H. Rediker. Solid State Electronics, 10, 671 (1967).
2. А.Г. Алексанян, Р.К. Казарян, Л.А. Матевосян. Электронная промышленность, 1, 55 (1982).
3. А. Милнс, Д. Фойхт. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. - М.: Мир, 1975.

СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ GaAs(100) В ПРОЦЕССЕ ОБРАБОТКИ В ПАРАХ СЕЛЕНА

Н.Н. Безрядин[a], Э.П. Домашевская[b], Ю.В. Сыноров[a], Г.И. Котов[a], Е.А. Татохин[a], Е.В. Руднев[b], А.А. Стародубцев[a], С.В. Кузубов[b]

(a) Воронежская государственная технологическая академия, Воронеж, Россия, e-mail: phys@vgta.vrn.ru;

(b) Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

Для эффективной работы полевых приборов на основе арсенида галлия необходима низкая плотность поверхностных электронных состояний (ПЭС). Принципиальная возможность уменьшения плотности ПЭС в GaAs - обработка поверхности в халькогенсодержащих средах, в частности – в парах селена [1,2].

Подложки GaAs подготавливали химико-динамическим полированием (ХДП) в растворе H_2SO_4:H_2O_2:H_2O = 5:1:1, затем в растворе HCl:H_2O = 1:10 снимался остаточный оксид. В процессе термической обработки арсенида галлия в парах селена происходит гетеровалентное замещение (ГВЗ) мышьяка в GaAs на селен с образованием слоя селенида галлия Ga_2Se_3(110), который пассивирует поверхность [2,3].

Структура полученных пленок Ga_2Se_3 исследовалась методом электронографии в просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ) Hitachi H-800 при ускоряющем напряжении 200 кВ. Анализировались микродифракционные изображения гетероструктур Ga_2Se_3/GaAs от разных точек поверхности GaAs, обработанной в парах селена в течение 1 и 5 минут при температуре подложки из интервала (330÷350)°C. Оцененная из анализа электрофизических и эллипсометрических измерений толщина плёнки Ga_2Se_3 составила порядка (3÷6) нм [4].

Электронограммы приповерхностной области GaAs после обработки ее в парах селена в течение 5 минут (температура подложки T_n = 330°C) приведены на рис.1. Анализ экспериментальных данных позволил идентифицировать три системы рефлексов, принадлежащих различным сечениям обратной решетки кубической гранецентрированной структуры (рис. 1 (а)). Одна принадлежит плоскости (100), что совпадает с кристаллографической ориентацией подложки GaAs, а другие - плоскостям (110) и (310). Сечения (110) и (310) обусловлены фазой селенида галлия, так как на электронограмме исходной поверхности GaAs (без обработки в парах селена) такие

системы рефлексов отсутствовали. Принадлежность рефлексов, соответствующих дифракционной картине от плоскостей (110) и (310), селениду галлия следует также из оценки относительных интенсивностей (I/I_0) рефлексов от плоскостей {hkl} в последовательности, отвечающей плоскостям (110) и (310).

Дифракционная постоянная (λL) корректировалась таким образом, чтобы экспериментальные значения межплоскостных расстояний в решетке GaAs наиболее полно соответствовали табличным значениям из ASTM [5]. При этом экспериментальные значения d в решетке соединения Ga_2Se_3 ближе к таковым табличным значениям для GaAs, чем к соответствующим значениям для Ga_2Se_3. Это можно объяснить явлением псевдоморфизма тонких слоев $A_2^{III}B_3^{VI}$, так как исследуемые соединения (GaAs и Ga_2Se_3) кристаллизуются в решетке сфалерита и имеют близкие значения параметров кристаллических решеток (5,65 Å и 5,42 Å, соответственно).

На последующих микродифракционных изображениях (рис.1б) проявляются две системы рефлексов от подложки GaAs(100) и от плоскости типа (310). При этом плоскость (110), обусловленная слоем Ga_2Se_3, не проявляется. На микродифракционном изображении (рис. 1в) видны рефлексы только от плёнки Ga_2Se_3 (110), при этом не наблюдаются рефлексы от подложки GaAs(100) или от других систем. Их отсутствие говорит о наличии на поверхности образца только фазы Ga_2Se_3(110), фаза Ga_2Se_3(310) не проявляется в

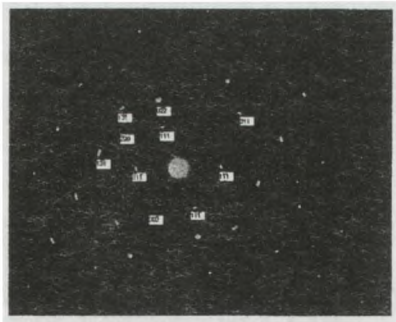


Рис. 1 (а)

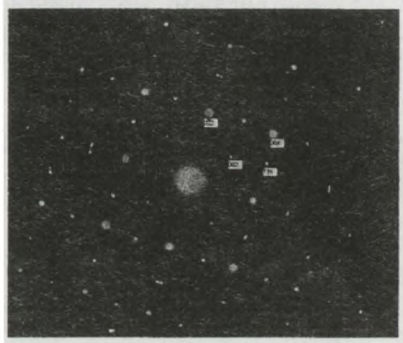


Рис. 1 (б)

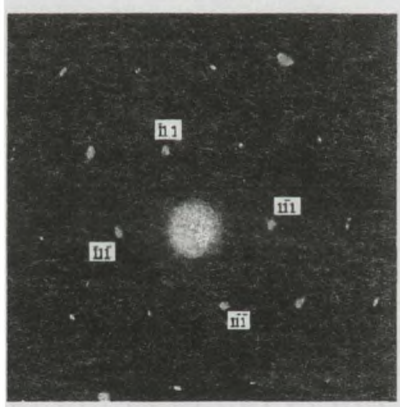


Рис. 1 (в)

Рис.1 (а-в). Микродифракционное изображение поверхности GaAs(100), обработанной в парах

верхнем слое образца, следовательно, отвечает за некую переходную область от подложки GaAs(100) к Ga_2Se_3 (110). В той точке образца, от которой была получена электронограмма, изображенная на рис. 1 (б), фаза селенида галлия, вероятно, только начинает зарождаться.

Известно, что после обработки GaAs в парах халькогенов происходит реконструкция поверхности по типу (2x1) [6]. Наблюдаемая фаза Ga_2Se_3(310) возможно и соответствует (2x1) реконструированной поверхности GaAs, что необходимо с точки зрения чисто геометрического подхода для согласования кристаллических решеток контактирующих фаз: GaAs(100) и Ga_2Se_3(110).

Таким образом, электронно-микроскопическим исследованием гетероструктур GaAs(100)-Ga_2Se_3 установлена последовательность структурных превращений поверхности GaAs(100) при обработке в парах селена. Происходящая при этом реакция гетеровалентного замещения в анионной подрешётке приводит к образованию псевдоморфного слоя Ga_2Se_3(110) через фазу Ga_2Se_3(310).

1. В.Н. Бессолов, М.В. Лебедев. ФТП, **32**, 1281 (1998).
2. Б.И. Сысоев, Н.Н. Безрядин, Г.И. Котов, В.Д. Стрыгин. ФТП, **29**, 24 (1993).
3. Б.И. Сысоев, В.Д. Стрыгин, Г.И. Котов. Письма в ЖТФ, **16**, 22 (1990).
4. И.Н. Арсентьев, Н.Н. Безрядин, Э.П. Домашевская, Г.И. Котов. Мат.VIII Российской конф. «Арсенид галлия и полупроводниковые соединения группы III-V, Томск, 2002, С. 259.
5. ASTM Diffraction Date Card File (1959), cards No. 14-450, 20-437, 5-735.
6. S. Takatani, T. Kikawa, M. Nakazawa. Phys. Rev. B., **45**, 8498 (1992).

ДИОДЫ ШОТТКИ НА ОСНОВЕ GaAs С ТУННЕЛЬНОПРОЗРАЧНЫМ СЛОЕМ Ga_2Se_3

Н.Н. Безрядин, Г.И. Котов, А.А. Стародубцев, Ю.Н. Власов
Воронежская государственная технологическая академия, Воронеж, Россия,
e-mail: phys@vgta.vrn.ru

Одной из проблем физики полупроводников $A^{III}B^{V}$ является снижение плотности поверхностных электронных состояний (ПЭС), обуславливающей закрепление уровня Ферми. Показано [1], что обработка GaAs в парах селена позволяет существенно снизить плотность ПЭС и открепить уровень Ферми. При этом происходит образование наноразмерного слоя Ga_2Se_3 по механизму, описанному ранее в [2].

В данной работе представлены результаты измерений вольт-амперных (ВАХ), вольт-фарадных (ВФХ) характеристик, а также температурных зависимостей тока (i(T)) диодов Шоттки, полученных методом термического напыления контактов из Al и Au на исходную и обработанную в парах селена поверхность GaAs. Для получения диодов использовались подложки из арсенида галлия электронного типа проводимости с концентрацией носителей заряда в пределах от 10^{16}см$^{-3}$ до 10^{18}см$^{-3}$. Подложки подвергались химико-динамическому полированию (ХДП) в смеси H_2SO_4:H_2O_2:H_2O = 5:1:1. После травления пластины промывались в деионизованной воде и сушились центрифугированием. Остаточный оксид удаляли травлением в смеси HCl:H_2O = 1:10. Слои селенида галлия Ga_2Se_3 получались методом гетеровалентного замещения (ГВЗ) мышьяка в арсениде галлия селеном. Для реализации этого метода был использован способ термической обработки подложек из арсенида галлия в парах селена в квазизамкнутом объеме (КЗО) [1].

В табл. 1 представлены результаты измерений ВАХ и ВФХ диодов Шоттки с контактами из Al и Au, напыленными на поверхность GaAs сразу после ХДП и на обработанную в парах селена. Приведены рассчитанные из ВАХ значения высоты барьера Φ_b и коэффициента идеальности n; высоты барьеров Φ_b и концентрации ионизированных доноров N_d в области обеднения, полученные из ВФХ по наклону зависимости $1/C^2$ от V. Видно, что для образцов Al/Ga_2Se_3/GaAs величина барьера Φb из ВАХ и ВФХ ниже, чем Φb исходного (без обработки в парах селена) образца Al/GaAs, что свидетельствует об уменьшении плотности ПЭС и откреплении уровня

Ферми. С другой стороны, для образцов Au/Ga_2Se_3/GaAs открепление уровня Ферми должно сопровождаться увеличением Φ_b, что наблюдается на образцах 66 и 68 (номера образцов соответствуют порядковому номеру изготовления).

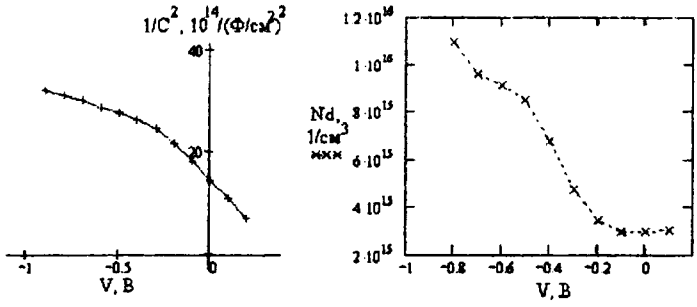
Таблица 1. Результаты измерений ВАХ и ВФХ структур Me (Al,Au)/GaAs и Me (Al,Au)/Ga_2Se_3/GaAs.

Номер образца	Ориентация подложки)	Металл	Обработка t, мин; T_n, °C	ВАХ		ВФХ	
				Φ_b, эВ	n	Φ_b, эВ	N_d, см$^{-3}$
40исх	(100)	Al	ХДП	0,82	1,3	1,34	$1,1*10^{16}$
45	(100)	Al	40 исх + 5 мин 330°C в Se_2	0,51	1,9	0,54	$1,0*10^{16}$
46	(100)	Al	40 исх + 15 мин 330°C в Se_2	0,51	2,78	0,65	$0,7*10^{16}$
66исх	(100)	Au	ХДП	0,96	1,26	1,68	$1*10^{16}$
66	(100)	Au	66 исх + 5 мин 330°C в Se_2	0,98	1,3	1,51	$0,9*10^{16}$
68	(100)	Au	66 исх + 15 мин 330°C в Se_2	1,01	1,2	2,03	$1,1*10^{16}$

Качественное различие между Al и Au контактами на обработанной в Se_2 поверхности GaAs проявляется во всех измерениях. Коэффициент идеальности n в структурах с контактами из Au существенно ниже, чем с контактами из Al. Кроме того, зависимость плотности тока от напряжения в логарифмическом масштабе (ln(i) от V) диодов Al/Ga_2Se_3/GaAs не укладывается на прямую и имеет тенденцию к росту n с ростом приложенного напряжения. Такое поведение n можно описать нелинейной полевой зависимостью высоты потенциального барьера Φ_b(V) в структурах со "слабо закреплённым" уровнем Ферми [3]. В этом случае приложенное напряжение приводит к перезаполнению ПЭС и экранируется локализованным у поверхности зарядом, величина которого сама зависит от напряжённости поля на границе раздела.

Измерения ВФХ на обработанных в парах селена подложках GaAs показывают наличие гистерезиса, величина которого больше для образцов с более

высокотемпературной и длительной обработкой. На рис 1 изображены типичная ВФХ диодов Шоттки Al/Ga_2Se_3/GaAs и рассчитанная из ВФХ зависимость концентрации от величины обратного смещения в области пространственного заряда (ОПЗ). Видно, что значение концентрации N_D падает вблизи поверхности от значения $2*10^{16}$см$^{-3}$ в объёме полупроводника.



(а) (б)

Рис. 1. Типичная ВФХ (а) и зависимость концентрации N_D от величины обратного смещения в ОПЗ (б) диодов Шоттки Al/Ga_2Se_3/GaAs

Такого профиля легирования не обнаруживается на исходных (необработанных в парах селена) образцах. Вероятно этот эффект следует связывать с процессом роста плёнки Ga_2Se_3. В ходе обработки поверхности GaAs в парах селена возможно образование высокой концентрации точечных дефектов (вакансий Ga, As и антиструктурных дефектов Ga_{As}, As_{Ga}). Эти дефекты [4] ответственны за образование глубоких уровней. Такие уровни практически всегда присутствуют в арсениде галлия, однако обработка в парах селена, вероятно, существенно повышает их концентрацию до величины, близкой к концентрации мелких доноров N_D. В результате чего происходит компенсация мелких доноров этими уровнями, что и наблюдается на рассчитанном из ВФХ профиле распределения примеси.

Интересные результаты получаются при стравливании в HCl:H_2O выращенного слоя Ga_2Se_3 с последующей обработкой травленной поверхности в парах селена. В табл.2 отображены результаты измерений ВАХ и ВФХ (на частоте 0,1 МГц) структур Au/Ga_2Se_3/GaAs после одного, двух и трех циклов выращивания–стравливания слоя Ga_2Se_3. Значение коэффициента идеальности диода после третьего цикла обработок достигает величины 1,02. Этот результат может быть следствием существенного увеличения однородности поверхности GaAs и уменьшения плотности ПЭС.

Таблица 2. Результаты измерений ВАХ и ВФХ диодов Шоттки Au/Ga_2Se_3/GaAs, подвергавшихся стравливанию выращенного слоя Ga_2Se_3.

Номер образца GaAs	Ориентация подложки	Обработка	ВАХ		ВФХ	
			Φ_b, эВ	n	Φ_b, эВ	N_d, $см^{-3}$
61исх	(100)	ХДП	0,89	1,66	1,73	$1,0*10^{16}$
61	(100)	61 исх + 5 мин 330°С в Se_2	0,92	1,39	1,6	$1,2*10^{16}$
61тр	(100)	61 + травление HCl:H2O	0,96	1,29	1,77	$2,5*10^{15}$
62	(100)	61тр + 5 мин 330°С в Se_2	0,72	1,03	1,58	$1,4*10^{13}$
62тр	(100)	62 + травление HCl:H2O	0,85	1,25	1,71	$2*10^{13}$
63	(100)	62тр + 5 мин 330°С в Se_2	0,75	1,02	1,66	$1,5*10^{13}$

Образцы, подвергавшиеся стравливанию плёнки Ga_2Se_3 и повторной обработке, имеют очень низкую ёмкость (≈ 4÷5 пФ) по сравнению с ёмкостью исходных образцов (≈100÷150 пФ). Концентрация примеси в обеднённой области, рассчитанная для них из ВФХ, оказывается ≈ 10^{13} $см^{-3}$. На наш взгляд, стравливание плёнки селенида галлия приводит к повышению в приповерхностной области концентрации компенсирующих глубоких акцепторов до значений близких к концентрации мелких доноров (≈ 10^{16} $см^{-3}$). Это согласуется с результатами исследования подобных структур на подложках с более высокой исходной концентрацией (≈10^{17}÷10^{18} $см^{-3}$) мелких доноров: падения значения N_D вблизи поверхности не наблюдается, что говорит о недостаточной концентрации глубоких уровней для компенсации этого количества мелких доноров. Повышение концентрации глубоких уровней при обработке в парах селена подтверждается данными, полученными из ВАХ: Φ_b диодов Шоттки Au/Ga_2Se_3/GaAs, сформированных на образцах 62 и 63, меньше, чем исходного образца, что объясняется закреплением уровня Ферми на глубоких уровнях.

1. Б.И. Сысоев, В.Д. Стрыгин, Г.И. Котов. Письма в ЖТФ, **16**, 22 (1990).
2. Н.Н. Безрядин, Г.И. Котов, И.Н. Арсеньтьев, А.А. Стародубцев. ФТП, **39**, 1025 (2005).
3. C.R. Crowell. Solid-State Electronics, **20**, 171 (1977).
4. М.Б. Литвинова. ФТП. **38**, 44 (2004).

НАНОСТРУКТУРИРОВАНИЕ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

В.П. Демкин[a], Б.С. Семухин[b], С.В. Мельничук[a]
(a) Томск, Россия, e-mail: demkin@ido.tsu.ru;
(b) Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия
e-mail: bss@ispms.tsc.ru

В работе авторов впервые применен метод наноструктурирования полупроводниковых материалов в высоковольтном импульсном разряде пучкового типа. Характерной особенностью разряда данного типа является наличие в плазме пучка электронов, который формируется в межэлектродном зазоре с сетчатым анодом. Использование Не-H_2 пучковой плазмы как источника ионов водорода и доставки их на поверхность обрабатываемых материалов не требует сложных и технологических решений и вместе с тем обладает значительной эффективностью физических процессов в образовании ионов. Эти качества позволяют использовать данный тип плазмы при создании простых технологических устройств для модифицирования материалов.

Исследования, проведенные авторами, свидетельствуют о возможности управления процессами модифицирования полупроводниковых материалов – монокристаллического GaAs и кремния при обработке ионами водорода. Структура приповерхностных слоев становится нанокристаллической, ее свойства существенно отличны от нижележащих слоев. Сами свойства слоя - удельное сопротивление, концентрация носителей изменяются в необходимую для работы сторону. Имеется возможность подбора режима обработки с целью получения необходимых технологических свойств.

Авторами были решены следующие задачи:

-разработан и создан специализированный высоковольтный плазмохимический реактор с управляемыми параметрами ионного пучка;

-на основании экспериментальных дифракционных картин, полученных на синхротронном излучении, изучена структура вновь синтезируемых технически

важных полупроводниковых материалов (кремния и арсенида галлия) с наноразмерными зонами;

-проведено исследование пучковой плазмы с целью оптимизации ее электрофизических, газокинетических и термодинамических свойств;

-проведены эксперименты по обработке полупроводниковых образцов протонным пучком с различной энергетикой и временной динамикой;

-проведены исследования электрофизических свойств модифицированных образцов.

Исследования показали, что в разрядах при средних давлениях пучковые свойства заряженных частиц (электронов и ионов) можно описать двухкомпонентной функцией распределения, включающей максвелловское ядро с анизотропной частью для медленных электронов и пучковую компоненту. Расчеты показали, что во всем интервале заданных параметров разряда на функции распределения электронов формируется пучок убегающих электронов с энергией в области ~ eU_0. Поляризационная диагностика излучения плазмы показывает, что концентрация ионов водорода в факеле разряда может достигать значений порядка 10^{13}–10^{14} $см^{-3}$.

Экспериментальные измерения образцов полупроводниковых материалов показали, что протонирование приводит к появлению однородной блочной структуры приповерхностного слоя полупроводников. При этом полученные результаты указывают на то, что поверхностный слой улучшает свои кристаллические свойства по сравнению с исходным, хотя исходная поверхность была полированной поверхностью монокристалла.

При малых временах обработки, перестройка блочной структуры полупроводников приводит к уменьшению их удельного электрического сопротивления. Дальнейшее увеличение времени обработки приводит к связыванию атомов донорной примеси с водородом, что уменьшает концентрацию основных носителей заряда в полупроводнике n-типа, вследствие чего увеличивается удельное сопротивление образцов.

С помощью метода оже–спектроскопии и ИК–спектроскопии было показано, что при обработке приповерхностных слоев полупроводниковых материалов в них образуются комплексы типа Si_x-H_y , которые и ответственны за появление двойного слоя, ведущего к изменению электрофизических свойств.

АДСОРБЦИЯ ЦЕЗИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ β2-GaAs(001)(4×2)

С.В. Еремеев, Г.Е. Руденский, С.Е. Кулькова
Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,
634021, Томск, Россия

Новое поколение источников поляризованных электронов основано на фотоэмиссии из металл-полупроводниковых наноструктур, где в качестве подложки используются гетероструктуры на основе арсенида галлия. Для многих технологических приложений принципиальное значение имеет поверхность (001), на которой наблюдается большое количество реконструкций в зависимости от ее локального химического состава. Известно, что адсорбция электроположительных щелочных металлов на поверхностях GaAs ведет к резкому понижению работы выхода, особенно на начальной стадии осаждения атомов металлов. Эволюция атомной структуры GaAs(001) в зависимости от степени цезиевого покрытия остается предметом дискуссий. Для понимания физической природы взаимодействия металл–полупроводник (Ме/П) на поверхности необходимо детально представлять электронную структуру поверхности и ее эволюцию под влиянием различных факторов. Целью настоящей работы является исследование адсорбции цезия на двух возможных окончаниях поверхности GaAs(001).

Была рассмотрена реконструкция поверхности β2-GaAs(001)-(4×2), оканчивающейся галлием, и (2×4) с мышьяком в поверхностном слое. Расчет проводился в рамках псевдопотенциального подхода с обменно-корреляционным функционалом в приближении локальной плотности. Поверхность β2-GaAs(001) моделировалась шестислойной пленкой с использованием модели Шираиши [1]. Одна из поверхностей насыщалась атомным слоем водорода с дробным зарядом. Угол между связями H-As-H

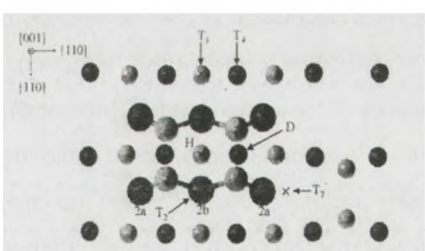


Рис. 1. Атомная структура (вид сверху) поверхности β2-GaAs(001)-(4×2), оканчивающейся галлием. Стрелками указаны рассмотренные положения для цезия, где T_n – обозначает положение над атомом n-го слоя, D – димерная мостиковая позиция, H – ямочная позиция.

для поверхности с окончанием галлием был равен 109.47°, как и угол между Ga-As-Ga в объемном материале. Величина промежутка вакуума составляла ≈ 10 Å. Идеальная ячейка содержала 48 атомов Ga, As и 16 атомов водорода с зарядом 0.75 электрона. Оптимизация атомной структуры поверхности (4×2) проводилась с использованием k-сетки 3×6×1. Оптимизировались четыре верхних атомных слоя, тогда как два объемных слоя галлия и мышьяка фиксировались при объемных значениях. Энергия адсорбции рассчитывалась по формуле $E_{ads} = -[E(\mathrm{Cs/GaAs}) - E(\mathrm{GaAs}) - E(\mathrm{Cs})]$, где E(Cs/GaAs) и E(GaAs) – полные энергии системы с адсорбированным цезием и чистой поверхности, соответственно; E(Cs) – энергия атома цезия.

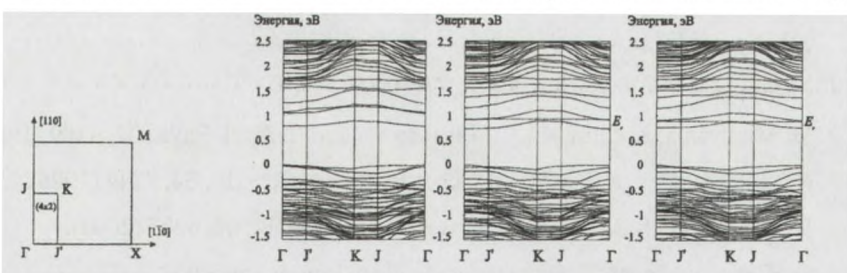
В случае β2-GaAs(001) в поверхностном слое имеется два димера галлия, еще один димер формируется в третьем от поверхности слое (рис.1). Длина связи в димерах галлия поверхностного слоя равна 2.42 Å, тогда как в третьем от поверхности слое – 2.44 Å. Это согласуется с результатами работы [2], в которой также установлена небольшая разница в длинах димеров галлия для разных слоев. Кроме того, в работе [3] отмечается существенное уменьшение межплоскостного расстояния между поверхностным и подповерхностным слоями практически в два раза. Подобное поведение наблюдается и в нашем расчете ($d_{12} \approx 0.7$ Å по сравнению с 1.44 Å – межплоскостным расстоянием в объеме). Результаты расчета мышьякового окончания поверхности, которое более интенсивно изучалось, также находится в хорошем согласии с данными [4,5]. Мы рассмотрели адсорбцию цезия на поверхности β2-GaAs(001)-(4×2) в позициях, показанных на рис. 1. Для мышьякового окончания поверхности рассчитанные значения энергии адсорбции цезия находятся в удовлетворительном согласии с результатами [5]. Максимальная энергия адсорбции (-2.21 эВ) получена для позиции T_3, хотя абсолютное значение энергии адсорбции на 0.21 эВ ниже, чем в [5]. Для поверхности с галлиевым окончанием расчеты показали, что адсорбция цезия наиболее предпочтительна в T_4 позиции, когда цезий находится в окружении четырех атомов мышьяка подповерхностного слоя. Второй по энергии является позиция над галлием третьего от поверхности слое (T_3). В этой позиции цезий находится в окружении только двух ближайших атомов мышьяка. В то же время в наиболее энергетически выгодной позиции (T_4) цезий находится вблизи как атомов мышьяка, так и атомов поверхностных галлиевых димеров. Именно этим фактом, т.е. возможностью, с одной стороны, образовать s-p гибридизованные состояния с мышьяком, а с другой стороны насытить оборванные связи галлия, и обусловлена

выгодность этой позиции. Меньшая энергия адсорбции получена для мостиковой димерной позиции. Рассчитанные значения энергии адсорбции для разных высокосимметричных позиций на поверхности приведены в табл.1.

Таблица 1. Энергии адсорбции (эВ) Cs в рассмотренных позициях на поверхности β2-GaAs-(4×2).

Положения Cs	T_1	T_2	T_2'	T_3	T_4	D	H
E_{ads}	1.74	2.05	2.12	2.23	2.39	1.88	2.11

Димеры галлия не разрушаются при адсорбции цезия, а наблюдаются лишь незначительные изменения в их длинах связи. Так, при адсорбции в T_2' позиции длина связи в ближайшем к цезию димере равна 2.42 Å, а в следующем по удалению 2.43 Å. Наряду с этим наблюдается незначительное уменьшение длины димера в третьем от поверхности слое, равное 0.04 Å. На рис. 2 приведены зонные спектры вблизи фундаментальной щели для чистой поверхности и с цезием в T_4 и T_3 позициях. Величина щели для чистой поверхности составляет 0.79 эВ и видно достаточно сильное отщепление нижних незанятых состояний от дна зоны проводимости. Анализ орбитального состава незанятых состояний показал, что поверхностные незанятые состояния в основном обусловлены орбиталями, локализованными на димерных атомах галлия. Занятые состояния в основном локализованы на атомах мышьяка подповерхностного слоя. На рис. 3 приведены поверхностные парциальные и полные ПЭС для ряда позиций. Видно, что структура ПЭС отличается несущественно для двух позиций цезия, как, впрочем, и для других рассмотренных позиций. Положение локального вклада цезия, который показан пунктирной линией, смещается в сторону низких энергий, и именно этот факт обеспечивает небольшой пик на нижней валентной подзоне полной ПЭС для T_4 позиции. Как показали расчеты, в тех позициях, для которых найдены более высокие значения энергии адсорбции, ближайшими соседями



а б в г

Рис. 2. Зонный спектр вдоль симметричных направлений двумерной зоны Бриллюэна (а) для β2-GaAs(001)-(4×2) (б) и с адсорбированным цезием в T_4 (в), T_2' (г) позициях.

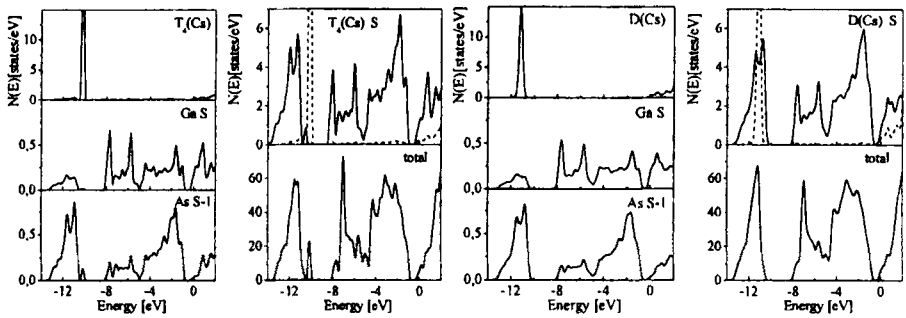


Рис. 3. Парциальные и полные ПЭС для T_4 и D позиций цезия на β2-GaAs(001)-(4×2).

цезия являются оба атома подложки (за исключением T_3). Образование гибридизированных состояний цезия с мышьяком и с делокализованными поверхностными состояниями, характерными для чистой поверхности, является основным механизмом адсорбции. В тех позициях, где цезий находится ближе к галлию, – в мостиковой (D) и вершинной (T_1), адсорбция является менее энергетически выгодной. Следует заметить, что проведенные нами расчеты энергии адсорбции цезия на ζ-реконструкции GaAs(001)-(4×2) с галлием в поверхностных слоях показали, что отмеченный выше механизм остается справедливым и в этом случае. Наиболее энергетически выгодным было найдено положение в области вакансионного ряда над атомом мышьяка четвертого слоя. Данная позиция координирована четырьмя краевыми атомами мышьяка поверхностного слоя. Таким образом, на начальной стадии осаждения цезия на поверхности с галлиевым окончанием имеется несколько позиций с практически одинаковыми энергиями адсорбции (в пределах 0.1 эВ), тогда как на поверхности, обогащенной мышьяком, зависимость энергии адсорбции от положения адсорбата выражена более существенно.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям РФ (госконтракт № 02.434.11.2016).

1. K. Shiraishi // J. Phys. Soc. Japan., **59**, 3455 (1990).

2. M. Murayama, K. Shiraishi, T. Nakayama // Jpn. J. Appl. Phys., **37**, 4109 (1998).

3. N. Moll, A. Kley, E. Pehlke, M. Scheffler // Phys. Rev. B., **54**, 8844 (1996).

4. W.G. Schmidt, S. Mirbt, F. Bechstedt // Phys. Rev. B., **62**, 8087 (2000).

5. C. Hogan, D. Paget, Y. Garreau, et al., Phys. Rev. B., **68**, 205313 (2003).

МЕХАНИЗМ АДСОРБЦИИ O_2 НА ПОВЕРХНОСТЬ GaAs(001) С СУБМОНОСЛОЙНЫМИ ПОКРЫТИЯМИ Cs

К.В. Торопецкий[(b)], Д.А. Петухов[(b)], О.Е. Терещенко[(a,b)], А.С. Терехов[(a,b)]

(a) Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск;

(b) Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск

Изучение совместной адсорбции кислорода и щелочных металлов на поверхность полупроводников связано с практической задачей создания высокоэффективных фотоэмиттеров [1-3], с активацией каталитических реакций на поверхности [4,5] и окислением полупроводников [2,5,6]. Несмотря на большое внимание к системе (Cs,O)/GaAs(001), совместная адсорбция Cs и O_2 на поверхность GaAs(001) изучена недостаточно. Интересным является выяснение причины увеличения коэффициента прилипания O_2 на поверхность GaAs(001), покрытую щелочным металлом. В настоящей работе было обнаружено, что при покрытиях Cs, меньших 0.1 ML, коэффициент прилипания O_2 не превышает $1.5\ 10^{-3}$, в то время как для покрытий Cs свыше 0.3 ML коэффициент прилипания O_2 становится больше 0.4. Для объяснения увеличения коэффициента прилипания O_2 было выдвинуто предположение, что адсорбция O_2 обусловлена захватом электрона на антисвязующую орбиталь молекулы O_2 и поэтому должна быть связана с работой выхода поверхности [1]. Целью настоящей работы было выяснение справедливости сформулированного предположения применительно к адсорбции O_2 на поверхность Cs/GaAs(001).

В работе использовались образцы GaAs(001), полученные жидкофазной эпитаксией (ЖФЭ). Чистая поверхность GaAs(001) с различными сверхструктурными реконструкциями приготавливалась путём химического удаления оксидов в растворе HCl в изопропиловом спирте в атмосфере сухого азота, переноса в сверхвысоковакуумный электронный спектрометр ADES-500 в герметичном контейнере без контакта с воздухом и последующего прогрева в вакууме. Структура и состав поверхности определялись методами дифракции медленных электронов (ДМЭ) и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Для нанесения заданного количества Cs на поверхность GaAs(001) использовалась калибровочная зависимость величины покрытия Cs от времени нанесения [7]. После нанесения Cs были проведены циклы экспозиции поверхности Cs/GaAs(001) в O_2. Относительные изменения работы выхода определялись по смещению порога отсечки эмиссии вторичных электронов в

РФЭ спектрах. Для вычисления абсолютного значения работы выхода использовалось значение работы выхода в максимуме фототока равное 1.60 ± 0.05 эВ [8], которое соответствует покрытию ≈ 0.5 ML Cs на поверхности GaAs (001).

Для изучения кинетики адсорбции O_2 на поверхность Cs/GaAs(001) были проведены измерения дозовой зависимости интенсивности O 1s линии при различных покрытиях Cs, которые представлены на рис. 1. Из рисунка видно, что при экспозиции в O_2 поверхности GaAs(001) покрытой 0.1 ML Cs адсорбция O_2 на поверхность не происходила в пределах чувствительности метода РФЭС, которая по кислороду составляла 0.03 ML. Это означает, что коэффициент прилипания на такую поверхность не превышает $1.5\ 10^{-3}$. В то же время для покрытий Cs свыше 0.3 ML наблюдался резкий рост интенсивности O 1s линии с последующим насыщением при экспозициях свыше 1 L, при этом коэффициент прилипания становится выше 0.4. Коэффициент прилипания оценивался, исходя из толщины кислородного покрытия и дозы, при которой оно достигается. Увеличение коэффициента прилипания и насыщение количества кислорода на поверхности можно объяснить в предположении, что адсорбция O_2 на поверхность Cs/GaAs(001) определяется соотношением между работой выхода поверхности и энергией электронного сродства молекулы O_2. В этом случае увеличение коэффициента прилипания O_2 обусловлено снижением работы выхода поверхности при нанесении Cs, а насыщение количества кислорода на поверхности связано с ростом работы выхода до энергии электронного сродства молекулы O_2, выше которой коэффициент прилипания O_2 резко

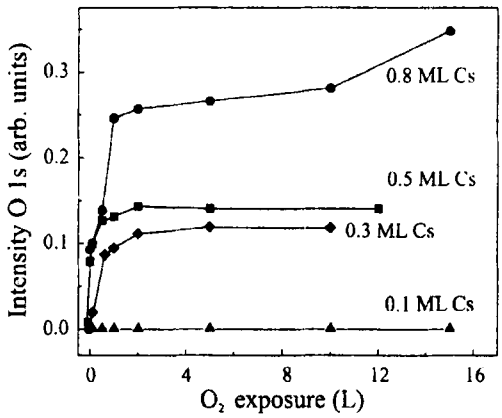


Рис.1. Изменение интенсивности O 1s линии при адсорбции O_2 на поверхность Cs/GaAs(001)

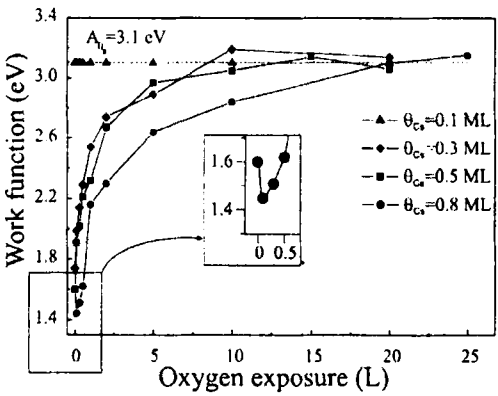


Рис.2. Изменение работы выхода при адсорбции O_2 на поверхность Cs/GaAs(001)

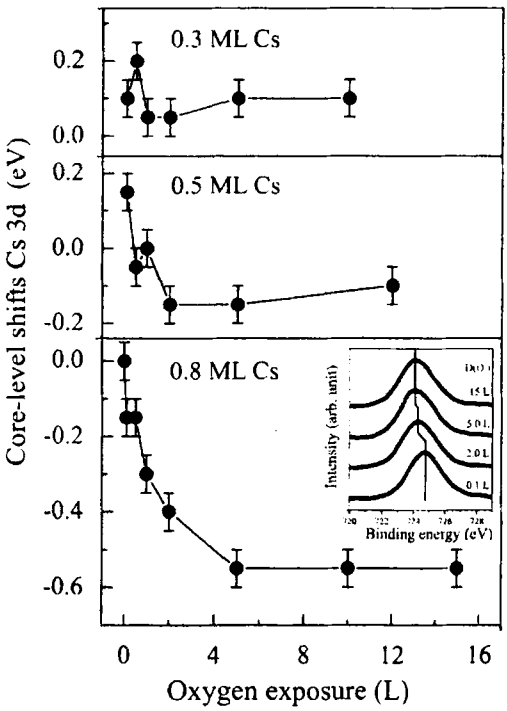


Рис.3. Относительное изменение энергии связи Cs 3d линии адсорбции O_2 на поверхность Cs/GaAs(001)

уменьшается. Изменение работы выхода на поверхности Cs/GaAs(001) при адсорбции O_2 показано на рис 2. Для покрытия 0.1 ML Cs (закрашенные треугольники) экспозиция в O_2 не приводила к изменению работы выхода на поверхности, которая после нанесения Cs составляла 3.1 эВ. Как было показано выше (рис.1) при покрытии поверхности 0.1 ML Cs адсорбция O_2 на поверхность не происходила. При покрытиях 0.3 ML (Φ = 1.75 эВ) и 0.5 ML (Φ = 1.6 эВ) Cs адсорбция O_2 приводила к быстрому росту работы выхода и последующему насыщению на уровне равном 3.1 эВ. При адсорбции O_2 на поверхность Cs/GaAs(001) с покрытием Cs 0.8 ML работа выхода первоначально снижалась, проходя минимум равный 1.45 ± 0.05 эВ, с последующим ростом и тенденцией к насыщению. Рост работы выхода связан с уменьшением величины дипольного момента приповерхностного слоя, которое может быть связано как с разупорядочением дипольного слоя, так и с перераспределением заряда в этом слое. Для анализа изменения зарядового состояния атомов на поверхности Cs/GaAs(001) при адсорбции O_2 были проанализированы смещения РФЭ линий Cs 3d, As 2p и Ga 2p. На рис. 3 представлена зависимость смещения Cs 3d линии для различных покрытий Cs от дозы O_2. Из рисунка видно, что при адсорбции O_2 на поверхность Cs/GaAs(001) происходит уменьшение энергии связи Cs 3d линии, которое носит характер насыщения, уровень которого зависит от покрытия Cs. Смещение 3d линии Cs не связано с изменением изгиба зон на поверхности, так как отсутствовал сдвиг 2p и 3d линий As и Ga при экспозиции в O_2, а также не связано с появлением химически сдвинутой компоненты, поскольку форма и ширина Cs 3d линии не изменялись в пределах точности измерений. Уменьшение энергии связи Cs 3d линии может быть связано с увеличением электронной плотности на атомах Cs или вблизи них при адсорбции O_2 на поверхность

Cs/GaAs(001). Такое перераспределение электронной плотности приводит к уменьшению положительного заряда на Cs и уменьшению величины дипольного момента.

В результате проведённой работы было показано, что коэффициент прилипания молекулы O_2 на поверхность Cs/GaAs(001) определяется соотношением между работой выхода поверхности и энергией электронного сродства молекулы O_2. Адсорбция O_2 на поверхность Cs/GaAs(001) обусловлена захватом электрона на антисвязующую орбиталь из полупроводника и имеет место в том случае, когда работа выхода поверхности меньше энергии электронного сродства молекулы O_2 на поверхности, которая составляет по полученным данным 3.1 эВ. Увеличение коэффициента прилипания O_2 на поверхности Cs/GaAs(001) обусловлено понижением работы выхода при нанесении Cs, а наблюдаемое насыщение по количеству кислорода связано с ростом работы выхода до уровня электронного сродства молекулы O_2. Рост работы выхода при адсорбции O_2 происходит в результате уменьшения дипольного момента покрытия, вызванного возвратом электронной плотности на атомы Cs или увеличением отрицательного заряда вблизи атомов цезия, сосредоточенного на кислороде. В работе обсуждается микроскопический механизм адсорбции молекулы кислорода на цезированную поверхность GaAs(001) на основе зонной диаграммы O_2/Cs/GaAs.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 06-02-16093) и Фонда содействия отечественной науке.

1. J.E. Ortega., E.M. Oelling, J. Ferron, R. Miranda, Phys. Rev. B, **36** (11), 6213 (1987).

2. H. Araghi-Kozaz, G. Brojerdi, M. Besancon, P. Dolle, J. Jupille, Surf. Sci., **251-252**, 1091 (1990).

3. C.Y. Su, W.E. Spicer, I. Lindau, J. Appl. Phys., **54** (7), 1413 (1983).

4. S. Nishigaki, T. Sasaki, S. Matsuda, N. Kawanishi, H. Takeda, K. Yamada, Surf. Sci., **242**, 358 (1991).

5. B. Hellsing, Phys. Rev. B, **40** (6), 3855 (1989).

6. W. Monch, Semiconductor surfaces and interfaces, 1993.

7. О.Е. Терещенко, В.Л. Альперович, А.С. Терехов, Письма в ЖЭТФ, **79** (3), 163 (2004).

8. В.И. Белиничер, А.Г. Паулиш, И.В. Рыженкова, А.С. Терехов, С.В. Шевелев, Физика твёрдого тела, **32** (4), 1194 (1990).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА С ПОВЕРХНОСТЬЮ GaAs(001) МЕТОДОМ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ

А.В. Васев

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия,

e-mail: vasev@isp.nsc.ru

Использование водорода является ключевым моментом в ряде современных технологических процессов, таких как рост кристаллов, пассивация дефектов и примесей в объеме, очистка и травление поверхности. Как следствие, изучению взаимодействия водорода с поверхностью полупроводников $A^{III}B^{V}$ в последние 30 лет уделялось повышенное внимание [1]. Следует отметить тот факт, что подавляющая часть экспериментальных и теоретических результатов связана со свойствами атомарного водорода (как более активного). Количество же работ, посвященных молекулярному водороду, меньше на порядок. В то же время, с развитием MOCVD и MOVPE, актуальность информации о характере взаимодействия молекулярного водорода с ростовой поверхностью сильно возросла, так как для этих технологий атмосфера H_2 является рабочей.

Для GaAs(001) вопрос о том, взаимодействует H_2 с поверхностью или нет при давлениях порядка 10-760 торр, до сих пор остается открытым. Еще в 1998 году L. Li *et al.* [2] показали, что использование высоких (характерных для MOCVD и MOVPE) давлений водорода в процессе прогрева изменяет последовательность реконструкционных состояний поверхности GaAs(001) кардинальным образом: (1×2)/c(4×4)⇨(2×4)⇨(4×2). При этом во время перехода (2×4)⇨(4×2) на поверхности наблюдается соседство доменов с реконструкциями (2×4) и (4×2), а переходные реконструкции (3×1) и (n×6) отсутствуют. Следует заметить, что из-за высокого давления водорода LEED и STM исследования реконструкционного состояния поверхности авторами проводились ex situ, после охлаждения и перегрузки из MOCVD реактора в аналитическую камеру. А значит, существовала вероятность того, что подобные манипуляции могли повлиять на последовательность сверхструктурных состояний поверхности. Кроме того, I. Kamiya *et al.* [3] показали идентичность оптических свойств (RDS-спектров) реконструкций c(4×4), (2×4) и (4×2), полученных в

ходе UHV прогревов и при прогревах в атмосфере H_2. А это свидетельствует об инертности молекулярного водорода по отношению к поверхности.

Согласно результатам наших работ [4-6], появление на поверхности GaAs(001) переходных реконструкций (3×1), (1×6), (1×1) и (4×6) сопровождается интенсивным оптическим откликом, что может быть четко зафиксировано при помощи эллипсометрии. Таким образом, in situ мониторинг методом спектральной эллипсометрии (SE) процесса нагрева GaAs(001) в молекулярном водороде должен показать, вызывает ли данный нагрев исчезновение переходных реконструкций, и если да, то что является причиной этого исчезновения – манипуляции с режимом нагрева, либо же гидрогенизация поверхности.

Таким образом, целью данной работы является исследование методом спектральной эллипсометрии оптических характеристик атомарно-чистой поверхности GaAs(001) при прогреве в атмосфере молекулярного водорода.

Экспериментальные результаты можно разделить на две основные группы. К первой следует отнести данные, измеренные в режиме нагрева. Именно они характеризуют процессы, связанные с реконструкционными изменениями на поверхности и образованием связей с водородом. А ко второй – данные, измеренные за время последующего охлаждения. Они содержат информацию о температурных изменениях оптических свойств объемного GaAs. Поскольку температурная зависимость энергий оптических переходов между зонными состояниями прецизионно измерена для подавляющего числа технологически важных полупроводников, в том числе и для GaAs, то задача определения реальной температуры поверхности сводилась к вычислению параметров критических точек в зоне Бриллюэна из SE-измеренных спектров. Это позволило впервые получить температурную (160÷660°C) зависимость

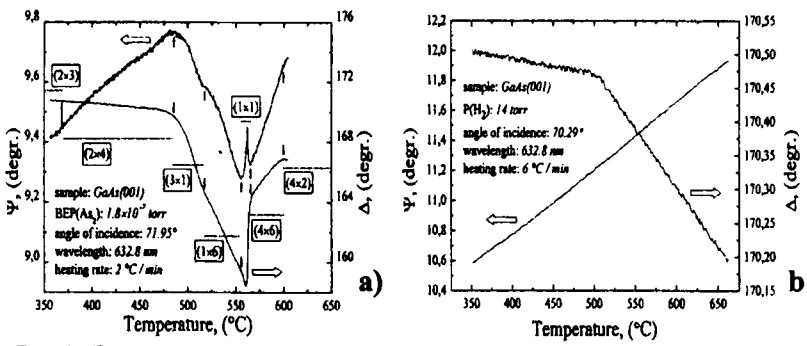


Рис.1. Эволюция эллипсометрических параметров ψ и Δ в процессе нагрева поверхности GaAs(001) a) в парах As_4, b) в атмосфере H_2.

спектральной диэлектрической функции для атомарно-гладкой поверхности GaAs(001) с фиксированной реконструкцией (4×2).

Что же касается оптического отклика на реконструкционные изменения сверхструктурного состояния поверхности, то на рис.1 представлена эволюция эллипсометрических параметров ψ и Δ в процессе нагрева поверхности GaAs(001) a) в парах As_4, b) в атмосфере H_2 (на примере λ = 635.8 нм). Из рисунка четко видно, что молекулярный водород действительно служит причиной исчезновения группы переходных реконструкций на поверхности GaAs(001). Природа исчезновения становится более очевидной при анализе изменений, происходящих в спектре диэлектрической функции поверхности в ходе нагрева. В рамках трехфазной модели [7,8], SE-данные могут быть представлены в виде:

$$\frac{\delta\rho}{\rho_0} = \frac{2\delta\psi}{\sin(2\psi_0)} + i\delta\Delta = -\frac{4\pi i\sqrt{\varepsilon_a}\cos(\theta)\varepsilon_b\sin^2(\theta)}{\lambda(\varepsilon_b-\varepsilon_a)(\varepsilon_b\cos^2(\theta)-\varepsilon_a\sin^2(\theta))}\times\Lambda, \qquad (1)$$

где θ – угол падения луча на образец; ε_b и ε_a – изотропные диэлектрические функции объемного кристалла и внешней среды, соответственно; ρ_0, ψ_0 и Δ_0 – эллипсометрические параметры, характеризующие отражение света от границы *внешняя среда/подложка.*

Используя терминологию работы [9], можно записать:

$$\delta\Lambda = \Lambda_{(clean)} - \Lambda_{(H_2)}, \qquad (2)$$

где $\delta\Lambda$ – функционал, описывающий изменения, происходящие в процессе гидрогенизации поверхности. В качестве "чистой" (без связей с водородом) нами была выбрана поверхность при температуре T_S = 400°C. На рис.2 представлена эволюция $Im(\delta\Lambda)$ в процессе нагрева поверхности GaAs(001) в атмосфере H_2. Из рисунка видно, что диэлектрическая функция данной поверхности характеризуется, помимо

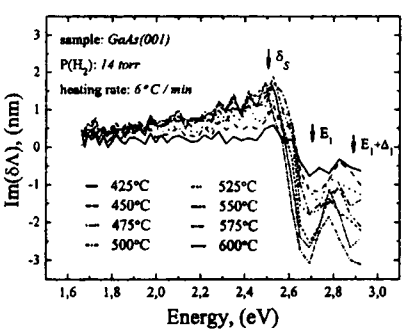


Рис.2. Эволюция $Im(\delta\Lambda)$ в процессе нагрева поверхности GaAs(001) в атмосфере H_2.

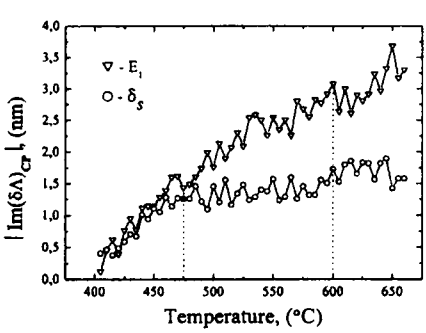


Рис.3. Изменение величины $Im(\delta\Lambda)$ в критических точках δ_S и E_1 с ростом температуры прогрева.

классических переходов E_1 и $E_1+\Delta_1$, еще и переходом δ_S. Согласно данным работ [9,10] этот переход является прямым признаком гидрогенизации поверхности. Отслеживая изменение амплитуды пиков E_1 и δ_S с ростом температуры (рис.3), можно заметить, что процесс образования на поверхности связей с водородом происходит в основном в температурном интервале 400-475°C. Далее наблюдается плато насыщения (475-600°C). Последующий рост амплитуды δ_S (при температурах выше 600°C) сопровождался смещением энергетического положения пика E_1 в область высоких энергий, то есть в сторону противоположную температурной зависимости для E_1. Подобное поведение может быть связано с началом травления поверхности водородом и стартом развития морфологии при высоких температурах. Данное предположение подтверждается результатами AFM исследований, которые показали, что процесс развития морфологии в ходе нагрева представляет собой эшелонирование моноатомных ступеней и образование ямок травления.

Таким образом, методом спектральной эллипсометрии показано, что прогрев GaAs(001) в атмосфере молекулярного водорода приводит к образованию на поверхности гидрогенизированного слоя.

Работа поддержана грантом РФФИ № 05-02-16800.

1. S. Nannarone, M. Pedio. Surf. Sci. Rep., **51**, 1 (2003).
2. L. Li, B.-K. Han, D. Law, M. Begarney, R.F. Hicks. J. Cryst. Growth, **195** (1-4), 28 (1998).
3. I. Kamiya, D.E. Aspnes, H. Tanaka, L.T. Florez, J.P. Harbison, R. Bhat. Phys. Rev. Lett., **68** (5), 627 (1992).
4. A.V. Vasev, S.I. Chikichev. Proceedings of the Sixth International Workshop on Expert Evaluation & Control of Compound Semiconductor Materials & Technologies, (EXMATEC 2002), Budapest, Hungary, (2002).
5. A.V. Vasev, S.I. Chikichev. Key Eng. Mat., **295-296,** 45 (2005).
6. A.V. Vasev, S.I. Chikichev, B.R. Semyagin. Surf. Sci., **588,** 149 (2005).
7. K. Hingler, D.E. Aspnes, I. Kamiya. Surf. Sci., **287-288,** 686 (1993).
8. G. Jungk, E. Jahne. Thin Solid Films, **348,** 279 (1999).
9. M. Kuball, M.K. Kelly, P.V. Santos, M. Cardona. Phys. Rev., **B50** (12), 8609 (1994).
10. N. Esser, P.V. Santos, M. Kuball, M. Cardona, M. Arens, D. Pahlke, W. Richter, F. Stietz, J.A. Schaefer, B.O. Fimland. J. Vac. Sci. Technol., **B13** (4), 1666 (1995).

РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ КОМПОЗИЦИЙ ($PbO+V_2O_5$) НА ТЕРМООКСИДИРОВАНИЕ GaAs

И.Я. Миттова, В.Ф. Кострюков, С.М. Скороходова,
К.М. Медведева, А.А. Ливенцев
Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

На основании проведенных ранее исследований возник интерес к изучению влияния размера частиц активаторов на характер и величину нелинейного эффекта при термическом окислении GaAs под воздействием композиций ($PbO+V_2O_5$).

Окисление GaAs марки САГОЧ-1 с ориентацией (111) проводили при 525 ^{0}C в потоке кислорода – 10 л/ч, время окисления 10-60 мин (с шагом 10 мин). Исходные оксиды PbO (ч., ГОСТ 9199-68) и V_2O_5 (ч., ТУ ЦМ-4566-55) механически измельчали в фарфоровой ступке, пропускали через серию сит с размером ячеек 750, 120, 102, 88 мкм, и из микроразмерных оксидов были выбраны частицы с размерами 120-750 мкм и 88 мкм, которые измельчали в шаровой планетарной мельнице. Композиции оксидов помещали в кварцевый контейнер, крышкой которого служила окисляемая пластина GaAs (на расстоянии 10 мм от активаторов). Толщину оксидных слоев определяли методом лазерной эллипсометрии (ЛЭФ-3М, погрешность ±2 нм), состав полученных оксидных пленок – методом рентгеноспектрального микроанализа (ЛРСМА, CamScan). Отожженные в условиях эксперимента порошковые композиции исследовали методом рентгенофазового анализа (ДРОН-3). Размер частиц активаторов оценивали с помощью метода просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ, ЭМВ-100БР).

Зависимости толщины оксидной пленки (d) от состава композиций оксидов приведены на рис. 1. Для исходных композиций активаторов наблюдалось знакопеременное отклонение от аддитивности, с минимумом вблизи чистого оксида свинца. При механическом измельчении оксидов (см. рис. 1) отмечается усиление нелинейного эффекта с увеличением положительного отклонения, в сравнении с исходными композициями активаторов. Также обнаружен небольшой «провал» в области эквимолярного состава, что обусловлено образованием диванадата свинца при взаимодействии компонентов композиции. Положительное отклонение вблизи чистого V_2O_5 связано с образованием оксидов свинца в высоких степенях окисления вплоть до PbO_2, которые являются более эффективными хемостимуляторами, чем V_2O_5. Для композиций оксидов с размером частиц в диапазоне 120-750мкм и $\leq$ 88 мкм

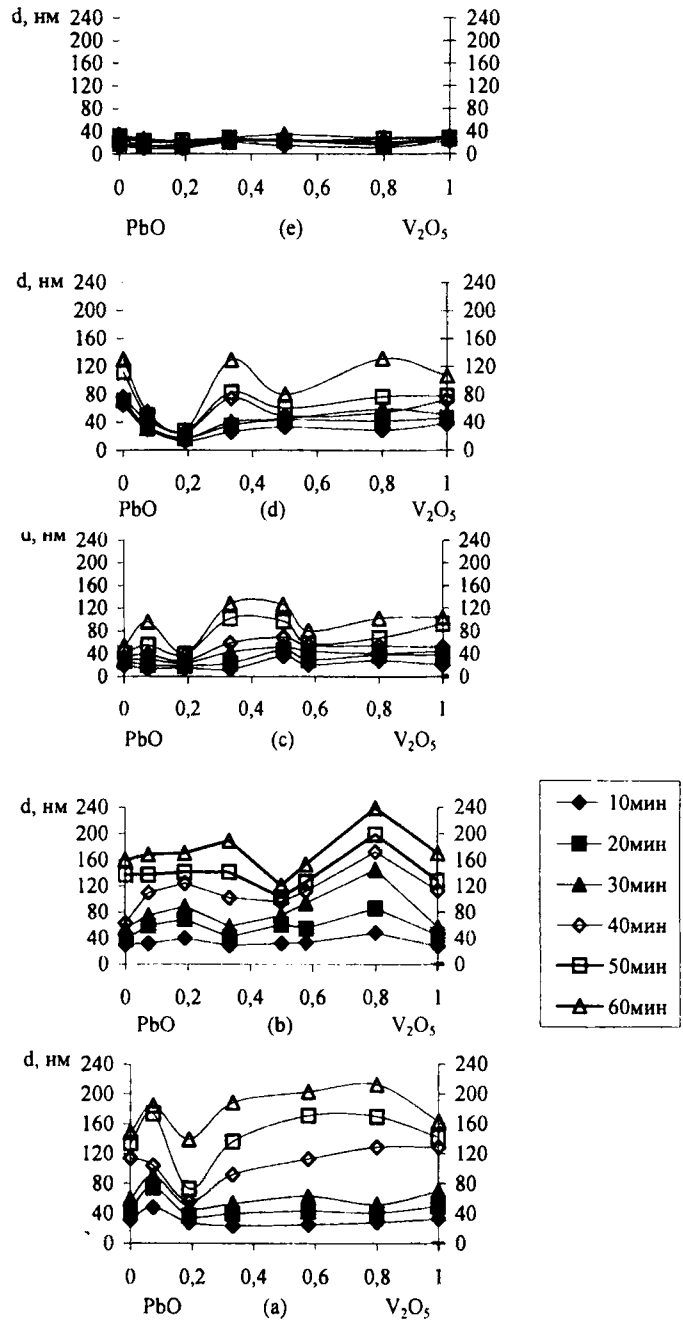


Рис. 1. Зависимости толщины оксидной пленки на GaAs от состава композиции $PbO+V_2O_5$ при 525 ^{0}C (a - исходные оксиды; b - механически измельченные; c, d - оксиды с размером частиц 120-750 мкм и ≤88 мкм соответсвенно; e - измельченные на шаровой мельнице

наблюдается закономерное уменьшение толщины оксидного слоя, по сравнению с исходными и механически измельченными композициями, связанное с интенсификацией твердофазного взаимодействия однородных по размеру частиц, что уменьшает испарение оксидов и продуктов их взаимодействия.

Методом ПЭМ были исследованы порошки PbO и V_2O_5, полученные с измельчением исходных активаторов на шаровой планетарной мельнице Fritsh. Результаты представлены на рис. 2.

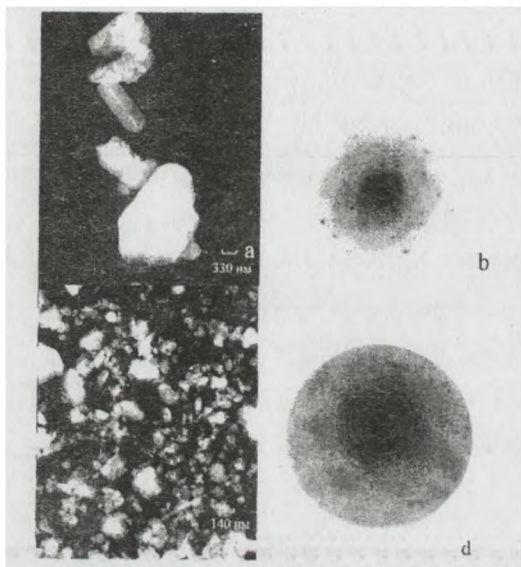


Рис. 2. Микрофотографии (a - порошок V_2O_5, c - порошок PbO) и дифрактограммы (b - порошок V_2O_5, d - порошок PbO), полученные методом ПЭМ

Как видно из приведенных микрофотографий (a, c), порошок PbO представляет собой практически монодисперсную фазу (14 нм - ≈58%, 22 нм – ≈33%, 43 нм - ≈7%, 64 нм – ≈5%); частицы порошка V_2O_5 имеют форму пластинки радиусом 133 нм. На основании полученных дифракционных картин (b, d) были идентифицированы: PbO (d = 1,334; 1,278; 1,724; 2,278 и 3,032 Å) и V_2O_5 (ромбическая модификация). Использование наноразмерных оксидов привело к исчезновению воздействия хемостимуляторов (рис.1), что вызвано взаимодействием и спеканием активаторов уже на ранних стадиях процесса и, соответственно, прерыванием транзитного механизма ускорения термического окисления GaAs.

Полученные данные свидетельствуют о зависимости толщины слоя, формируемого на GaAs при термооксидировании, и характера нелинейных эффектов от размера частиц хемостимулятора в оксидной композиции ($PbO+V_2O_5$).

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СОБСТВЕННОГО ОКИСЛА НА ПОВЕРХНОСТИ GaAs FTIR – МЕТОДОМ

Е.Л. Ерёмина, В.П. Бабак*, С.В. Смирнов
Томский университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия,
e-mail: evgeshale@micran.ru;
* ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск, Россия

В технологии полупроводниковых приборов и интегральных схем на арсениде галлия основными элементами являются выпрямляющие и невыпрямляющие переходы, которые создаются с помощью контакта металл-полупроводник. Электрические параметры контакта зависят от свойств промежуточного слоя на границе раздела металл-полупроводник, образующегося в результате структурной и химической перестройки поверхностного слоя полупроводника и образования переходной области между металлом и полупроводником. Состав промежуточного слоя зависит от условий обработки поверхности полупроводника, нанесения металлических и диэлектрических покрытий и формирования контакта. На реальной поверхности полупроводника практически всегда имеют место различного рода макроскопические и микроскопические структурные дефекты, связанные с условиями обработки (резка, полировка, шлифовка) и рост кристалла (огранка кристалла). Кроме того, реальная поверхность полупроводника находится в постоянном контакте с окружающей средой, различного рода химическими соединениями, применяемые в качестве травителей, в результате чего на поверхности возможна адсорбция посторонних атомов и молекул из этих источников, появление окисных пленок как результат окислительно-растворительных реакций при травлении и т.д. Все это приводит к появлению локализованных на поверхности полупроводника состояний, энергетические уровни которых располагаются в запрещенной зоне. Присутствующий на поверхности слой окислов, оказывает влияние на характеристики контакта, поэтому здесь возникает проблема очистки и контроля поверхности, а также проблема создания на поверхности тонкого слоя окисла, обладающего высокими диэлектрическими и пассивирующими свойствами. Многочисленные исследования состава и структуры полученных слоев показали, что независимо от способа получения они имеют аморфную структуру, а по составу представляют смесь оксидов мышьяка и галлия [1]. Наиболее стабильные

результаты получены при использовании анодного окисления (АО) и химического окисления (ХОП).

В данной работе представлены результаты исследований структуры полученных на арсениде галлия тонких слоев собственного окисла методом инфракрасной Фурье-спектроскопии (FTIR – методом).

Анодное окисление образцов арсенида галлия n-типа в виде пластин диаметром 40 мм с концентрацией носителей 10^{16} $см^{-3}$ проводилось в цитрате аммония с добавкой лимонной кислоты при напряжении 150 В. Химическое окисление поверхности пластин проводилось в 3% – растворе иодноватокислого калия. Толщина полученных слоев в каждом случае составляла 0,2 мкм с показателем преломления 1,5-1,6 для химического окисла и 1,8-1,9 для анодного окисла. Обзорные спектры ИК-поглощения в области частот от 400 до 5000 $см^{-1}$ содержат широкую полосу поглощения в диапазоне 700-1000 $см^{-1}$, обусловленную колебаниями групп $[AsO_4]^{-3}$ и [GaO]. Фурье-спектры анодного окисла (рис.1.) дополнительно содержит полосу в области 850-880 $см^{-1}$, которую возможно отнести к колебаниям связи (Ga,As)-O-H или (Ga,As)-O-C [2], в спектрах химического окисла эта полоса отсутствует. Кроме того, в слое анодного окисла содержится большое количество воды, находящейся в молекулярной форме и характеризуется интенсивной полосой поглощения в области 3300 – 3600 $см^{-1}$. Концентрация ОН групп в пленке анодного окисла достигает величины порядка 10^{20} $см^{-3}$. Полоса поглощения в диапазоне 3000-2800 $см^{-1}$ принадлежит колебаниям групп С-Н, и, вероятно, обусловлена наличием остатков травителя и электролита. Сравнительный анализ Фурье-спектров поглощения анодного и химического окислов показал (разностный спектр представлен на рис.2.), что в их составе имеются существенные различия. Широкая полоса, с максимумом поглощения при 712 $см^{-3}$ принадлежит колебаниям группы $[AsO_4]^{3-}$, которая подтверждает ранее полученные результаты [1], об избыточном содержании мышьяка в анодном окисле по сравнению с химическим отжигом. Узкие линии в диапазоне частот от 700 $см^{-1}$ до 500 $см^{-1}$ принадлежат фононному спектру GaAs, а также деформационным колебаниям групп – O-N=O, принадлежащих конденсированным в объеме окисла производных электролита.

При термической обработке пленок окислов при 523 К в атмосфере азота происходит выравнивание их состава, при этом концентрация мышьяка в анодном окисле уменьшается в 1,3 раза. В то же время полоса поглощения при 3300-3600 $см^{-1}$,

принадлежащая колебаниям, существенно не изменяется, что свидетельствует о высокой прочности связи групп молекулярной воды с окислами мышьяка и галлия.

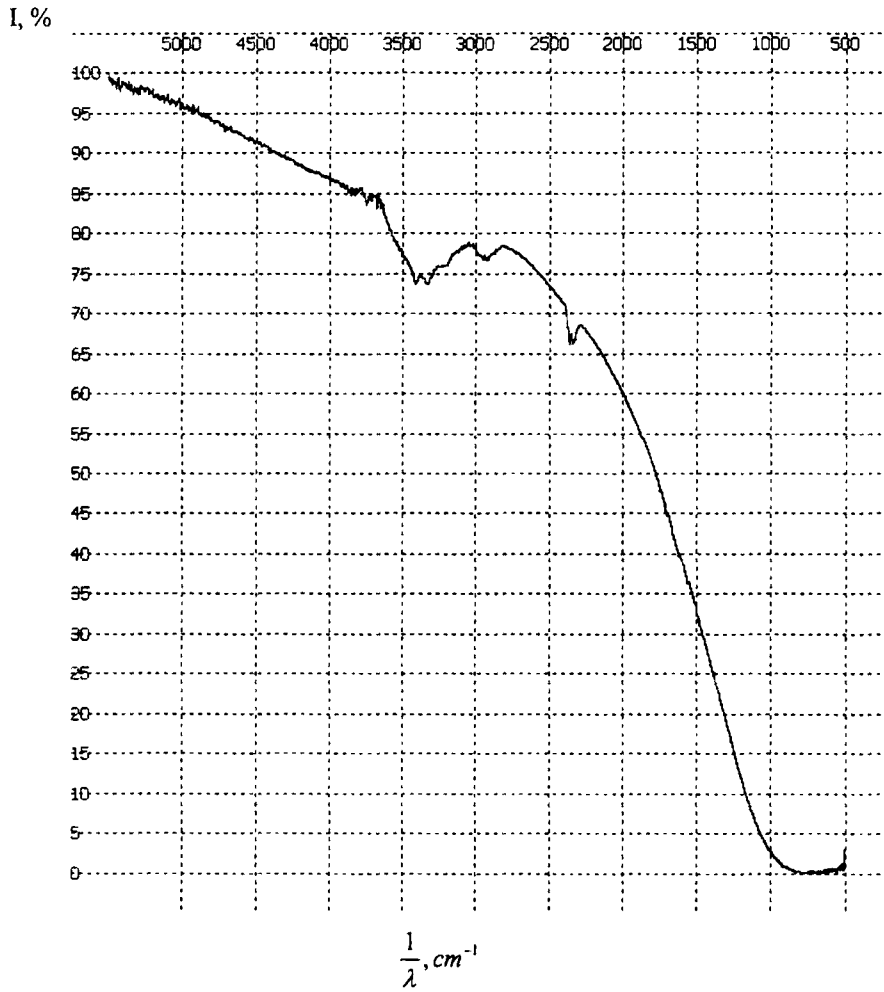


Рис. 1. Фурье- спектр анодного окисла

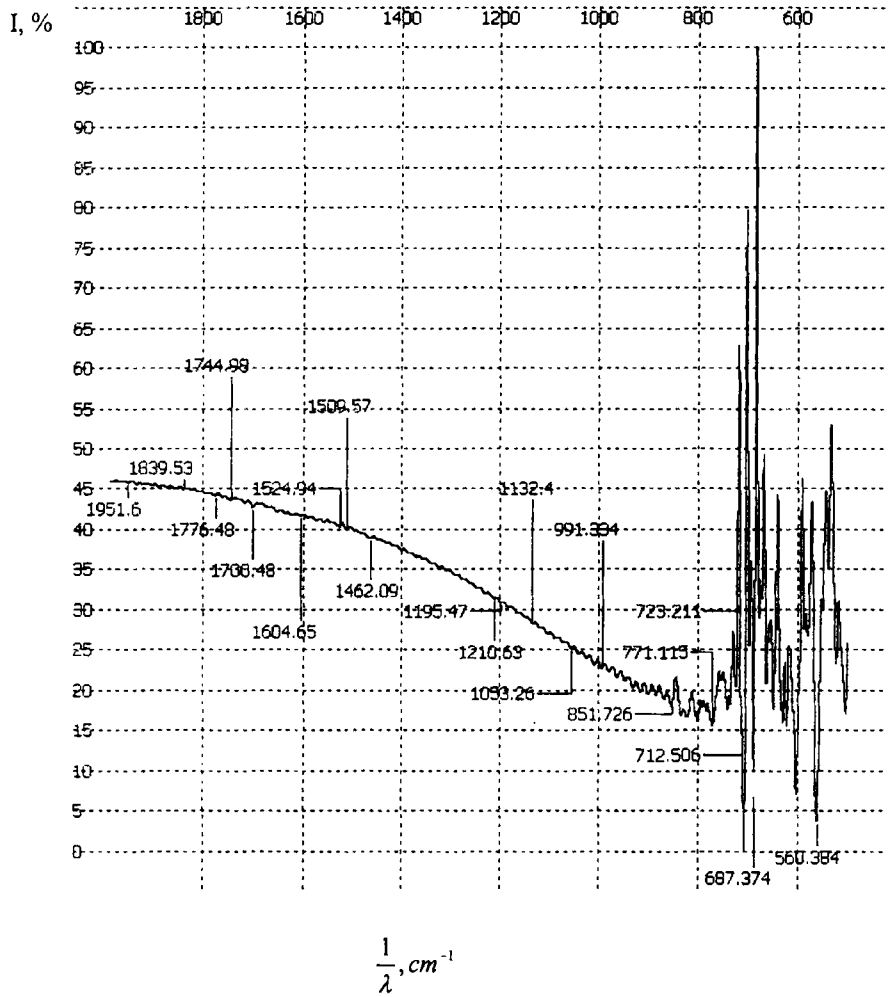


Рис. 2. Разностный спектр поглощения анодного и химического окислов

1. Барасьев С.В., Бибиашвили А.П., Герасимов А.Б. Низкотемпературное окисление арсенида галлия // Зарубежная электронная техника, №10 (281), 1984, с. 3-45.
2. Ковалевская Т.И., Лимберова В.В., Астахов В.М., Усова В.А. Структура и состав некоторых соединений на поверхности арсенида галлия // Микроэлектроника, том 6, вып. 3, 1977, с. 280-284.

ГЕНЕРАЦИОННОЕ ВРЕМЯ ЖИЗНИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА InSb-SiO_2

А.А. Гузев, Г.Л. Курышев, З.В. Панова
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия,
e-mail: pan@isp.nsc.ru

Ряд многоэлементных ФПУ инфракрасного диапазона использует режим неравновесного обеднения носителями заряда приповерхностной области полупроводника [1]. Основным параметром при этом является время релаксации $\tau_{рел}$ поверхностного потенциала ψ_S, непосредственно связанное с генерационным временем жизни носителей заряда τ_g вблизи поверхности полупроводника.

В данной работе изучается τ_g в конкретной системе InSb-SiO_2-Si_3N_4-In_2O_3, используемой для многоэлементных ФПУ. После подачи импульса неравновесного обеднения $V_и$ измеряется величина ψ_S в зависимости от времени t по методике, подобной [2]. В реальной системе измерения релаксация $\psi_S(t)$ может идти в режиме постоянного заряда, в режиме постоянного напряжения и в промежуточном режиме в зависимости от конкретной схемы.

Выражение, связывающее ψ_S и t в процессе релаксации, полученное в [3], имеет вид:

$$\tau = \frac{2C}{\alpha}\left(\sqrt{\varphi_{S_0}} - \sqrt{\varphi_S}\right) + \left[\frac{2C}{\alpha}\left(\sqrt{2\varphi_B} - \frac{j_x}{\alpha}\right) + \tau_g \frac{N_d}{n_i}\right] \cdot \ln\left[\frac{\sqrt{\varphi_{S_0}} - \sqrt{2\varphi_B} + \frac{j_x}{\alpha}}{\sqrt{\psi_S} - \sqrt{2\varphi_B} + \frac{j_x}{\alpha}}\right], \quad (1)$$

где $\alpha = \frac{n_i}{\tau_g}\left(\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_S q}{N_d}\right)^{1/2}$, $C = \frac{C_{ox} \cdot C_n}{(C_{ox} + C_n) \cdot S}$.

На рис.1 приведена типичная экспериментальная зависимость для фоточувствительного элемента - $\psi_S(t)$ при трёх величинах напряжения импульса, $V_и$: 0,5; 1 и 1,5 В в условиях темновой релаксации. Расчёт по (1) (сплошные линии) при едином подгоночном параметре, $\tau_g = 2{,}5 \cdot 10^{-8}$ с, хорошо согласуется с экспериментом. Для этого фоточувствительного элемента активационная зависимость, показанная на рис.2 (кривая 2), удовлетворяет расчёту по формуле (1) в измеренном диапазоне температур 78 – 110 К при том же значении τ_g. При этом энергия активации равна $\Delta E/2$,

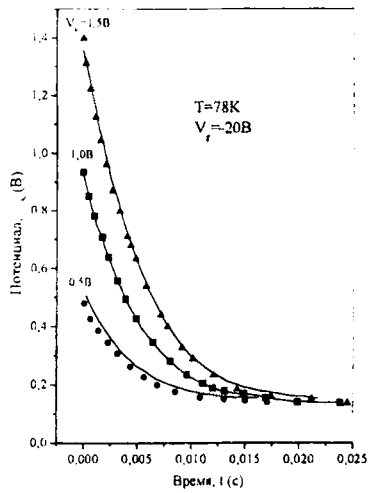


Рис.1. Зависимость поверхностного потенциала от времени при различных импульсах обеднения

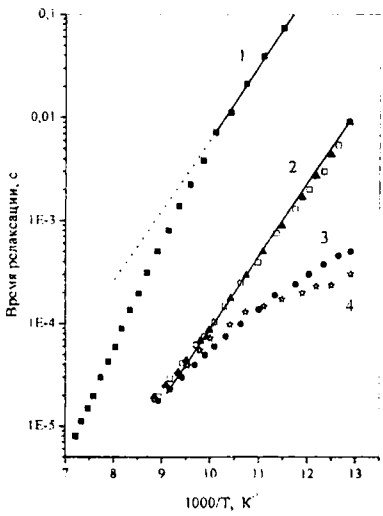


Рис 2. Активационная зависимость времени релаксации

что согласуется с механизмом генерации носителей Шокли-Рида через глубокие уровни вблизи середины запрещённой зоны, как и в объёме полупроводника. Характерные времена τ_g на объёмных кристаллах InSb, используемых в фото-приёмниках, лежат в диапазоне $(2\text{-}5)\cdot10^{-8}$с, что позволяет получать времена релаксации порядка 10^{-2}с и реализовать ФПУ, работающие при температуре жидкого азота. На эпитаксиальных плёнках, выращенных на подложках InSb, наблюдаются более высокие τ_g, и время релаксации превышает почти на два порядка $\tau_{рел}$ на объёмных кристаллах. На активационной зависимости (рис.2, кривая 1) при низких температурах виден участок с генерацией Шокли-Рида через середину зоны (сплошная линия), рассчитанный согласно (1), где $\tau_{рел} \sim \frac{1}{n_i}$, с $\tau_g=10^{-6}$с. При температуре выше 100К из-за более низкой концентрации глубоких уровней, чем на объёмных кристаллах, начинает доминировать генерация в квазинейтральной области, где $\tau_{рел} \sim n_i^2$ и, соответственно, энергия активации стремится к ΔE.

Среди фоточувствительных элементов, удовлетворяющих (1), встречаются элементы с так называемой «аномальной» генерацией, превышающей темновую генерацию через середину зоны, и, как правило, имеющие полевую зависимость, что неоднократно описывалось в литературе [3]. В зависимости от технологии изготовления концентрация таких элементов может быть от долей процента и более. Пример зависимости в активационных координатах приведён на рис.2 (кривая 4).

Зависимость не удовлетворяет описанной модели и по ней нельзя определить τ_g, т.к. существует дополнительный механизм генерации, влияющий на $\tau_{рел}$.

На рис.3 приведен результат эксперимента, в котором на металлический электрод был установлен точечный зонд с регулируемым давлением. Видно, что $\tau_{рел}$ снижается при увеличении силы F, больше некоторого порогового значения F_o. При этом наблюдается полевая зависимость, как на аномальных элементах. Прямой и обратный ход $\tau_{рел}(F)$ совпадают. Максимальное усилие зонда $F=5\cdot10^{-3}$Н. Активационная зависимость при $F < F_o$, показанная треугольниками на кривой 2 рис.2, имеет обычный вид, удовлетворяющий (1). Во время приложения усилия $F = 5\cdot10^{-3}$Н (кривая 3, тёмные кружочки) зависимость похожа на типичную «аномальную» (кривая 4, звёздочки). После ослабления усилия до $F < F_o$ зависимость (светлые квадратики) возвращается к исходной. Эксперимент свидетельствует о влиянии поверхностных напряжений на генерацию носителей вблизи поверхности. Зависимости 2, 3, 4 на рис.2 и на рис.3 относятся к фоточувствительным элементам на одном монокристалле.

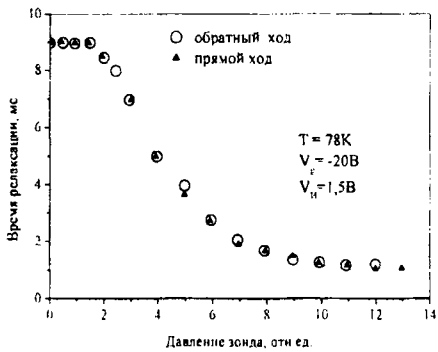


Рис.3. Зависимость времени релаксации от давления зонда

Таким образом, при величинах импульса обеднения, не превышающих 1,5-- 1,7В, на фоточувствительных элементах, сформированных на монокристаллическом InSb, наблюдается достаточно точное экспериментальное соответствие модели (1) по зависимостям $\psi_S(t)$ и $\tau_{рел}(T)$ при генерации носителей через глубокие уровни в середине запрещённой зоны, что позволяет рассчитывать фотоэлектрические параметры, добавляя в ток j_x в выражении (1) фотогенерацию носителей.

1. В.Н. Овсюк, Г.Л. Курышев, Ю.Г. Сидоров и др. Матричные фотоприёмные устройства инфракрасного диапазона. Новосибирск: Наука (2001).
2. В.А. Гуртов, О.Н. Ивашенков, Г.Л. Курышев и др. ФТП, **20** (6), 1042 (1986).
3. И.А. Драбкин, Б.Я. Мойжес. ФТП, **17** (6), 969 (1983).
4. А.И. Криулин, А.С. Петров и др. Микроэлектроника, **15** (1), 82 (1986).

COMPUTER MODELLING OF RELAXATION IN NANOLAYER GaP-S-Ni CONTACT

S.A. Beznosyuk[a], L.V. Fomina[b], A.S. Fomin[a], N.S. Mityunina[a], S.E. Lebedenko[a]

(a) ASU, Barnaul, Russia, beznosyuk@chem.asu.ru;

(b) ASTA, Angarsk, Russia, e-mail: flvbaan@mail.ru

Introduction

Physical and chemical and electrophysical properties of heterostructural nanocontacts on the basis of layer substance $A^{III}B^{V}$ – $A^{III}B^{VI}$ – M are of interest for nanotechnologies in the field of an electronics engineering, catalysis, special coatings of metals and accumulators of hydrogen.

Contacts created on a metal-semiconductor border are heterostructures in which layers of chalcogenides $A^{III}B^{VI}$ make the interface-layering substance with adjacent blocks of transition metals and semiconductors such as $A^{III}B^{V}$ [2, 3].

Layer nanostructures $A^{III}B^{V}$ – $A^{III}B^{VI}$ – M represent a package consisting of microlayers of semiconductor $A^{III}B^{V}$, metal M and substances $A^{III}B^{VI}$ which divide them. In this crystallochemical model it is necessary to take into account relaxation effects which can break coherency of linking of layers of starting crystallochemical model.

In the given paper we present results of research of relaxation processes in coherent nanostructures of contacts $A^{III}B^{V}$ – $A^{III}B^{VI}$ – M on instance GaP-S-Ni represented. Research was lead using our software package «Computer nanotechnology ».

Mechanisms of relaxation of a nanostructure of $A^{III}B^{V}$ – $A^{III}B^{VI}$ – M contact

Crystallochemical simulation of heterostructures GaAs-S-Ir, GaAs-Se-Ir, GaP-S-Ni, GaP-Se-Ni was earlier led with the help of package Hyper Chem 6.0 Professional. Thus for construction of geometrical models of heterojunctions $A^{III}B^{V}$ - $A^{III}B^{VI}$ (on example of GaAs-GaS, GaAs-GaSe, GaP-GaS, GaP-GaSe) parameters of meshes of junctions $A^{III}B^{V}$ known from the literature and $A^{III}B^{VI}$ and crystallographic coordinates of atoms in these meshes were used. We show that at transferrings GaAs-GaS, GaAs-GaSe, GaP-GaS, GaP-GaSe covalent two-centeric bonds Ga-S, Ga-Se will be created, thus best model of linking of a chalcogenidic layer is gallic selenide. When we create contacts GaAs-S (Se)-Ir, GaP-S (Se)-Ni the structure 3:2 periodic superpositions of atoms of metal on atoms of arsenic (phosphorum) is made. It is possible because supramolecular bonds such as Ir-S (Se), Ni-S (Se). is created at transferring Mc-S(Se). In this case lattices of gallium arsenide (gallium phosphide), gallium sulphide

(gallium selenide) and metal appear to be ideal conjugative - coherent. Forming of coherent heterostructures occurs on planes (111) $A^{III}B^{V}$.

As starting structure the crystallochemical model of heterojunction GaP-S (Se)-Ni was selected. Potentials of adhesive forces and cohesions for pairs of atoms Ni-Ni, Ga-Ga, P-P, Ga-P corresponds to potentials in volume area of nickel and gallium phosphide crystalls. Due to common reasons two possible mechanisms of relaxation processes were considered:

1. Near-surface layers GaP and Ni can experience a strain, because of a modification of interatomic potentials Ga-P, Ga-Ga, P-P, Ni-Ni in border area of a semiconductor and metal;

2. Chemical bonds of atoms of sulfur S-S, Ga-S, Ni-S with boundary atoms of GaP and Ni crystals can be replaced from covalent bonds with supramolecular bonds of adhesion.

The covalent α-bonds and the adhesion β-bonds curves were calculated by a method of not local orbital-cover functional of density (OCFD) [1] which are included in a package «Computer nanotechnology ».

The analysis of computer simulation results of relaxation of contact GaP-S-Ni

As a subject of reserach the representative cluster 54 atoms Ga, 44 atoms P, 45 atoms Ni, 27 atoms S has been selected:. Research of relaxation was led by a method of steepest descent on a surface of potential energy of bond (SPEB) of atoms of a cluster, in their configuration space. SPEB was represented as a superposition of terms of pair interatomic interactings:

$$E = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{M}\sum_{j=1}^{M} S_{ij}\varepsilon_{ij}(r_{ij}),$$

where M - total number of atoms of a cluster, S_{ij} - an element of a matrix of adjacency of bound of the graph, ε_{ij} . terms of interaction i with j atoms, as ones of which we used the following approximations: α - bonds by Morse's phenomenological potential and β - bonds by a Lenard's – John's phenomenological potential, r_{ij} - interatomic distances. After computer experiments in which we varied both the initial geometry of a cluster and his matrix of adjacency below we represent a solution of three problems for reviewing: a tetrahedral, octahedral nanostructure of transition layer and a monomolecular layer of the catalytic agent of nickel on a chalcogenidic matrix.

Let's consider results of experiment with a tetrahedral nanostructure of transition layer.

In this model on hardly fixed two-layer substrate GaP (98 atoms) with crystallochemical lattice parameters of 27 atoms S are strictly positioned above atoms Ga. In layer GaS 27 bonds α - bonds Ga-S with an energy -11.17 эВ is created. Above layer of sulfur the layer of nickel apart is located, in layer NiS 43 bonds Ni-S with total energy-4.95 эВ is created.

Also we took into account β - interaction between atoms of sulfur. Computer relaxation resulted in decreasing energy in layer GaS on 0.189 eV, and in layer NiS on 1.42 eV. At these modifications in energy the periodicity became equal 4:3, and coherency of linking of heterostructure has not changed (fig. 1a). Equilibrium distances of pair interactions both Ga-S, and Ni-S are close to crystallochemical, and each atom Ga has a tetrahedral surrounding.

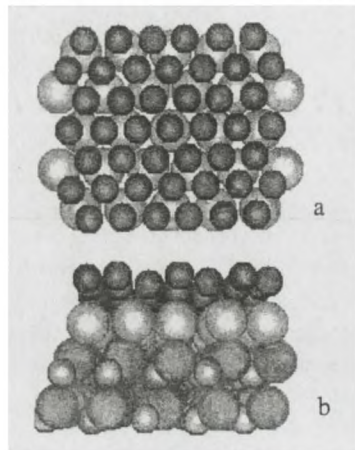


Fig. 1. Cluster GaP-S-Ni (170 atoms) a case of tetrahedral surrounding Ga. a - the top view, without visualization of a substrate. b- the side view.

The next variant of a structure of a cluster, results in octahedral surrounding Ga with lower bond energy. If to connect each atom S with two other proximate atoms Ga the layer of sulfur is shifted in a new equilibrium position (fig. 2b). Thus relaxation of atoms of sulfur corresponding to each other changes periodicity 3:2 in layer NiS, relevant to a crystalline relation, on 4:3 (fig. 2a).

As a result of relaxation we obtain more steady structure due to decreasing total energy of bonds on 16.56 eV. It corresponds to occurrence of 40 additional α - bonds Ga-S.

At computer simulation of relaxation of a model of a monomolecular layer of the Ni-catalytic agent composition of a representative cluster was the same. But in the given problem relaxation was explored at once on 4 parameters of bonds: Ga-S (α - bond), Ni-S (β - bond), S-S (β - bond), Ni-Ni (β - bond). In initial geometry of a cluster atoms of a monomolecular layer of nickel placed strictly above atoms of sulfur.

As a result of relaxation atoms Ni have a little deviated initial positions, but they remains in planes (fig. 3a). Sulfur which is connected by one bond to each laying below atom of a gallic "was a little drew in" in layer (fig. 3b) according to equilibrium distance β - term S-S. The total energy of 178 varied bonds was decreased only on 1.5 eV. It means that the initial geometry of a heterolayer was close to equilibrium.

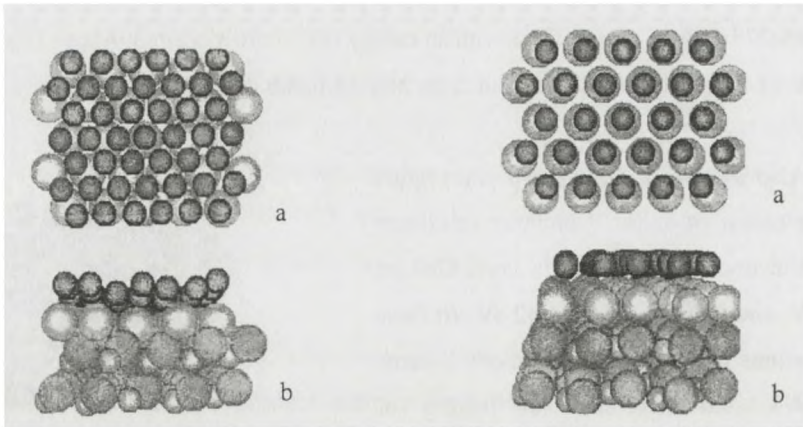


Fig. 2 Cluster GaP-S-Ni (170 atoms) a case of an octahedral surrounding of the surface Ga. a - the top view, without visualization of a substrate. b - the side view.

Fig. 3. A model of a cluster of catalytic agent GaP-S-Ni. (170 atoms). a - the top view, without visualization of a substrate. b - the side view.

Conclusion

Our computer experiment shown that in case of the diode heterojunction nanostructure GaP can transfer in two various coherent boundary systems 4:3 which differ from an initial crystallochemical nanostructure with long-range order{sequence} 3:2. -S-Ni as a result of relaxation. Relaxed octahedral on short-range order the nanostructure of heterojunction is more steady than tetrahedral. In case of supramolecular adsorption of a monomolecular layer of atoms of nickel (catalytic agent) on a chalcogenated surface of heterojunction GaP-S the crystallochemical nanostructure 3:2 is labile. The structure of the long-range order 1:1 is created. From mentioned above it is possible to conclude that metal-semiconductor chalcogenidic AIIIBVI contacts created on a border are heterostructures in which layers of chalcogenides $A^{III}B^{VI}$ is formed steady coherent interfaces with structures 4:3 and 3:2.

1. S.A Beznosjuk, A.I Potekaev, M.S Joukovsky, T.M Zhukovskaja, L.V Fomina An all-level structure, the physicochemical and information properties of substance. Tomsk, 264, (2005).

2. S.A. Beznosjuk, L.V. Fomina. Bulletin TSU. The bulletin of the operating scientific information, 11, 5 (2003).

3. V.N. Bessolov, M.V. Lebedev. PTSC, 11 (32), 1281 (1998).

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА СТАБИЛЬНОСТЬ ПАССИВАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ ПРИМЕСЕЙ И ДЕФЕКТОВ В n-GaAs ПРИ ГИДРОГЕНИЗАЦИИ

Н.А. Торхов, В.Г. Божков

ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск, ул. Красноармейская, 99[а], Россия

1. Постановка задачи

Обработка n-*GaAs* атомарным водородом (АВ) (гидрогенизация) приводит к подавлению электрической активности (пассивации) центров, дающих мелкие и глубокие уровни (ГУ). Известно, что процесс пассивации ГУ может носить сложный характер и сильно зависеть от инжекции неосновных носителей заряда, освещенности, внешних электрических полей [1-3]. В экспериментах это проявляется в появлении или исчезновении пиков в спектрах нестационарной емкостной спектроскопии ГУ (НЕСГУ) [3]. Предлагаемая работа посвящена исследованию закономерностей протекания этих процессов в присутствии постоянного электрического поля с целью выяснения их природы.

2. Методика эксперимента

В экспериментах использовалась эпитаксиальная структура SiO_2/n-n$^+$-*GaAs* (100) с концентрацией легирующей примеси *Sn* в эпитаксиальном n-слое $N_D = 4.1\times10^{15}$ см$^{-3}$. Со стороны n$^+$-подложки формировался омический контакт на основе сплава *GeNi+Au*. Толщина защитной плёнки SiO_2 составляла ≈5 нм. Затем полупроводниковая структура раскалывались на несколько частей (образцов).

Обработка образцов проводилась одновременно в потоке АВ при температуре обработки $T_{обр}$ = 150°С и давлении 1.2×10^{-2} Па на установке, описанной нами в [4], в течение 5 минут. Контрольные ("исходные") образцы не подвергались обработке в атомарном водороде. Барьеры Шоттки диаметром 325 мкм формировались электрохимическим осаждением плёнки золота толщиной 0.3 мкм в окна в SiO_2. Затем образцы подвергались отжигу в присутствии электрического поля.

Распределение концентрации ионизированной мелкой донорной примеси N_D^+ по толщине эпитаксиального слоя (концентрационные профили) получали из измерений

вольт-фарадных характеристик на частоте 1 МГц (CV-метод). Концентрацию центров, дающих ГУ, определяли с помощью метода НЕСГУ.

3. Полученные результаты

Проведенные исследования показали, что обработка в АВ структур SiO_2/n-n$^+$-*GaAs* приводит к значительному понижению концентрации ГУ: уменьшению концентрации EL2 (≈10 раз на глубине ≈1 мкм) и исчезновению EI-1–центров (рис.1). При этом образуется новый ГУ EX-1 с энергией активации эмиссии электронов E_a = 0.65 эВ и сечением захвата $\sigma = 2.52 \times 10^{-15}$ см$^{-2}$ (рис.1,*а*). Отметим, что в НЕСГУ–спектрах исследуемых образцов пика, соответствующего пассивированному электрически активному центру *Sn*$^+$ (водородному комплексу с мелкой донорной приместью *Sn-H*) обнаружено не было. Обратная зависимость между концентрациями центров EL-2 и EX-1 позволяет предположить, что пассивация EL2 центра происходит в результате его перестройки в центр EX-1.

Было получено, что отжиг образцов в присутствии электрического поля даже при невысокой температуре $T_{отж} = 100^0$C в течение 15 мин приводит к значительным изменениям в спектрах НЕСГУ. При повторных измерениях наблюдаются частичное восстановление концентрации EL2, уменьшение концентрации центра EX-1 и появление новых ГУ: EX-2 (E_a = 0.29 эВ и $\sigma = 4.02 \times 10^{-16}$ см$^{-2}$) и EX-3 (E_a = 0.45 эВ и $\sigma = 2.47 \times 10^{-14}$ см$^{-2}$). При третьем измерении наблюдается дальнейшее увеличение концентрации центров EL2, EX-2 и EX-3. При этом, баланс концентраций центров EX-1, EX-2, EX-3 и EL2 указывает на дальнейшую перестройку центра EX-1 в центр EL2, которая обусловлена отжигом водородных комплексов EL2-*H* при наличии электрического поля в области объёмного заряда обратносмещённого контакта металл-полупроводник с барьером Шоттки (рис.1,*б*).

Ввиду того, что электрическое поле оказывает сильное влияние на стабильность состояния водородных комплексов с ГУ, исследования водородных комплексов с мелкой донорной примесью (*Sn-H*) проводились в более "щадящем" режиме (рис.2). Для этого уменьшались амплитуда и интенсивность подаваемых на образец электрических сигналов при снятии НЕСГУ-спектров. Т.о. влияние электрического поля при проведении измерения было сведено к минимуму. В результате этого, кроме пассивации EL2 и EI-1 центров, было обнаружено появление целой серии новых пиков EX-4, EX-5 и EX-6 (сплошная кривая, указано стрелками), которые могли отжигаться в

процессе измерения при снятии НЕСГУ-спектров в "обычном" режиме и поэтому не были обнаружены в предыдущих экспериментах. Как оказалось, баланс концентраций

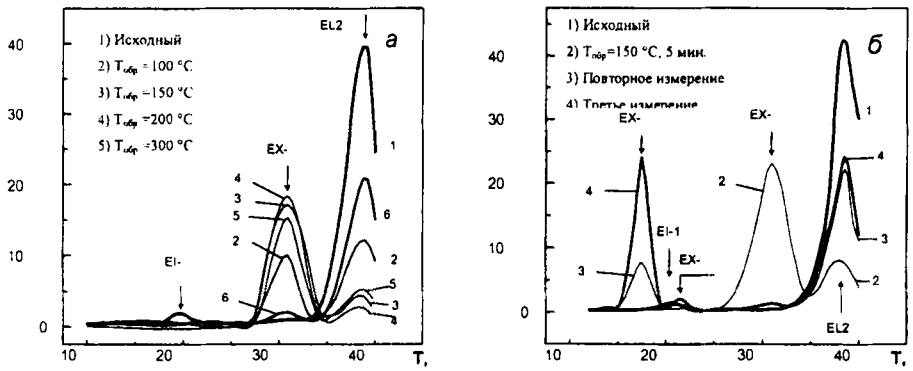


Рис.1. НЕСГУ–спектры образцов (в относительных единицах), гидрогенизированных при температурах 100-400°С в течение 5 мин (*а*); НЕСГУ–спектры обработанного в АВ образца при повторном и третьем измерении (*б*).

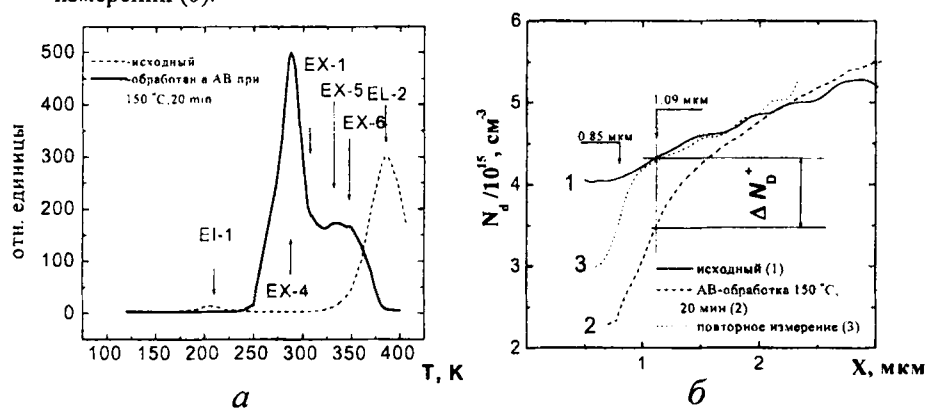


Рис.2. НЕСГУ–спектры образцов, снятых в "щадящем режиме" (*а*); профили концентрации N_D^+ образца после АВ-обработки (кривая 2) и после проведения НЕСГУ–измерения (кривая 3) (*б*).

центров EX-4, EX-5 и EX-6, совпадает с концентрацией пассивированных мелких донорных центров, которая определялась CV-методом по разности концентраций (ΔN_D^+) на расстоянии 1.09 мкм от интерфейса *Me*/n-*GaAs* (именно в этой области снимались НЕСГУ-спектры) для исходного и обработанного в АВ образцов (рис.2,*б*, кривые 1 и 2). Из этого можно сделать предположение, что обнаруженный пик EX-4 и сопровождающие его пики EX-5 и EX-6 соответствуют различным зарядовым состояниям пассивированного мелкого донорного центра – в данном случае комплекса *Sn-H*. Этот факт находится в соответствии с предположением о том, что пассивация мелких доноров атомарным водородом происходит в результате смещения мелкого

донорного уровня к середине запрещённой зоны. А стимулированная электрическим полем в процессе измерения перестройка и отжиг *Sn-H* центров, по всей вероятности, являлись причиной того, что в НЕСГУ–спектрах n-*GaAs* до настоящего времени не был обнаружен пик (или система пиков), соответствующий глубокому уровню, образованному пассивированным водородом мелким донорным центром. В пользу этого предположения свидетельствует и тот факт, что даже после проведения первого измерения в "щадящем" режиме комплексы водород-мелкая донорная примесь *Sn-H* отжигаются при повторном измерении, и Sn^{+} практически полностью восстанавливает свою исходную концентрацию (рис.2,*б*, кривая 3). При этом в НЕСГУ–спектрах пики, соответствующие центрам EX-4, EX-5 и EX-6, практически полностью исчезают. В результате можно сделать вывод, что комплексы водорода с мелкими донорами в присутствии электрического поля отжигаются гораздо эффективнее комплексов EL2-*H*. Это и явилось причиной того, что в НЕСГУ–спектрах до настоящего времени не был обнаружен пик, соответствующий ГУ, образованному комплексом водород–мелкая донорная примесь *Sn-H*.

[1]. W.C. Dautremont-Smith, J.C. Nabity, V. Swaminathan, M. Stavola, J. Chevallier, C.W. Tu, and S.J. Pearton. Appl. Phys.Lett., **49** (17), 1098 (1986).

[2]. Э.М. Омельяновский, А.В. Пахомов, А.Я. Поляков. ФТП, **21** (5), 842 (1987).

[3]. В.Г. Божков, В.А. Кагадей, Н.А. Торхов. Исследование пассивации электрической активности примесей и дефектов в *GaAs* при гидрогенизации. 4-th International conference on actual problems of electronic instrument engineering proceedings. "APEIE-98" Rassia. Novosibirsk. September 23-26, 2, 207 (1998).

[4]. В.Г. Божков, В.А. Кагадей, Н.А. Торхов. Изв. вузов. Физика. №8, 115 (1997).

СТАБИЛЬНОСТЬ ЭФФЕКТА ПАССИВАЦИИ МЕЛКОЙ ДОНОРНОЙ ПРИМЕСИ ПРИ ОБРАБОТКЕ n-GaAs В АТОМАРНОМ ВОДОРОДЕ

Н.А. Торхов, В.В. Сохорева, В.Г. Божков

ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск, ул. Красноармейская, 99[а], Россия

1. Постановка задачи

Эффект пассивации мелкой донорной примеси N_D (снижение её электрической активности) является одним из наиболее изученных эффектов, проявляющихся при обработке в водородной плазме материала n-*GaAs*. Однако, разброс значений энергии активации развала комплексов водород–мелкая донорная примесь (E_a), приводимых разными авторами, довольно велик (от единиц до десятых долей эВ) [1-3]. Степень пассивации материала n-*GaAs* также меняется в десятки раз [1-3]. В связи с этим представляется целесообразным проведение дальнейших исследований с целью выявления причин столь сильных разбросов наблюдаемых экспериментально значений величин E_a и степени пассивации.

2. Методика эксперимента

В экспериментах использовались две эпитаксиальные n-n$^+$-*GaAs* (100) структуры с концентрацией легирующей примеси *Sn* в эпитаксиальном n-слое $N_D = 3.8\times10^{16}$ и 5.6×10^{16} см$^{-3}$. На обеих структурах со стороны n$^+$-подложки формировался омический контакт на основе сплава *GeNi+Au*. С целью исключить прямое воздействие атомарного водорода (АВ) на поверхность полупроводника, на одну из структур со стороны эпитаксиального n-слоя плазмохимически осаждалась защитная пленка SiO_2 толщиной 5 нм. Затем полупроводниковые структуры раскалывались на несколько частей (образцов). Образцы с защищенной поверхностью будем называть образцами P-типа, а с незащищенной – U-типа.

Обработка образцов проводилась в потоке атомарного водорода при давлении 1.2×10^{-2} Па на установке, описанной нами в [4], в течение 5 минут при температуре $T_{обр} = 200$°C. Контрольные образцы не подвергались обработке в атомарном водороде. Результаты, полученные для них, обозначаются на рисунках и в тексте как "исходные". Барьеры Шоттки диаметром 325 мкм формировались электрохимическим осаждением плёнки золота толщиной 0,3 мкм в окна в SiO_2 или в фоторезисте. После этого образцы

со сформированными на них диодными структурами по очереди подвергались отжигу в атмосфере молекулярного водорода при различных температурах и длительностях.

Распределение концентрации носителей заряда N_D^+ по толщине эпитаксиального слоя (концентрационные профили) получали из измерений вольт-фарадных характеристик на частоте 1 МГц, а распределение концентрации водорода по глубине n-n$^+$-*GaAs* структуры – методом ядер отдачи.

3. Полученные результаты

На рис.1 и рис.2 приведены профили концентрации носителей заряда в эпитаксиальных слоях после обработки в потоке АВ и отжига в атмосфере H_2. Видно, что образцы U-типа в исследуемом интервале температур хорошо отжигаются, что

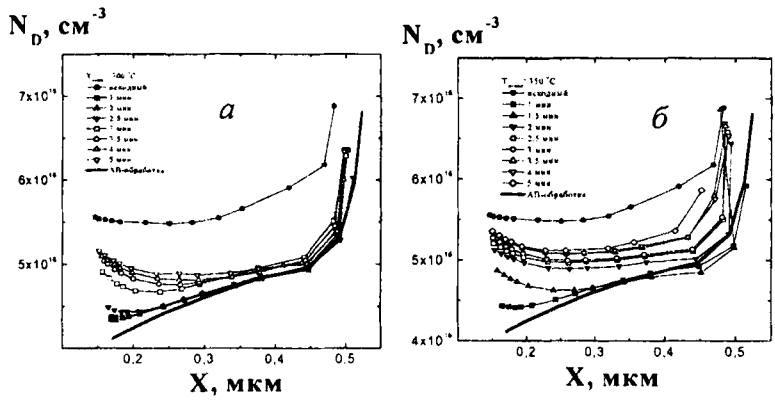


Рис.1. Отжиг гидрогенизированных n-*GaAs* структур U-типа при температурах $T_{отжиг}$: *а*) -300 °С; *б*) -350 °С.

проявляется в восстановлении концентрации N_D. Причём, наиболее эффективно восстановление N_D происходит вблизи поверхности n-слоя. Это вызвано тем, что высвободившийся при развале водородных комплексов водород при отсутствии на поверхности защитной пленки может активно покидать свою область и улетучиваться через поверхность, что значительно понижает вероятность его повторного захвата электрически активным центром. В отличие от образцов U-типа, при отжиге образцов P-типа восстановление концентрации N_D в n-слое *GaAs* происходит более равномерно по всей толщине n-слоя. Это вызвано наличием диффузионного барьера n-*GaAs*/SiO_2, препятствующего улетучиванию АВ через поверхность, что ведёт к увеличению потока высвободившегося, а также несвязанного атомарного водорода из n-слоя *GaAs* в высоколегированную n$^+$-подложку. В подложке АВ также способен образовывать

электрически нейтральные комплексы с мелкой донорной примесью, что ведёт к значительному понижению её концентрации. В частности, из рис.2 видно, что концентрация N_D в n^+-подложке понижается почти на два порядка, в то время как понижение N_D в n-слое составляет всего десятки процентов. Напомним, что концентрация N_D в n-слое составляла 3.8×10^{16} $см^{-3}$, а в n^+-подложке - 2×10^{18} $см^{-3}$. Это позволяет сделать предположение, что степень пассивации электрически активной мелкой донорной примеси зависит не только от способа «наводораживания» материала n-*GaAs*, но и от её концентрации. Подтверждение этому можно найти на рис.3. Хорошо видно, что концентрация АВ в подложке вблизи n/n^+ границы намного больше, чем в

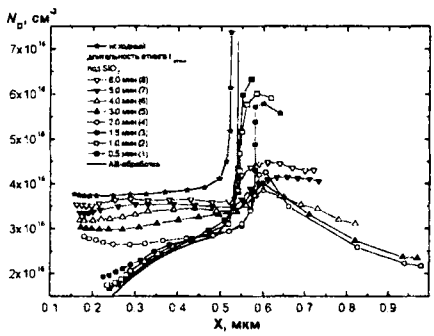


Рис.2. Отжиг подвергнутых АВ-обработке структур n-*GaAs* Р-типа. Отжиг производился при $T_{отжиг}$= 350°С под плёнкой SiO_2.

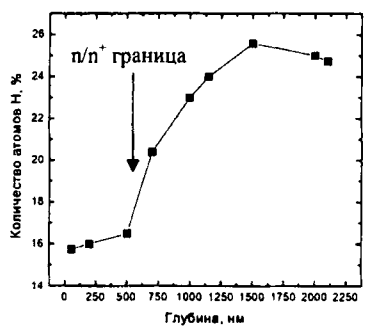


Рис.3. Профиль распределения атомарного водорода по глубине n-n^+-*GaAs* структуры Р-типа после отжига при $T_{отжиг}$= 350°С в течение 5 мин, полученный методом ядер отдачи.

самом эпитаксиальном n-слое. По всей вероятности, это вызвано более эффективным захватом электрически активной мелкой донорной примесью атомов водорода вследствие её более высокой концентрации в n^+-подложке.

В отличие от [1], где возвратный пассивационный эффект наблюдался с увеличением температуры АВ-обработки, на рис.2 возвратный пассивационный эффект наблюдается с увеличением времени АВ-обработки $t_{отж}$.

Для определения энергии активации развала комплексов E_a предпочтение отдавалось образцам U-типа из-за того, что при их отжиге водород может беспрепятственно покидать слой n-*GaAs* через поверхность и не участвовать в повторных актах захвата, что должно способствовать более точному определению значения E_a.

Вычисленная с использованием выражений:

$$N_D = N_{D0} \exp\left(-\nu(T_{отж})t_{отж}\right), \quad (1)$$

$$\nu(T) = \nu_0 \exp\left(-E_a / kT_{отж}\right) \quad (2)$$

(где N_{D0} - исходное значение концентрации электрически активной мелкой донорной примеси, ν_0 - частота развала водородных комплексов при $T_{отж} \to \infty$) энергия активации развала E_a водородных комплексов с мелкой донорной примесью (*Sn*) составляет ≈0.46 эВ, что значительно меньше известных результатов (E_a = 1.33 эВ).

Причина столь сильных расхождений видится в том, что для определения энергии активации развала водородных комплексов с мелкой донорной примесью (*Sn*) в n-*GaAs* мы использовали материал с более низкой (на порядок) концентрацией N_D. Это позволило значительно уменьшить вероятность повторного захвата центром Sn^+, высвободившегося в процессе отжига АВ, что привело к увеличению общей скорости развала водородных комплексов и, соответственно, к уменьшению величины E_a.

[1]. A. Paccagnella, A. Callegari, E. Latta, M. Gasser. Schottky diodes on hydrogen plasma treated n-*GaAs* surfaces. Appl. Phys. Lett., **55** (3), 259 (1989).

[2]. U.K. Chakrabarti, S.J. Pearton, W.S. Hobson, J. Lopata, V. Swaminathan. Hydrogenation of GaAs-on-InP. Appl. Phys. Lett., **57** (9), 887 (1990).

J. Chevallier, M. Aucouturier. Hydrogen in cristalline semicoductors. Ann. Rev. of Mater. Sci., **18**, 219 (1988).

[3]. J.A. Schafer, V. Persch, S. Stock, Th. Allinger, A. Goldman. Etching of GaAs (100) by Activated Hydrogen. Europhys. Lett., **12** (6), 563 (1990).

[4]. В.Г. Божков, В.А. Кагадей, Н.А. Торхов. Изв. вузов. Физика, №8, 115 (1997).

ГИДРОГЕНИЗАЦИЯ GaAs: ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ

В.А. Кагадей, Е.В. Нефёдцев
Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

Гидрогенизация, то есть обработка структур GaAs в водородной плазме или в потоке атомарного водорода (АВ), дает возможность при определенных, оптимальных режимах улучшать характеристики барьера Шоттки (БШ) [1] и параметры полупроводниковых приборов на основе БШ [2]. К настоящему времени нет достаточно ясной картины происходящих во время гидрогенизации процессов, приводящих к изменению вольтамперной характеристики, фактора неидеальности и других характеристик БШ. Целью настоящей работы является детальное рассмотрение эволюции концентрационных профилей частиц и распределения электрического поля в GaAs, которые могут повлиять на электрофизические свойства материала. Средством для достижения этой цели является численный эксперимент на базе развернутой математической модели с минимальными упрощениями.

Система уравнений. Для определенности рассматривается процесс проникновения водорода в полупроводник *p*-типа. В модель включены концентрации N_i следующих частиц: $\mathbf{H}^0$ (атом водорода), $\mathbf{H}^+$ (положительно заряженный ион водорода), $\mathbf{H}^-$ (отрицательно заряженный ион водорода), $\mathbf{L}^-$ (отрицательно заряженный ион активной примеси, акцептор), $\mathbf{h}^+$ (основной носитель заряда - дырка), $\mathbf{e}^-$ (неосновной носитель заряда - электрон), $\mathbf{HH}^0$ (двухатомный комплекс водорода), $\mathbf{HL}^0$ (комплекс водород-мелкая примесь). Восемь уравнений, описывающих изменение концентраций этих частиц, имеют следующий общий формальный вид:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(D_i \frac{\partial N_i}{\partial x} + q_i \mu_i N_i \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) - \sum_{j=1}^{n} \sum_{m=1}^{n} P_{(i \to jm)} N_i + \sum_{j=1}^{n} \sum_{m=1}^{n} P_{(m \to ij)} N_m + \\ + \sum_{j=1}^{n} \sum_{m=1}^{n} R_{(i \leftarrow jm)} N_j N_m - \sum_{j=1}^{n} \sum_{m=1}^{n} R_{(m \leftarrow ij)} N_i N_j + G_i \qquad (1)$$

где индексы i, j, l, m обозначают тип частицы; t – время, отсчитываемое от момента начала гидрогенизации; x – координата, отсчитываемая от поверхности кристалла, подвергаемой обработке потоком водорода; D_i, μ_i, q_i – коэффициент диффузии, подвижность и заряд частицы типа i; φ - потенциал электрического поля.

Коэффициенты, характеризующие интенсивность распада сложной частицы m на простые частицы i и j определяются колебательной частотой комплекса ν_m, энергией

активации его распада $E_{(m\to ij)}$ и абсолютной температурой T: $P_{(m\to ij)}=\nu_m\exp(-E_{(m\to ij)}/kT)$, где k – постоянная Больцмана. Коэффициенты, характеризующие интенсивности синтеза сложной частицы m из простых частиц i и j, определяются по формуле $R_{(m\leftarrow ij)}=4\pi r_{(m\leftarrow ij)}(D_i+D_j)$, где $r_{(m\leftarrow ij)}$ – характеристический радиус взаимодействия частиц j и i.

Полная система уравнений получается добавлением к (1) уравнения Пуассона:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}+\frac{1}{\varepsilon_0\varepsilon}\sum_{i=1}^{n}q_iN_i=0\quad , \qquad (2)$$

где $\varepsilon_0\varepsilon$ - абсолютная диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Граничные и начальные условия. При t = 0 только концентрации носителей заряда и акцепторов считались отличными от нуля: $N_{\mathbf{h}}{}^+(x,0)-N_{\mathbf{e}}{}^-(x,0)=N_{\mathbf{L}}{}^-(x,0)=L_1=$ const. Поверхность x = 0 считалась проницаемой только для $\mathbf{H}^0$. Плотность потока атомов через поверхность j_0 считалась постоянной. Предполагалось условие полной экранировки электрического поля в удаленной точке объема $\partial\varphi/\partial x(\infty,t)=0$ при нормировке $\varphi(\infty,t)=-(kT/q_0)\cdot\ln(L_1/n_i)$, где q_0 – элементарный заряд

Параметры уравнений. В уравнениях, представленных в общей форме (1), большинство коэффициентов равны нулю в силу отсутствия соответствующих реакций между частицами. Остальные параметры взяты из различных литературных источников. Коэффициент диффузии для $\mathbf{H}^0$, $\mathbf{H}^+$ и $\mathbf{H}^-$ определялся выражением $D_H(T)=1.54\cdot10^{-5}(\text{см}^2/\text{с})\cdot\exp(-0.62(\text{эВ})/kT)$. Подвижность носителей заряда определялась из известных экспериментальных зависимостей $\mu_h{}^+(T)$ и $\mu_e{}^-(T)$ для GaAs. Значения D_i и μ_i для всех частиц полагались связанными соотношением Эйнштейна. Радиусы взаимодействия полагались равными $r_{(\mathbf{HH}^0\leftarrow\mathbf{H}^0\mathbf{H}^0)}=r_{(\mathbf{HH}^0\leftarrow\mathbf{H}^0\mathbf{H}^+)}=r_{(\mathbf{HH}^0\leftarrow\mathbf{H}^+\mathbf{H}^+)}=10^{-8}$см и $r_{(\mathbf{HL}^0\leftarrow\mathbf{H}^+\mathbf{L}^-)}=r_{(\mathbf{HH}^0\leftarrow\mathbf{H}^+\mathbf{H}^-)}=q_0{}^2/(4\pi\varepsilon\varepsilon_0kT)$. Параметры распада $\mathbf{HL}^0$ выбирались для акцептора Zn_{Ga}: $\nu_{\mathbf{ZnH}}=5\cdot10^{13}\text{с}^{-1}$ и $E_{(\mathbf{ZnH}^0\to\mathbf{H}^+\mathbf{Zn}^-)}=1.25$ эВ.

Результаты расчетов. На рис. 1 показаны графики профилей концентрации частиц, потенциала электрического поля и плотности объемного заряда Q в различные моменты времени, указанные на рисунке, при $T=200\ ^0\text{C}$ и $j_0=10^{12}\text{см}^2\text{с}^{-1}$.

Из рис. 1(а) видно, что молекулы, содержащие основное количество растворённого в GaAs водорода, большей частью сосредоточены в приповерхностной области кристалла. Появление молекул водорода во всё более глубоких слоях материала обусловлено их образованием из атомов и ионов.

В первые моменты времени, вошедшие в кристалл атомы водорода, активно захватывают дырки, формируя плотный слой положительных ионов и протяженную

зону обеднения носителями заряда с избыточным отрицательным зарядом акцепторов. По истечении этапа аккумуляции водорода вблизи поверхности (t~10с для $j_0=10^{12}$ см^{2}с$^{-1}$) положение границы профиля нейтральных атомов становится стабильным (рис. 1(б)). Это объясняется установлением равновесия между процессами вхождения атомов через поверхность, их диффузионным переносом и их превращением в ионы и молекулы. В дальнейшем, происходит постепенная компенсация объёмного отрицательного заряда акцепторов зарядом уходящих в объем ионов и уменьшение напряженности электрического поля в двойном электрическом слое (рис.1 (г, е)). Граница профиля дрейфующих в электрическом поле ионов l_{H}+ смещается по закону диффузии l_{H}+~$t^{1/2}$, хотя отношение $(l_{H}+)^2/t >> D_{H}$.

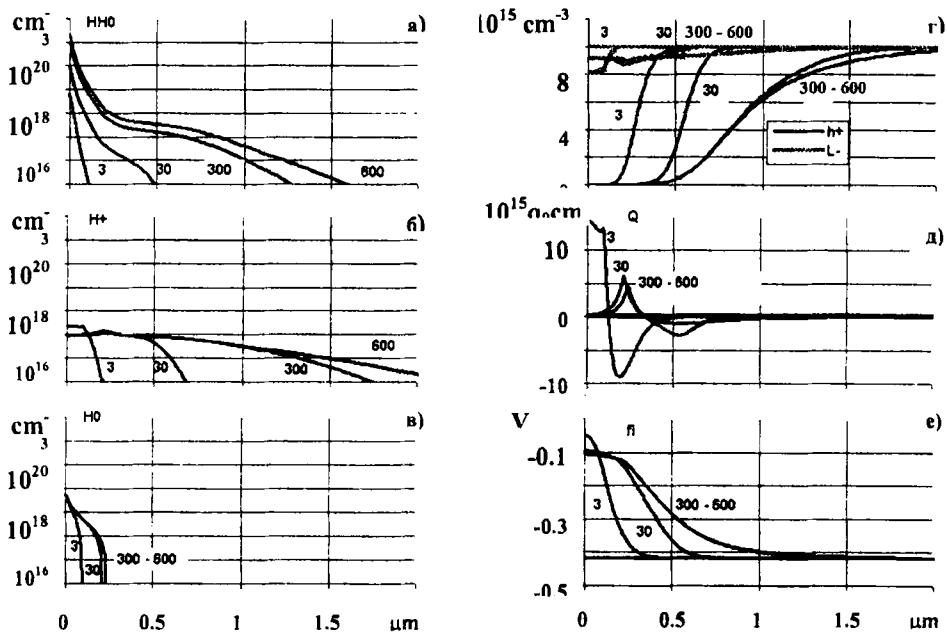


Рис.1

Потенциал и концентрация носителей заряда хорошо соответствуют соотношению распределения Больцмана N_h+=n_i·exp(–$q_0\varphi/kT$). Это указывает на то, что носители заряда находятся в состоянии статистического равновесия. Из рис. 1(е) следует, что в начале гидрогенизации уровень Ферми E_F на поверхности приблизительно совпадает с уровнем середины запрещенной зоны E_i (в выбранной нормировке $q_0\varphi = E_F - E_i$). Дальнейшее развитие процесса гидрогенизации приводит к

небольшому уменьшению изгиба зон, изменению его формы и закреплению уровня E_i на 0.09 эВ выше E_F. Расчет показал отсутствие инверсии проводимости и слабое влияние неосновных носителей заряда и отрицательных ионов $\mathbf{H}^-$ на общую эволюцию профилей остальных частиц.

Расчеты показали, что в процессе гидрогенизации образование комплексов $\mathbf{HL}^0$ происходит слабо (рис. 1(г)) из-за высокой интенсивности их диссоциации при температурах гидрогенизации T_H. Рис. 2 иллюстрирует этап релаксации (t > 600 с) частиц и поля после скачка параметров $j_0 \to 0$ и $T \to 100$ ^{0}C, имитирующих прерывание внешнего потока атомов водорода и охлаждение образца после гидрогенизации. Расчеты показали, что основная часть комплексов $\mathbf{HL}^0$ может образовываться лишь после окончания гидрогенизации в процессе остывания образца в определенном диапазоне температур. Так как охлаждение образца эквивалентно совокупности кратковременных отжигов при различных температурах $T < T_H$, то конечная форма концентрационных профилей частиц должна определяться не только параметрами гидрогенизации (T_H, j_0), но и режимом снижения температуры после прерывания потока атомов водорода.

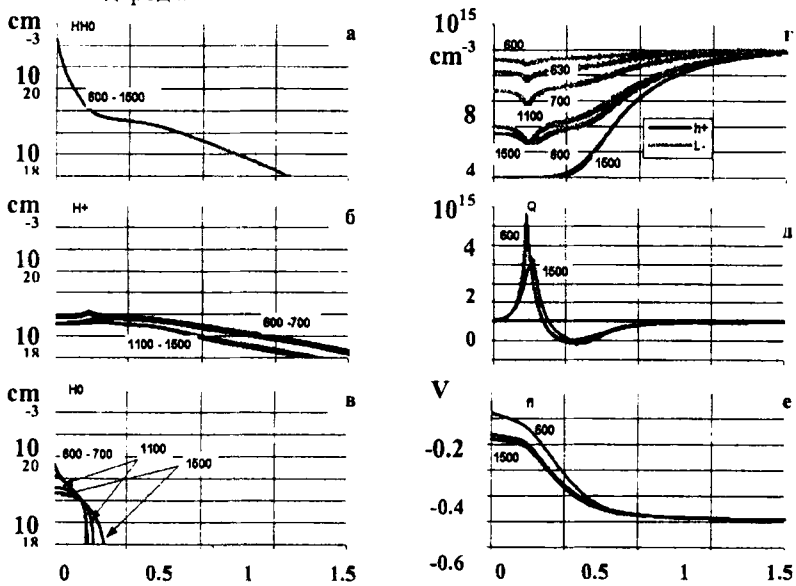


Рис. 2

[1] A. Paccagnella, A. Callegari, E. Latta, M. Gasser. Appl. Phys. Lett., **55**, 259, 1989.

[2] В.А. Кагадей, Е.В. Нефедцев, Д.И. Проскуровский, С.В. Романенко, Л.С. Широкова. Письма в ЖТФ, **29** (1), 2003.

ЗАМЕДЛЕНИЕ ПРЕЦИПИТАЦИИ МЫШЬЯКА В ПРИСУТСТВИИ ФОСФОРА В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ, ВЫРАЩЕННОМ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ ПРИ НИЗКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

А.В. Бойцов[a], Н.А. Берт[a], В.В. Чалдышев[a],
В.В. Преображенский[b], М.А. Путято[b], Б.Р. Семягин[b]
(a) Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021, Санкт-Петербург, Россия;
(b) Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия

В работе описывается эффект замедления преципитации мышьяка в арсениде галлия, выращенном при низкой температуре и легированном фосфором. Основной особенностью слоев арсенида галлия, выращиваемых методом молекулярно-лучевой эпитаксии при низкой (150-350°C) температуре (LT-GaAs), является большой (до 1 ат.%) избыток мышьяка, захватываемый в кристалл в процессе эпитаксиального роста [1-3]. При последующей термообработке избыточный мышьяк образует преципитаты (кластеры) размером от единиц до десятков нанометров [4]. Полученный таким образом материал имеет высокое удельное сопротивление (до 10^8 Ом*см) и чрезвычайно малое время жизни носителей заряда (менее 1 пс) [5]. Эти уникальные свойства позволяют использовать LT-GaAs в быстродействующих полупроводниковых приборах. Поскольку свойства LT-GaAs во многом определяются характеристиками массива кластеров, то возможность управления процессом преципитации имеет большое значение.

Было показано, что изовалентное легирование является эффективным методом управления такими параметрами как концентрация, размер и пространственное распределение кластеров. На сегодняшний день в достаточной степени изучено влияние таких изовалентных примесей как индий [6-7] и сурьма [8]. При этом обнаружено, что введение данных примесей в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии влияет на кинетику преципитации, что приводит к увеличению размеров кластеров в легированном слое. В данной работе исследовалось влияние фосфора на процессы кластерообразования в LT-GaAs. Показано, что в отличие от легирования индием и сурьмой, легирование фосфором приводит к уменьшению размеров кластеров.

Слои LT-GaAs выращивались в установке молекулярно-лучевой эпитаксии "Катунь" на подложках полуизолирующего арсенида галлия диаметром 50 мм и ориентацией (001). На подложке выращивался буферный слой GaAs толщиной 100нм при тем-

пературе 580°С. Затем температура подложки понижалась до 200°С и выращивался слой LT-GaAs со скоростью 1 мкм/ч при парциальном давлении мышьяка 7×10^{-4}Па. Выращены две серии образцов: равномерно легированные фосфором и без легирования. Отжиг образцов производился в установке молекулярно-лучевой эпитаксии при 500 и 600°С в течение 15 мин в потоке мышьяка. Кроме того, впоследствии часть материала отжигалась в печи при температуре 700 и 800°С с тем же временем отжига. Для предотвращения в процессе отжига испарения мышьяка из эпитаксиального слоя LT-GaAs через поверхность, образцы подвергались термообработке попарно наложенными друг на друга ростовыми поверхностями, что позволяло создать в зазоре противодавление мышьяка.

Исследования методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) проводились на электронном микроскопе Philips EM420 при ускоряющем напряжении 100 кВ. Образцы для исследований приготовлены в планарной геометрии и геометрии попереченого сечения посредством механической обработки с последующим распылением пучком Ar^+-ионов с энергией 4 кэВ под углом 11° к поверхности.

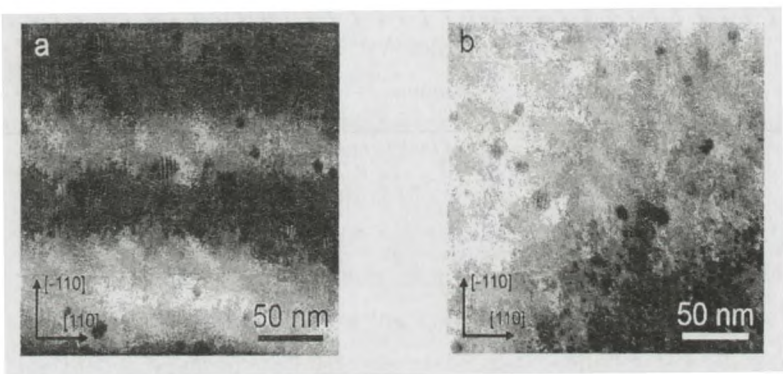
Данные электронно-микроскопических исследований приведены в таблице. Оценка концентрации кластеров производилась с помощью определения толщины образца посредством экстинкционных контуров. Из среднего размера и концентрации кластеров рассчитана объемная доля избыточного мышьяка, образовавшего кластеры.

Таблица

Легирование	Без легирования				Легирование фосфором			
Температура отжига, °С	500	600	700	800	500	600	700	800
Средний размер кластеров, нм	4	10	12	24	3	8	9	24
Концентрация кластеров, $\times10^{16}$ см$^{-3}$	7.3	1.2	0.6	0.1	4.6	0.9	0.7	0.1
Объемная доля избыточного As, находящегося в кластерах, %	0.2	0.6	0.6	0.6	0.1	0.3	0.3	0.6

Результаты показывают, что в нелегированных и легированных фосфором образцах кластеры обнаруживаются после термообработки при температуре 500°С. При этом средний размер в легированных образцах меньше, чем в образцах без легирования (см. таблицу). Дальнейшее увеличение температуры отжига приводит к увеличению среднего размера кластеров. При этом на изображениях кластеров можно наблюдать

картину муара, свидетельствующую об их кристаллической структуре (см. рисунок). Подобные результаты были обнаружены в ходе предыдущей работы [9]. При увеличении температуры отжига до 800°C, средний размер кластеров и в нелегированном, и в легированном материале достигает одной и той же величины. Этот результат говорит о том, что, возможно, при этой температуре влияние фосфора нивелируется. Данный факт является весьма интересным и требует дополнительной проверки и более углубленного изучения.



ПЭМ изображения в светлом поле образцов LT-GaAs, нелегированного (a) и легированного фосфором (b), и отожженных при 600°C. Образцы приготовлены в планарной геометрии, изображения получены в рефлексе (220).

Таким образом, в образцах, легированных фосфором, наблюдается эффект замедления преципитации избыточного мышьяка, т.е. отжиг такого материала приводит к образованию преципитатов меньшего размера, чем в нелегированном материале при прочих равных условиях. Причиной данного явления может служить необходимость при образовании преципитатов преодоления энергии сжатия решетки, вызванного присутствием фосфора. Поскольку параметр решетки матрицы GaAsP меньше, чем в чистом GaAs, то преципитация мышьяка приводит к увеличению упругой энергии – пленка становится более напряженной. Эта упругая энергия создает дополнительный энергетический барьер, который стабилизирует метастабильное состояние и может быть преодолен лишь при более высоких температурах.

В качестве второй причины обнаруженного эффекта можно предполагать взаимодействие атомов мышьяка и фосфора в процессе диффузии. Несмотря на то, что фосфор представляет собой изовалентную примесь и электрически не активен в арсениде галлия, различие в размерах атомов фосфора и замещенного им мышьяка приво-

дит к возникновению локальных упругих деформаций в окрестностях узлов кристаллической решетки, занятых атомами фосфора. Получившиеся в результате центры локальных деформаций создают барьер для диффузии, который препятствует преципитации.

Полученные результаты предполагают возможность использования изовалентного легирования фосфором для управления кинетикой преципитации мышьяка в LT-GaAs. При этом тот факт, что влияние фосфора противоположно влиянию ранее исследованных примесей, открывает перспективы для создания сложных структур, легированных различными изовалентными примесями, для получения заданного пространственного распределения массива кластеров.

1. F.W. Smith, A.R. Calawa, C.L. Chen, M.J. Mantra, L.J. Mahoney. Electron. Dev. Lett., **9**, 77 (1988).
2. M. Kaminska, Z. Liliental-Weber, E.R. Weber, T. George, J.B. Kortright, F.W. Smith, B.Y. Tsaur, A.R. Calawa. Appl. Phys. Lett., **54**, 1831 (1989).
3. Н.А. Берт, А.И. Вейнгер, М.Д. Вилисова, С.И. Голощапов, И.В. Ивонин, С.В. Козырев, А.Е. Куницын, Л.Г. Лаврентьева, Д.И. Лубышев, В.В. Преображенский, Б.Р. Семягин, В.В. Третьяков, В.В. Чалдышев, М.П. Якубеня. ФТТ, **35**, 2609 (1993).
4. M.R. Melloch, K. Mahalingam, N. Otsuka, J.M. Woodall, A.C. Warren. J. Cryst. Growth, **111**, 39 (1991).
5. S. Gupta, M.Y. Frankel. J.A. Valdmanis, J.F. Wittaker, G.A. Mouron, F.W. Smith, A.R. Calawa. Appl. Phys. Lett., **59**, 3276 (1991).
6. В.В. Чалдышев, Е.А. Куницын, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин, В.В. Третьяков, Н.Н. Фалеев. ФТП, **32** (7), 778 (1998).
7. В.В. Чалдышев, Н.А. Берт, Е.А. Куницын, Ю.Г. Мусихин, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин, В.В. Третьяков, P. Werner. ФТП, **32** (10), 1161 (1998).
8. N.A. Bert, V.V. Chaldyshev, A.E. Kunitsyn, Yu.G. Musikhin, N.N. Faleev, V.V. Tretyakov, V.V. Preobrazhenskii, M.A. Putyato and B.R. Semyagin, Appl. Phys. Lett. **70**, 3146 (1997).
9. А.В. Бойцов, Н.А. Берт, В.В. Чалдышев, М.А. Яговкина, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин. ФТП, **40** (7), 778 (2006).

ВЫРАЩИВАНИЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ GaP_xAs_{1-x} МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ: МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ СОСТАВА В ПОДРЕШЕТКЕ V ГРУППЫ

М.А. Путято, В.В. Преображенский, Б.Р. Семягин, Д.Ф. Феклин, А.С. Круглов
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия,
e-mail: puma@isp.nsc.ru

Выращивание слоев твердых растворов $(A^{III})P_xAs_{1-x}$ с заданным составом в подрешетке V группы методом МЛЭ является сложной научной и технологической задачей. Это обусловлено тем, что состав в подрешетке V группы зависит от большого числа ростовых параметров. В литературе, посвященной проблемам выращивания методом МЛЭ твердых растворов $(A^{III})P_xAs_{1-x}$, имеется достаточно обширный экспериментальный материал. К сожалению, сравнительный анализ результатов исследований, проведенных разными авторами, затруднен из-за отсутствия единых подходов как к измерению плотности молекулярных потоков элементов V группы и температуры подложки (T_S), так и к представлению результатов этих измерений [1]. Кроме того, в литературе существуют противоречивые данные о характере влияния T_S на состав твёрдого раствора GaP_xAs_{1-x} при МЛЭ. В работе [2] показано, что с ростом T_S доля фосфора в твёрдом растворе GaP_xAs_{1-x} снижается. По данным других работ температура подложки либо не влияет на состав твёрдого раствора [3], либо доля фосфора увеличивается с ростом T_S [4, 5]. В силу перечисленных причин составить непротиворечивую картину влияния условий роста на состав твёрдых растворов $(A^{III})P_xAs_{1-x}$ при МЛЭ, основываясь только на литературных источниках, не представляется возможным. Поэтому задача описания процесса формирования состава твердого раствора $(A^{III})P_xAs_{1-x}$ в подрешетке V группы сохраняет свою актуальность, а ее решение представляет практический и теоретический интерес. Приблизиться к ее решению мог бы позволить анализ экспериментальных данных, полученных в широком диапазоне ростовых условий при едином методологическом подходе к измерению параметров роста.

Нами было проведено экспериментальное исследование влияния T_S, плотности потоков молекул As_2 (J_{As2}), P_2 (J_{P2}) и плотности потоков атомов Ga (J_{Ga}) на встраивание мышьяка и фосфора при МЛЭ твёрдого раствора GaP_xAs_{1-x}(001) [1, 6, 7, 8]. На основе анализа экспериментальных данных, полученных в широком диапазоне условий роста при едином методологическом подходе к измерению параметров эпитаксии, была

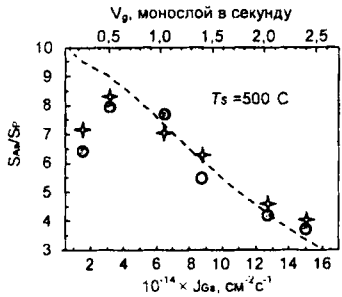


Рис. 1. Зависимость S_{As}/S_P от J_{Ga} (и скорости роста V_g, соответствующей J_{Ga})

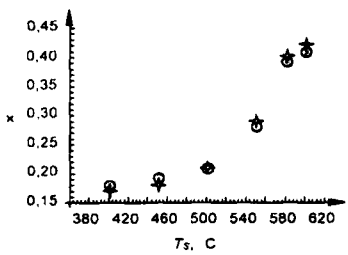


Рис.2. Зависимость доли фосфора x в твёрдом растворе GaP_xAs_{1-x} от Ts. Данные получены при J_{Ga} =6,26× 10^{14}см$^{-2}$с$^{-1}$, и J_{As2}/J_{P2} 0,44

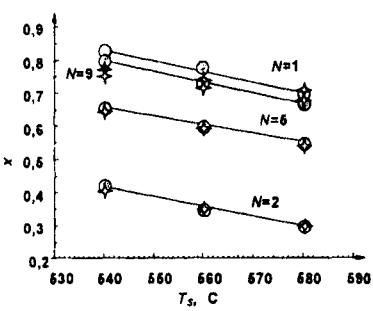


Рис.3. Зависимость доли фосфора в слоях GaP_xAs_{1-x} от T_S, при разных отношениях эквивалентных давлений в потоках молекул As_4 и P_4 - $N=P_{P4}/P_{As4}$ [2]. J_{Ga}=7.79× 10^{13} см$^{-2}$с$^{-1}$ Линии проведены для облегчения восприятия рисунка.

предложена кинетическая модель процесса формирования состава твердого раствора GaP_xAs_{1-x} при МЛЭ. Модель хорошо описывает поведение состава твердого раствора в зависимости от условий роста и позволяет объяснить имеющиеся в литературе противоречивые данные. Так, экспериментальным путем было показано, что отношение коэффициента встраивания мышьяка к коэффициенту встраивания фосфора S_{As}/S_P растёт как с увеличением отношения J_{As2} к J_{Ga}, так и с увеличением отношения J_{P2} к J_{Ga}. При исследовании влияния J_{Ga} на S_{As}/S_P (при постоянных значениях T_S , J_{As2} и J_{P2}) было обнаружено, что зависимость носит немонотонный характер (см. кружки на рис. 1). Как видно из рисунка, существует область значений J_{Ga}, в которой отношение коэффициента встраивания мышьяка к коэффициенту встраивания фосфора снижается со снижением скорости роста. Такое поведение отношения S_{As}/S_P не предсказывается на основе зависимостей S_{As}/S_P от $2\times J_{As2}/J_{Ga}$ и $2\times J_{P2}/J_{Ga}$, полученных при J_{Ga} = const. Действительно, со снижением J_{Ga} растет отношение молекулярных потоков элементов V и III групп, следовательно, можно было бы ожидать рост значения отношения S_{As}/S_P (см. пунктирную линию на рис. 1) [1]. Предложенная модель удовлетворительно описывает поведение S_{As}/S_P в рассмотренном диапазоне скоростей роста (звездочки на рис. 1). На рис. 2 представлена зависимость доли фосфора в твердом растворе GaP_xAs_{1-x}(001) от T_S. Кружками обозначены экспериментальные данные, а звездочками значения доли фосфора, рассчитанные с помощью модели по известным из эксперимента величинам T_S , J_{As2}, J_{P2} и J_{Ga}. Полученные нами экспериментальные данные качественно согласуются с данными работ [4, 5], но находятся в противоречии с [2]. На рис.3 представлены экспериментальные (кружки) и расчетные (звездочки) значения доли фосфора в слоях, полученных в [2]. Видно, что модель допускает существо-

вание области условий роста, в которых с ростом T_S доля фосфора в твердом растворе снижается.

Существующие в литературе противоречия (см. [2] и [4, 5]) и немонотонность зависимости S_{As}/S_P от J_{Ga} [1], по нашему предположению, являются следствием влияния скорости роста на процесс формирования состава слоев GaP_xAs_{1-x} при МЛЭ. Мы учли это обстоятельство при построении модели. Рост эпитаксиальной пленки рассматривался как процесс зарождения и последующего разрастания двумерных островков роста и движения террас. Встраивание атомов элементов III и V групп в кристалл происходит на ступенях, ограничивающих террасы и двумерные островки роста. Встроившиеся атомы элементов III группы формируют места для встраивания атомов элементов V группы, и наоборот. Атомы элементов III группы и молекулы элементов V группы захватываются ступенями из адсорбционных слоев. Было принято, что, сталкиваясь с подложкой, молекулы элементов V группы переходят в физ. адсорбированное состояние. Физ. адсорбированные частицы либо десорбируются, либо хемосорбируются, либо, попав в излом ступени и распавшись, встраиваются в кристалл. Известно, что при МЛЭ соединений $A^{III}B^{V}$ поверхность террас и двумерных островков роста реконструирована. Каждой структуре соответствует своя степень покрытия поверхности димерами элементов пятой группы (θ). Хемосорбция молекул элементов V группы из физ. адсорбированного состояния происходит на центрах, заданных структурой поверхности террас, и носит бездиссоциативный характер. Хемосорбция ведет к накоплению на поверхности избыточных для данной структуры димеров элементов V группы. Хемосорбированные молекулы элементов V группы могут десорбироваться. Энергия активации десорбции димеров, входящих в состав структурной ячейки (структурные димеры), выше энергии активации десорбции избыточных (внеструктурных) димеров. Если на реконструированную поверхность направить одновременно поток молекул двух элементов V группы, то между ними возникнет конкуренция за места хемосорбции. Если энергия активации десорбции из хемосорбированного состояния молекул одного элемента ниже энергии активации десорбции молекул другого элемента, то в процессе установления равновесных парциальных концентраций избыточных димеров состав поверхности будет изменяться. Это связано с тем, что освобождающиеся вследствие десорбции места, вновь занимаются молекулами одного из элементов. Однако, энергия активации десорбции молекул разных элементов различаются, что в итоге смещает химический состав поверхности в сторону элемента, молекулы которого более сильно связаны с поверхностью. Было принято, что в области роста формируется бездефектная

реконструированная поверхность террасы (или островка) со степенью покрытия димерами элементов V группы θ (характерной для данной реконструкции). На вновь сформированной поверхности начинается хемосорбция элементов V группы, что ведет, как отмечалось выше, к появлению избыточных для данной структуры димеров мышьяка и фосфора. Хемосорбция молекул элементов V группы и десорбция внеструктурных димеров длится вплоть до прихода фронта роста террасы, лежащей выше. При прохождении области роста террасы, лежащей выше, все структурные и внеструктурные димеры встраиваются в кристалл. Если на рассматриваемом участке поверхности за время роста одного монослоя не успевает установиться равновесная концентрация внеструктурных димеров мышьяка и фосфора, то при изменении V_g должен меняться состав поверхности, уходящий под фронт роста верхней террасы. При этом будет меняться и состав твёрдого раствора.

Предложенная модель может быть использована для выбора условий роста слоев твердого раствора GaPxAs1-x(001) с заданной долей фосфора.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-16800).

1. М.А. Путято, Диссертация канд. физ.-мат. наук. – Новосибирск, 2006.
2. Sh. Gonda, Yu. Matsushima. Japan. J. Appl. Phys., **47**, 4198 (1976).
3. C. T. Foxon, B.A. Joyce, M.T. Norris. J. Gryst. Growth, **49**, 132 (1980).
4. Y. Tatsuoka, H. Kamimoto, Y. Kitano, T. Kitada, S. Shimomura, S. Hiyamizu. J. Vac. Sci. Technol., **17**, 1155 (1999).
5. B.W. Liang, C.W. Tu. J. Appl. Phys., **74**, 255 (1993).
6. М.А. Путято, В.В. Преображенский, Б.Р. Семягин et. al. VI Российская конференция по физике полупроводников (27-31 октября 2003 г., г. Санкт-Петербург), С. 254-255.
7. M.A. Putyato, Yu.B. Bolkhovityanov, S.I. Chikichev et. al. Semicond. Sci. Technol., **18**, 417 (2003).
8. M.A. Putyato, V.V. Preobrazhenskii, B.R. Semyagin et. al. J. Cryst. Growth, **247**, 23 (2003).

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ GaAs(100) ПРИ ВАКУУМНОМ ОТЖИГЕ МЕТОДАМИ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ И ДИФРАКЦИИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

А.В. Васев, М.А. Путято, В.В. Преображенский
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия;
e-mail: vasev@isp.nsc.ru

Получение атомарно-гладкой поверхности GaAs является ключевым моментом всех эпитаксиальных технологий. Одним из распространенных способов получения такой поверхности является высокотемпературный отжиг в парах мышьяка. При этом о динамике процессов, происходящих на поверхности известно крайне мало. Для in situ контроля этих процессов обычно используется метод дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). В то же время, нами было показано [1], что совместное использование методов ДБЭО и эллипсометрии значительно расширяет возможности исследований. Целью данной работы является изучение структурных и морфологических свойств поверхности GaAs(100) при вакуумном отжиге методами эллипсометрии и дифракции быстрых электронов.

На рис.1 представлена эволюция эллипсометрических параметров ψ и Δ в процессе первого и второго нагревов поверхности GaAs(001) в парах As_4. Из рисунка видно, что первый нагрев характеризуется ярко выраженными особенностями, которые связаны с присутствием на поверхности ряда переходных реконструкций (3×1), (1×6), (1×1) и (4×6) [1-3]. В ходе последующих изменений температуры (охлаждение и второй нагрев) эти особенности не наблюдаются. Подобное поведение оптических свойств поверхности свидетельствует о наличии на ней процесса, препятствующего повторному формированию переходных реконструкций. Для определения природы данного

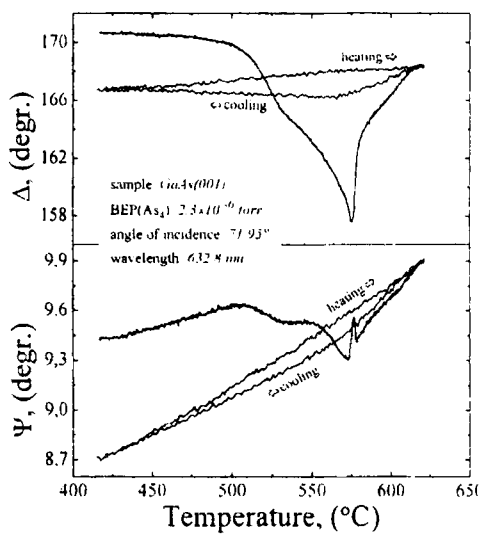


Рис.1. Эволюция эллипсометрических параметров ψ и Δ при N-образном изменении температуры поверхности GaAs(001).

процесса было проведено исследование изменений интенсивности зеркального рефлекса (ЗР) картины ДБЭО поверхности GaAs(001) при переходах (2×4)⇔(4×2). Реконструкционные переходы инициировались варьированием величины потока мышьяка над поверхностью (ВЕР(As_4) = 1.6×10^{-6} торр) в режиме *вкл./выкл.* Образец находился при постоянной температуре 580°C. На рис.2a) приведены результаты исследований, полученные в азимуте [011] с углом падения α = 0.56°, особо чувствительным к составу поверхности. Из рисунка видно, что при включении потока мышьяка переход от реконструкции (4×2) к (2×4) происходит очень быстро, за время ≈ 1 сек. Далее стехиометрия поверхности остается неизменной. На рис.2b) и c) приведены результаты исследований, полученные в азимутах [011] и [0$\bar{1}$1], соответственно. Использовавшиеся при этом углы падения были чувствительны к структурным особенностям поверхности. Из рисунков видно, что после включения потока мышьяка на поверхности параллельно развиваются еще два процесса. Первый – "быстрый", и второй – "медленный". Быстрый процесс занимает около 10 секунд, медленный же – на порядок больше. Медленный процесс характеризуется четко выраженной анизотропией. Так в направлении [0$\bar{1}$1] изменения заканчиваются уже через 15 секунд, а в направлении [011] – лишь через 100. Из-за отклонения поверхности образца от (100) на 0.5° в направлении [0$\bar{1}$1] ступени были преимущественно ориентированы вдоль [011]. Поэтому медленный процесс можно связать с выглаживанием мономолекулярных ступеней.

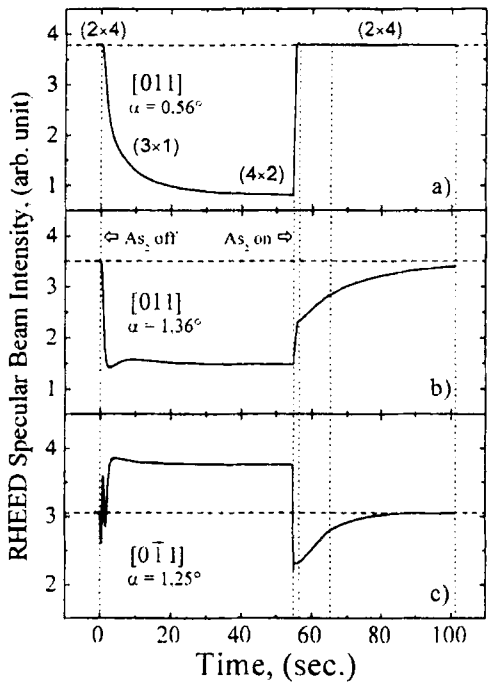


Рис.2. Изменение интенсивности ЗР картины ДБЭО поверхности GaAs(100).

Быстрый же процесс можно связать со структурным упорядочением доменов с реконструкцией (2×4). Это предположение подтверждается измерениями в азимуте [0$\bar{1}$1]. Данный азимут чувствителен к симметрии ×4, что позволяет регистрировать переходы между γ–, β– и α–модификациями реконструкции (2×4). На рис.2c) с этими пе-

реходами связаны четкие пики в начальный момент после выключения и включения потока мышьяка. Амплитуда пиков связана со степенью структурного упорядочения γ–, β– и α–модификаций реконструкции (2×4). При выключении потока мышьяка амплитуда пиков в ≈ 10 раз больше, чем при включении. Если повторить цикл *выкл./вкл.* потока мышьяка после выглаживания поверхности и достижения начальной интенсивности ЗР картины ДБЭО, то изменение интенсивности ЗР от времени воспроизведется. Следовательно, при выглаживании поверхности происходит упорядочение атомарной структуры реконструкции (2×4).

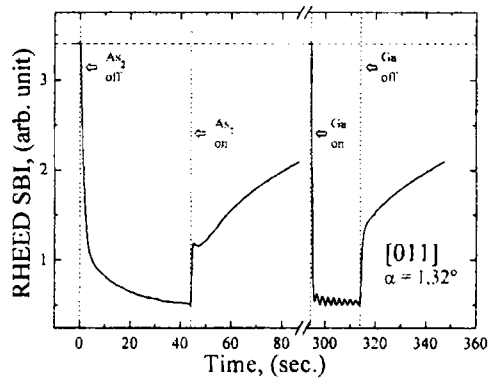


Рис.3. Изменение интенсивности ЗР картины ДБЭО при выглаживании поверхности в потоке мышьяка после вакуумного отжига и после роста.

Описанные выше результаты хорошо согласуются с данными работ [4-6]. На рис.3 приведена временная зависимость интенсивности ЗР при выглаживании поверхности в потоке мышьяка после вакуумного отжига и после роста. Из рассмотрения рисунка видно, что процессы выглаживания таких поверхностей носят одинаковый характер. Следовательно, можно сделать вывод, что вакуумный отжиг в данных условиях приводит к развитию рельефа, сравнимого с рельефом ростовой поверхности.

На рис.4 приведена временная зависимость интенсивности ЗР при неполном выглаживании поверхности в потоке мышьяка после вакуумного отжига. Из рисунка видно, что повторение цикла *выкл./вкл.* потока мышьяка при неполном выглаживании поверхности приводит к воспроизводимым от цикла к циклу изменениям интенсивности ЗР. Таким образом, можно сделать вывод, что структурные и морфологические изменения при повторных нагревах/охлаждениях поверхности (рис.1) происходят на фоне некоторого "начального" рельефа, возникшего при первом

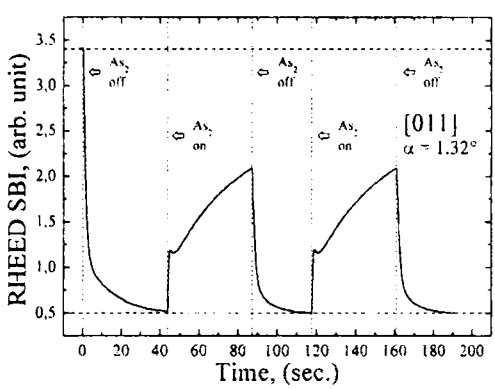


Рис.4. Изменение интенсивности ЗР картины ДБЭО при неполном выглаживании поверхности в потоке мышьяка после вакуумного отжига.

нагреве и являющегося следствием незавершенности "медленного" процесса. Иными словами, отсутствие на поверхности переходных реконструкций в процессе повторных нагревов/охлаждений связано с низким структурным совершенством террас, что согласуется с [7].

Таким образом, в представленной работе показано, что отжиг поверхности в условиях существования переходных реконструкций сопровождается массопереносом, сравнимым по интенсивности с массопереносом во время эпитаксиального роста. И, как следствие, процедура кратковременного отжига в условиях существования переходных реконструкций с последующим выглаживанием в условиях существования на поверхности реконструкции (2×4) может привести к значительному улучшению морфологии. Данное утверждение является, по сути, основой предлагаемой нами методики получения атомарно-гладкой поверхности без использования процедуры эпитаксиального роста.

Работа поддержана грантом РФФИ № 05-02-16800.

1. A.V. Vasev, S.I. Chikichev, B.R. Semyagin. Surf. Sci., **588** 149 (2005).
2. A.V. Vasev, S.I. Chikichev. Proceedings of the Sixth International Workshop on Expert Evaluation & Control of Compound Semiconductor Materials & Technologies, (EXMATEC 2002), Budapest, Hungary, (2002).
3. A.V. Vasev, S.I. Chikichev. Key Eng. Mat., **295-296** 45 (2005).
4. L. Daweritz, J. Grieshe, R. Hey, J. Herzog. J. Cryst. Growth, **111** 65 (1990).
5. T. Ide, A. Yamashita, T. Mizutani. Phys. Rev., **B46** (3) 1905 (1992).
6. Y.-N. Yang, Y.S. Luo, J.H. Weaver, L.T. Florez, C.J. Palmstrom. Appl. Phys. Lett., **61** (16) 1930 (1992).
7. C.W. Snyder, J. Sudijono, C.-H. Lam, M.D. Johnson, B.G. Orr. Phys. Rev., **B50** (24) 18194 (1994).

АСИММЕТРИЧНЫЙ РЕКОНСТРУКЦИОННЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД C(4X4) -> γ(2X4) НА ПОВЕРХНОСТИ (001) GaAs

Ю.Г. Галицын, В.Г. Мансуров, С.П. Мощенко, Д.В. Дмитриев, А.И. Торопов
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия,
e-mail: sergem@isp.nsc.ru

На поверхности (001) GaAs в области давлений 10-6 – 10-5 Торр As4 и температур 450–5200С возникает очень упорядоченная структура c(4x4). Это очень важная реконструкция поверхности (001) GaAs, так как она часто используется для роста различных полупроводниковых структур и создания ансамбля квантовых точек InAs на GaAs. При повышении температуры при постоянном давлении As4 или при понижении давления при постоянной температуре на поверхности происходит фазовый переход c(4x4) -> γ(2x4). Так как фаза γ(2x4) является неупорядоченной фазой переход упорядоченной фазы c(4x4) к неупорядоченной фазе γ(2x4) является типичным реконструкционным фазовым переходом (ФП) порядок-беспорядок. В этой работе мы детально исследовали данный ФП методом дифракции быстрых электронов на отражение. Исследовалось поведение интенсивности дробного рефлекса (0 ½) упорядоченной фазы c(4x4) от давления As4 в ростовой камере при различных температурах. Так как данный рефлекс полностью погашен в фазе γ(2x4), эволюция его интенсивности позволяет определить поведение параметра дальнего порядка в ФП c(4x4) -> γ(2x4) и, следовательно, изучить тип и характер ФП. Напомним, что квадрат параметра порядка равен нормированной интенсивности рефлекса (0 ½) упорядоченной фазы c(4x4).

На рис. 1 представлены экспериментальные зависимости нормированной интенсивности рефлекса (0 ½) от давления As4 при различных температурах поверхности. При повышении давления As4 интенсивность рефлекса (0 ½) увеличивается и достигает насыщения. Если температура образца увеличивается, то увеличивается и давление, необходимое для достижения насыщения интенсивности. Из рис.1. видно, что прямой и обратный ход ФП не совпадают, т.е. имеет место сильный гистерезис. Эти факты указывают, на то, что ФП является переходом первого рода, индуцированным адсорбцией мышьяка на поверхность. Действительно, фаза c(4x4) является наиболее плотно упакованной фазой по мышьяку. На элементарную ячейку (2x4) приходится три димера мышьяка с одной вакансией; димеры в свою очередь расположены на монослое мышь-

яка и поэтому в целом степень заполнения поверхности (001) GaAs по мышьяку достигает 1.75. Неупорядоченная фаза γ(2x4) имеет меньшую степень заполнения поверхности - от 1 до 1.5. Для того чтобы адсорбированный на γ(2x4) мышьяк преобразовался в упорядоченную фазу c(4x4) необходимо, чтобы между адсорбированными частицами существовало так называемое латеральное взаимодействие с потенциалом притяжения между частицами. В рамках теории среднего поля уравнение состояния поверхности арсенида галлия, на которой происходит ФП, имеет следующий вид:

$$\frac{P}{P_0} = \frac{\theta}{1-\theta} \cdot \exp\left(\frac{E_i \theta}{kT} - \frac{\frac{E_{st}\theta}{kT}}{1+\exp\left[\frac{\Delta E - E_{st}\theta}{kT}\right]} \right) \qquad (1)$$

где Est, ΔE и Ei – параметры латерального взаимодействия. Легко видеть, что при ΔE = ½ Est выражение (1) симметрично относительно θ = 0.5 при замене θ на (1-θ). Это является следствием того обстоятельства, что теория среднего поля, описывающая ФП на поверхности, основана на эффективном гамильтониане, в котором отсутствуют члены разложения с нечетными степенями по параметру порядка [1].

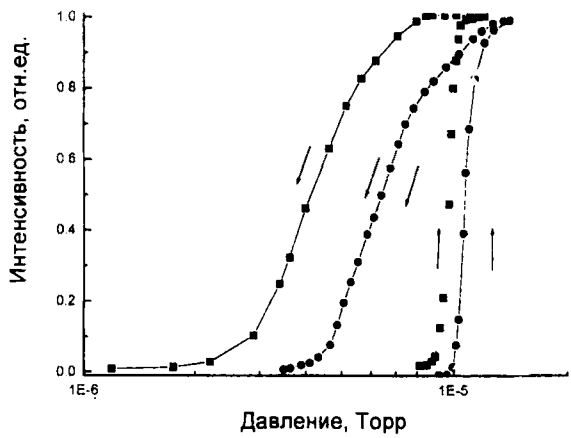


Рис.1. Изменение интенсивности рефлекса (0 ½) от давления мышьяка при различных температурах поверхности, 0С: ■ - 488, ● - 498, ▲ - 513.

Уравнение (1) ранее мы использовали при изучении ФП β(2x4) -> α(2x4). Этот переход оказался симметричным ФП, поэтому мы использовали ΔE = ½ Est = 0.18 эВ [2]. Однако переход c(4x4) -> γ(2x4) сильно асимметричен, т.е. если прямой переход очень резкий, обратный ход, напротив, плавный (см. рис.1). Далее, температурные зависимости перехода (давление As4 перехода от температуры) сильно различны: для прямого перехода они слабее, чем для обратного плавного перехода (рис. 1).

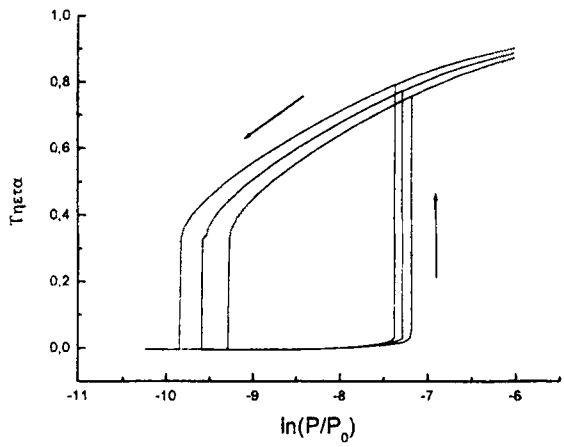


Рис.2. Расчетные зависимости степени покрытия поверхности мышьяком от его давления в газовой фазе для T = 753, 773, 793 K соответственно. Для расчетов использованы следующие значения параметров: Est = 0.68 эВ, ΔE = 0.05 эВ, Ei = 0.134 эВ.

Хорошо известно, что асимметричные фазовые диаграммы адсорбированных газов на различных поверхностях являются следствием включения в латеральные парные взаимодействия так называемых многочастичных взаимодействий [3]. Применительно к нашему случаю, парные и многочастичные латеральные взаимодействия включены в эффективный параметр Est. Для того чтобы описать асимметрию ФП c(4x4) -> γ(2x4), требуется значительно изменить соотношение между ΔE и Est, а именно, усилить Est и уменьшить ΔE. Мы выбрали Est =0.68 эВ и ΔE = 0.05 эВ. Для величины Ei, т.е. потенциала отталкивания между димерами мышьяка, мы использовали значение 0.134 эВ аналогично работе [2]. Изотермы, вычисленные с выбранными параметрами латерального взаимодействия, представлены на рис.2. Гистерезис перехода опре-

делялся нами как исключенная область давлений, находящаяся между границами метастабильности фаз c(4x4) и γ(2x4). Для прямого перехода (большой вертикальный участок на рис.2) граница метастабильности определяется фазой γ(2x4). Для обратного перехода граница метастабильности определяется фазой c(4x4).

Видно вполне удовлетворительное согласие между теоретическими изотермами и экспериментально измеренными изотермами. Итак, асимметрия связана не только с учетом многочастичного взаимодействия, т.е. с увеличением величины Est, но также с уменьшением величины ΔE. Если в ФП β(2x4) -> α(2x4) подрешетка атомов галлия включена в реконструкционный переход, то в ФП c(4x4) -> γ(2x4) атомы галлия играют существенно меньшую роль.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 05-03-32660, 06-02-16914).

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Статистическая физика, ч.1, 1976, М., Наука, с.583.
2. Ю.Г. Галицын, Д.В. Дмитриев, В.Г. Мансуров et. al. Письма в ЖЭТФ, **81**, 766 (2005).
3. Э. Зенгуил, Физика поверхности, 1990, М.: Мир.

III - 5

СТАТИСТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ ДВУМЕРНОГО ЗАРОДЫШЕОБРАЗОВАНИЯ В ГОМОЭПИТАКСИИ GaAs

Ю.Г. Галицын, В.Г. Мансуров, С.П. Мощенко, Д.В. Дмитриев, А.И. Торопов
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия,
e-mail: sergem@isp.nsc.ru

Гомоэпитаксия арсенида галлия является модельным процессом при изучении кинетики и механизмов роста полупроводников A^3B^5. Рост (001) GaAs из потоков Ga и As_4 происходит через образование 2D–островков, их последующий латеральный рост и слияние в монослой арсенида галлия. Хорошо известно, что такой процесс определяет осцилляции интенсивности зеркального и дробных рефлексов в дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Несмотря на существенные экспериментальные и теоретические усилия, остается нераскрытым ряд фундаментальных проблем процесса гомоэпитаксиального роста. Обзор достижений в гомоэпитаксии арсенида галлия представлен известными специалистами в этой области B. Joyce и D. Vvedensky в [1]. Хотя название данного обзора "Самоорганизованный рост на (001) GaAs" предполагает анализ причин самоорганизации роста, основное внимание уделяется элементарным локальным процессам роста арсенида галлия без рассмотрения статистических закономерностей роста. Между тем, только статистическое рассмотрение позволяет выявить причины самоорганизованного роста арсенида галлия на поверхности (001) и определить движущие силы образования и роста 2D–островков новой кристаллической двумерной фазы GaAs. В этой работе мы предлагаем новый подход к рассмотрению процессов гомоэпитаксии арсенида галлия, а именно, использование аналогии с процессами фазового реконструкционного перехода на поверхности (001) арсенида галлия при наличии в потоке As_4.

Хорошо известно, что самой упорядоченной поверхностной фазой арсенида галлия является фаза β(2x4). При повышении температуры при фиксированном давлении мышьяка As_4 в ростовой камере или при понижении давления при фиксированной температуре поверхности происходит переход к неупорядоченной фазе α(2x4). На элементарную ячейку (2x4) упорядоченной фазы β(2x4) приходится три димера мышьяка, тогда как на ячейку неупорядоченной фазы α(2x4) – два димера мышьяка. Фактически при десорбции мышьяка с поверхности происходит фазовый

реконструкционный переход типа порядок-беспорядок. Мы детально изучили данный переход [2], который оказался ФП, индуцированным адсорбцией мышьяка. При этом уравнение состояния поверхности арсенида галлия описывается трехпараметрической изотермой:

$$\frac{P}{P_0} = \frac{\theta}{1-\theta} \cdot \exp\left(\frac{E_i \theta}{kT} - \frac{\frac{E_{st}\theta}{kT}}{1+\exp\left[\frac{\Delta E - E_{st}\theta}{kT}\right]} \right) \qquad (1)$$

где Est – энергия стабилизации новой фазы β(2x4) при адсорбции мышьяка на поверхность с реконструкцией α(2x4); ΔE – энергетические затраты на переход атомов галлия из позиций старой фазы в позиции новой фазы; E_i – энергия отталкивания между адсорбированными атомами мышьяка. Все величины нормированы на элементарную ячейку (2x4). Изотерма описывает как ФП первого рода для $T < T_c$, так и ФП второго рода для $T > T_c$. Оказалось что критическая температура, равная 595°C для этого перехода, определяется только латеральным взаимодействием атомов галлия и мышьяка. При этом определяющую роль в стабилизации упорядоченной фазы β(2x4), т.е. в уменьшении поверхностной энергии играют атомы мышьяка. Напомним, что поверхностная энергия жидкого мышьяка в 3.5 раза меньше, чем поверхностная энергия жидкого галлия [3]. Следовательно, атомы галлия на поверхности или их кластеры будут увеличивать поверхностную энергию арсенида галлия. В силу этого, параметр дальнего порядка, который отличен от нуля для β(2x4) и равен нулю для α(2x4), будет увеличиваться при увеличении концентрации атомов мышьяка на поверхности и будет уменьшаться при увеличении на поверхности доли атомов галлия. В изученном нами переходе порядок-беспорядок мы нормировали параметр порядка так, что при изменении на поверхности плотности атомов мышьяка (галлия) от 0.5 до 0.75 (0.5 до 0.25 для галлия) параметр порядка изменяется от 0 до 1 [2]. В соответствии с уравнением (1) параметр порядка скачком меняется в ФП первого рода и изменяется непрерывно в ФП второго рода. ФП β→α происходит в области температур 530 – 600°C при давлении тетрамеров мышьяка в камере МЛЭ $2 \cdot 10^{-7}$ – $2 \cdot 10^{-5}$ торр. В этой области температур и давлений параметры латерального взаимодействия E_{st} = 0.36 эВ, ΔE = 0.18 эВ, E_i = 0.134 эВ не изменяются, и поведение параметра дальнего порядка подчиняется уравнению (1).

В соответствии с вышесказанным, проведя аналогию с ФП β→α, процесс гомоэпитаксиального роста в данной области температур и давлений можно представить следующим образом. Прежде всего, адсорбция ростовых компонентов, т.е. атомов галлия и мышьяка на поверхность приводит к возникновению обычного решеточного газа адсорбированных частиц, фазовый переход в котором приводит к образованию плотной кристаллической фазы в форме 2D–островков GaAs. Иначе говоря, гомоэпитаксиальный рост является фазовым переходом в решеточном газе адсорбированных ростовых компонентов.

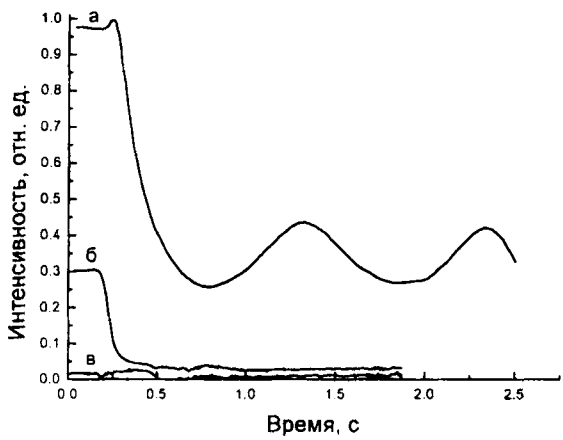


Рис.1. Изменение интенсивности дробного рефлекса (0 ¼) при температуре поверхности 540°С и различных давлениях As_4, Торр: а – $2\ 10^{-6}$, б -$5\ 10^{-7}$, в – $1.25\ 10^{-7}$.

Рассмотрим поведение интенсивности дробного рефлекса (0 ¼) при инициировании роста в дифракции быстрых электронов на отражение. В азимуте [1 $\bar{1}$ 0] дифракционная картина от упорядоченной фазы β(2x4) четкая и ясная, рефлексы фазы точечные, расположены по Лауэ-кругу. Рефлексы фазы α(2x4) вытянуты к проекции края образца с очень слабой интенсивностью рефлексов (0 ¼) и (0 ¾) и погашенным рефлексом (0 2/4). Напомним, что интенсивность дробных рефлексов непосредственно связана с квадратом параметра дальнего порядка. На рис.1 показана эволюция интенсивности рефлекса (0 ¼) при инициировании роста при разных давлениях тетрамера мышьяка. При давлении $2{\cdot}10^{-6}$ торр и температуре 540°С стабильной фазой является β(2x4). При подаче на поверхность потока атомов галлия,

т.е. при инициировании роста, интенсивность данного рефлекса падает. Следовательно, как и в ФП β→α образование на поверхности кластеров галлия, т.е. увеличение концентрации галлия на поверхности, ведет к уменьшению параметра порядка. В свою очередь, хорошо известно, что коэффициент прилипания тетрамера мышьяка увеличивается с увеличением концентрации галлия на поверхности. Это ведет к эффекту стабилизации кластеров галлия и к образованию упорядоченной фазы β(2x4). Следовательно, параметр порядка увеличивается. Мышьяк стабилизирует кластеры галлия, т.к. латеральное взаимодействие в этой области температур и давлений имеет характер притяжения и обеспечивает формирование 2D–островков фазы β(2x4). Параметр порядка увеличивается и поэтому интенсивность рефлекса (0 ¼) также увеличивается. При этом будут наблюдаться осцилляции интенсивности дробных рефлексов в ДБЭО при росте GaAs (см. рис.1а). При меньших давлениях As_4 уже имеется сосуществование фаз β(2x4) и α(2x4). Квазиравновесный параметр порядка меньше единицы и фактически уменьшается до 0 при подаче на поверхность ростового потока. Осцилляции не наблюдаются. Отметим при этом существенный факт – рост GaAs происходит также через 2D–островки, о чем свидетельствуют осцилляции зеркального рефлекса в ДБЭО в этой области температур и давлений. Однако это островки неупорядоченной фазы α(2x4), в которой параметр порядка равен нулю. В α(2x4) фазе рефлекс (0 ¼) практически погашен (см. рис.1в) и осцилляции при росте также не наблюдаются.

Итак, по нашему мнению, осцилляции интенсивности дробных рефлексов в ДБЭО при росте являются следствием периодического изменения величины параметра дальнего порядка. При этом формирование двумерного реакционного фронта при росте полностью регулируется латеральным взаимодействием атомов мышьяка и галлия на поверхности.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 05-03-32660, 06-02-16914).

1. Joyce BA, Vvedensky DD. Mat. Sci. Eng. Reports, **46**, 127 (2004).
2. Ю.Г. Галицын, Д.В. Дмитриев, В.Г. Мансуров et. al. Письма в ЖЭТФ, **81**, 766 (2005).
3. Э. Зенгуил. Физика поверхности. М.: Мир, 1990.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ СВЕРХЧИСТОГО GaAs МЕТОДОМ ФОТООТРАЖЕНИЯ

О.С. Комков[a], А.Н. Пихтин[a], Ю.В. Жиляев[b], Л.М. Фёдоров[b]

(a) Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, Россия, e-mail: ANPikhtin@mail.eltech.ru;

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

На сегодняшний день арсенид галлия является одним из основных материалов современной полупроводниковой оптоэлектроники. По степени изученности он в значительной степени превосходит другие полупроводниковые соединения и в ряде случаев является модельным объектом. Развивается и совершенствуется технология получения GaAs. Традиционные методы диагностики уже не могут дать надёжных данных по всё уменьшающейся концентрации остаточных примесей. В этой связи возникла необходимость в разработке новых методик контроля параметров эпитаксиальных слоёв GaAs, в частности, концентрации свободных носителей заряда.

Для решения поставленной задачи была выбрана бесконтактная разновидность модуляционной оптической спектроскопии – фотоотражение (ФО). Этот метод сравнительно прост в реализации, обладает высокой чувствительностью и информативностью. Суть метода ФО заключается в регистрации изменения отражённого зондового света вследствие периодического возмущения поверхности образца вторым световым пучком (чаще всего лазерным) на фиксированной длине волны в области собственного поглощения исследуемого объекта. В результате фотоинжекции электрон-дырочных пар, разделяемых электрическим полем приповерхностной области пространственного заряда, происходит частичная компенсация поверхностных заряженных состояний, приводящая к уменьшению барьерного электрического поля. Возникающие при этом изменения оптических характеристик вещества приводят к модуляции отражённого зондового света, что с помощью фазочувствительной техники детектирования позволяет зарегистрировать дифференциальный спектр.

Собранная на базе инфракрасного спектрометра ИКС-31 установка позволяла измерять спектры фотоотражения с разрешением не хуже 0.4 мэВ при чувствительности $\Delta R/R$ на уровне 10^{-5}. Исследовались толстые эпитаксиальные слои

n-GaAs с концентрацией электронов от 10^{12} до 10^{15} $см^{-3}$, выращенные как на полуизолирующей, так и на n^+-подложке GaAs. Они были получены методом газофазной эпитаксии в открытой хлоридной системе. Для образцов с концентрациями $n>10^{13}$ $см^{-3}$, выращенных на полуизолирующей подложке, проводились контрольные измерения методом Холла при T = 77 K. Кроме этого, оценка качества эпитаксиальных слоёв n-GaAs проводилась по спектрам низкотемпературной экситонной фотолюминесценции при T = 2 K.

В основу методики бесконтактной диагностики эпитаксиальных слоёв сверхчистого GaAs положено измерение спектров фотоотражения при комнатной и «азотной» температурах. При комнатной температуре была получена эмпирическая зависимость ширины на полувысоте (ΔE) основного пика ФО вблизи $E_{g\ ex}$ GaAs от концентрации свободных носителей заряда. Эта концентрация определялась из решения уравнения Пуассона для поверхностного барьера. В решение подставлялись: высота потенциального барьера, определяемая закреплением (пиннингом) уровня Ферми на поверхности GaAs; диэлектрическая проницаемость и напряжённость приповерхностного электрического поля F, найденная по периоду осцилляций Франца–Келдыша (ОФК). Для определения напряжённости использовалась стандартная методика, которая заключалась в линейной аппроксимации зависимости энергетического положения экстремумов ОФК от их номера.

В таблице видно, что ΔE становится меньше при снижении концентрации свободных носителей заряда. Уменьшается их рассеяние на ионизованных примесях и дефектах кристаллической решётки. Следовательно, величина ΔE может быть использована для экспресс-оценки качества полупроводникового материала. Отмечено насыщение рассматриваемой зависимости в области малых концентраций, что вызвано

№	d, мкм	n (метод Холла, 77 K), $см^{-3}$	ΔE (метод ФО, 298K), мэВ	$\Delta R_{lw}/\Delta R_f$ (метод ФО, 298 K)	F (метод ФО, 85 K), кВ/см	n (метод ФО, 85 K), $см^{-3}$
1	50	$3.3\ 10^{14}$	9.5	0.03	6	$2\ 10^{14}$
2	20	–	7.5	…	4.7	$1\ 10^{14}$
3	56	$5\ 10^{13}$	6	0.15	2.8	$4\ 10^{13}$
4	43	$2.5\ 10^{13}$	5	…	2.2	$2\ 10^{13}$
5	46	–	4	0.21	0.27	$4\ 10^{11}$
6	40	–	4	0.23	0.16	$1\ 10^{11}$

преобладанием в этой области однородного (температурного) уширения над неоднородным.

При $n < 5\ 10^{13}$ $см^{-3}$ выявить ОФК при комнатной температуре не удаётся, но было замечено увеличение интенсивности длинноволнового пика (ДВП), находящегося при энергии на 35÷38 мэВ меньше ширины запрещённой зоны GaAs. Значения отношения интенсивности ДВП (ΔR_{lw}) к амплитуде основной осцилляции вблизи $E_{g\ ex}$ (ΔR_f) приведены в таблице. Появление длинноволнового пика в спектрах ФО связано с многократным внутренним отражением от задней грани образца [1], поэтому при неидеальной поверхности или наличии «клина» этот пик не проявляется (образцы №2 и №4). Наблюдалась корреляция $\Delta R_{lw}/\Delta R_f$ и концентрации свободных носителей заряда, определённой независимыми методами. В таблице видно увеличение этого отношения при уменьшении концентрации. Указанная корреляция наблюдалась лишь в образцах, эффективная ширина области объёмного заряда которых была меньше толщины эпитаксиального слоя d. В таблице также приведены значения напряжённости внутреннего электрического поля F, полученные по измеренным при 85 К спектрам фотоотражения. Соответствующие этим напряжённостям концентрации свободных носителей заряда хорошо коррелируют с данными независимых холловских измерений (77 К). При использовании в качестве подложки n^+-GaAs (образец №2) измерение концентрации традиционными электрическими методами практически невозможно. Метод Холла и вольт-фарадные измерения не дают адекватных результатов из-за шунтирования исследуемого эпитаксиального слоя сильнолегированной подложкой. Кроме того, эти методы непригодны для характеризации сверхчистого GaAs (образцы №5 и №6).

Полученные методом ФО концентрации сравнивались также с независимыми данными, полученными для этих же образцов методом экстраполяции холловских измерений по спектрам низкотемпературной экситонной фотолюминесценции [2]. В области концентраций 10^{13}÷10^{14} $см^{-3}$ результаты практически совпадали, в то время как для более низких концентраций наблюдалось некоторое расхождение.

1. А.Н. Пихтин, М.Т. Тодоров. Физика и техника полупроводников, **28** (6), 1068 (1994).
2. Yu.V. Zhilyaev, N.K. Poletaev, V.M. Botnaryuk et. al. Physica status solidi, **C0** (3), 1024 (2003).

МЛЭ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ МАТЕРИАЛОВ A^3B^5 ДЛЯ МОЩНЫХ СВЧ–ТРАНЗИСТОРОВ

К.С. Журавлев, В.Г. Мансуров, А.И. Торопов
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия,
e-mail: toropov@thermo.isp.nsc.ru

Постоянно повышающийся спрос на устройства, в состав которых входят арсенид-галлиевые СВЧ-транзисторы, и возрастающие требования к их характеристикам, стимулируют работы по улучшению параметров СВЧ-транзисторов (удельной выходной мощности, коэффициента усиления мощности, коэффициента полезного действия и рабочего диапазона частот). Наилучшие параметры имеют СВЧ-транзисторы, изготовленные на основе многослойных гетероструктур, синтезированных методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

К настоящему моменту времени в Институте разработана технология получения гетероэпитаксиальных структур n^+-GaAs/n-GaAs/GaAs методом МЛЭ для мощных СВЧ–транзисторов типа ***MESFET*** и n^+-GaAs/AlGaAs/n-GaAs/GaAs для мощных СВЧ–транзисторов типа ***HFET***. В результате разработки технологии роста гетероструктур и технологии изготовления мощных интегральных транзисторов на ОАО «Октава» были получены ***MESFET***–транзисторы с удельной выходной мощностью $P_{уд}$ = 0,8 Вт/мм и ***HFET***–транзисторы с $P_{уд}$ = 0,9 Вт/мм на частоте 17,7 ГГц.

Данные структуры являются наиболее «требовательными» как с точки зрения технологии выращивания эпитаксиальных слоёв, так и с точки зрения создания самих приборных структур. Особое внимание было уделено отработке режимов выращивания буферных слоев, которые должны содержать минимально возможное количество мелких и глубоких центров, обеспечивая при этом пространственно резкий потенциальный барьер необходимой высоты для электронов в канале. С этой целью в состав гетеробуфера вводились короткопериодная сверхрешетка и слой арсенида галлия, выращиваемого при пониженной температуре роста.

При отработке режимов выращивания отдельных слоев для контроля их параметров обычно измерялись холловская концентрация носителей заряда методом Ван дер Пау, спектры низкотемпературной стационарной фотолюминесценция (ФЛ) и спектры фотолюминесценции с задержкой после импульса возбуждения, а также

спектры субмиллиметровой лазерной магнетоспектроскопии (СЛМС). Для контроля состава слоев структуры использовался метод масс спектрометрии вторичных ионов (ВИМС). Профиль легирования структур и концентрация носителей заряда в канале транзистора определялись с помощью измерения вольт-фарадных (C-V) характеристик. Однако, для контроля рабочих структур требуются неразрушающие бесконтактные методики.

Работа по модификации структур и отработке технологии изготовления СВЧ–ПТШ на их основе направлена на усложнение дизайна структур и использование новых материалов.

Основой предлагаемых для разработки элементов являются наноструктуры, содержащие короткопериодные сверхрешетки $(GaAs)_n/(AlAs)_m$, состоящие из чередующихся слоев GaAs и AlAs толщиной около 10 ангстрем и позволяющие реализовывать предельно высокие скорости латерального движения электронов. Канал ***SLFET*** (SuperLattice Field Effect Transistor) представляет собой квантовую яму внутри короткопериодной сверхрешетки $(GaAs)_n/(AlAs)_m$. При этом область движения горячих электронов ограничена потенциальным барьером высотой около 1 эВ, который формируется системой минизон сверхрешетки. Высокие характеристики транзистора реализуются вследствие сжатия траекторий движения носителей в канале, уменьшению их рассеяния на интерфейсе и высокой средней скорости движения, что достигается, благодаря инжекции электронов в канал транзистора с высокой начальной скоростью.

Изготавливаемые на основе этих структур транзисторы обладают рекордными рабочими характеристиками и высокой стойкостью к внешним факторам, включая спецвоздействия, превышающей стойкость обычных ПТШ. В Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН создан макет приемо-передающей линии, состоящей из генератора, рупорной передающей антенны, приемной рупорной антенны и детекторного приемника. В качестве активного элемента генератора использован ***SLFET***, содержащий короткопериодную сверхрешетку $(GaAs)_n/(AlAs)_m$, с длиной канала ≈100 нм и шириной затвора равной 50 мкм, согласованный для работы в СВЧ–тракте на частоте от 50 до 100 ГГц. Величина выходной мощности передающего модуля на частоте 71 ГГц составила ≈20 мкВт.

Если активный слой транзистора изготовить из твёрдого раствора $In_xGa_{1-x}As$, то можно поднять величину подвижности и концентрацию носителей в канале, поскольку в гетеропаре $Al_{0,3}Ga_{0,7}As/In_{0,1}Ga_{0,9}As$ разрыв в зоне проводимости составляет $\Delta E_c \approx 300$

мэВ, а эффективная масса электронов (которой подвижность обратно пропорциональна) уменьшается с увеличением доли индия в твёрдом растворе. Однако, рассогласование параметров решётки плёнки $In_xGa_{1-x}As$ и подложки GaAs ограничивает толщину и состав активного слоя, который должен быть псевдоморфным, т.е. не содержать дислокаций несоответствия и неизбежно им сопутствующих прорастающих дислокаций. По этой причине псевдоморфные транзисторы (***PHEMT***) хоть и лучше арсенид-галлиевых, но возможности дальнейшего роста их характеристик весьма ограничены. Полученные ***PHEMT*** обеспечивают малосигнальный коэффициент усиления K_y = 7,0 дБ, удельную насыщенную выходную мощность $P_{уд}$ = 0,9 Вт/мм на частоте 17,7 ГГц и отличаются высоким КПД = 60%.

Наилучшие параметры СВЧ–приборов прогнозируются и достигаются при использовании AlGaN/GaN гетероструктур, что обусловлено характеристиками нитридов металлов третьей группы: высокие пробивные поля до 33×10^5 В/см, большая скорость насыщения электронов $v_S > 2{,}5\times10^7$ см/с в сильных электрических полях, большая эффективная масса электронов, обеспечивающая меньшую, по сравнению с GaAs, вероятность примесного рассеяния при повышенных температурах, а также высокая максимальная плотность двумерного электронного газа $N_S > 1\times10^{13}$ см$^{-2}$ в AlGaN/GaN гетероструктурах, на порядок большая, чем в AlGaAs/InGaAs гетероструктурах. В настоящее время в Институте ведется разработка лабораторной технологии роста n-$AlGaN/GaN/Al_2O_3$ гетероструктур методом аммиачной МЛЭ для мощных СВЧ–транзисторов типа ***HEMT***. Получены макеты транзисторов, выходные вольтамперные характеристики которых свидетельствуют о достаточно высоком качестве буферных слоев.

Предлагаемые нами новые научно-технические решения позволяют надеяться на создание конкурентноспособных изделий, обладающих высокими характеристиками при низкой стоимости производства. Предлагаемые решения адаптированы для использования на отечественных предприятиях электронной промышленности и могут использоваться на имеющихся фотолитографических линейках без их реконструкции.

III - 8

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

И.А. Бобровникова[a], И.В. Ивонин[a], В.А. Новиков[a],
В.В. Преображенский[b], М.А. Путято[b], Б.Р. Семягин[b]
(a) Томский государственный университет, Томск, Россия;
(b) Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия

В современной твёрдотельной электронике всё более широко используются нитриды элементов третьей группы, представляющие собой широкозонные полупроводники с прямыми оптическими переходами и стабильными свойствами. Благодаря своим уникальным свойствам, эти соединения могут применяться для изготовления оптоэлектронных приборов, работающих в сине-зелёном и ультрафиолетовом диапазоне, а также при высоких температурах, частотах и в агрессивных средах [1]. Для получения высококачественных эпитаксиальных плёнок нитридов III группы большое значение приобретают исследования начальных стадий роста, поверхностных процессов в адсорбционном слое и механизмов роста.

В работе проведены экспериментальные исследования структуры поверхности эпитаксиальных слоёв GaN, выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией, и расчёт состава адсорбционных слоёв на поверхности роста при МЛЭ GaN на подложках (0001) GaN.

Слои нитрида галлия выращивались на подложках (0001) сапфира методом молекулярно-лучевой эпитаксии в установке "Катунь" (ИФП СО РАН г. Новосибирск). Для подачи ростовых компонентов на подложку использовались потоки галлия и аммиака NH_3. Время роста во всех экспериментах составляло 1 ч. Структура поверхности слоёв изучалась с помощью метода атомно-силовой микроскопии (АСМ).

Исследовались две серии образцов GaN, выращенных: а) при варьировании температуры роста в интервале 830 – 910^{0}C и б) при изменении давления аммиака в системе. Исследования поверхности эпитаксиальных слоев GaN методом АСМ, показали (рис. 1), что основным элементом рельефа являются холмики роста, образующие при слиянии конгломераты различной формы. Были получены количественные характеристики центров роста: плотность N_d, высота h и ширина L холмиков, а также отношение h/L (характеризующее соотношение нормальной V_n и латеральной V_L скоростей роста холмика). Показано, что соотношение скоростей

нормального и латерального роста островков изменяется в пользу скорости нормального роста во всем исследованном диапазоне температур. То есть холмики "вытягиваются" по нормали к поверхности при увеличении температуры кристаллизации. Оценки средней длины поверхностной диффузии компонентов,

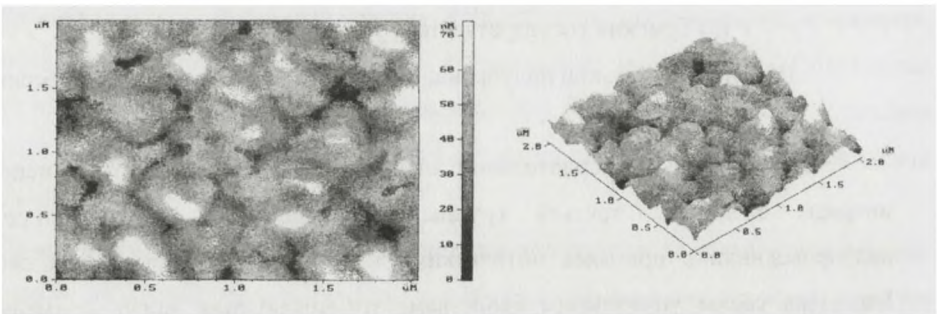


Рис. 1. Типичное АСМ изображение поверхности МЛЭ слоя GaN

лимитирующих рост слоя, проводили двумя методами: 1) λ_S считали равной половине расстояния между центрами роста, поскольку каждый островок образует вокруг себя область стока ростового материала из адсорбционного слоя; 2) предполагая ступенчатую структуру поверхности островка и зная его высоту и латеральные размеры, считали, что λ_S равна ширине ступени. Из оценок λ_S рассчитывали коэффициенты D_S и энергии активации E_S поверхностной диффузии по стандартным формулам, предполагая, что диффундируют либо атомы галлия, либо азота. Полученные оценки параметров поверхностной диффузии представлены в таблице.

Таблица

Метод 1	Метод 2
диффузия Ga по (0001)GaN	
λ_S = 115 нм, E_S = 0,22 эВ, $D_S = 4\times10^{-9}$ м^2/с	λ_S = 0,5 нм, E_S = 1,3 эВ, $D_S = 6.4\times10^{-14}$ м^2/с
диффузия NH по (0001) GaN	
λ_S = 115 нм, E_S = 2,3 эВ, $D_S = 2.6\times10^{-18}$ м^2/с	λ_S = 0,5 нм, E_S = 3,37 эВ, $D_S = 5\times10^{-23}$ м^2/с

Температурные зависимости λ_S, построенные по результатам оценок, сделанных двумя методами, имеют одинаковый вид, однако, существенно различаются количественно. Значения энергии активации поверхностной диффузии, полученные из плотности центров роста (метод 1), близки к соответствующим значениям для атомов галлия и азота на поверхности GaN, известным из литературы [2], что можно рассматривать как подтверждение применимости используемого метода оценки λ_S, E_S, D_S. Эти же значения, полученные вторым методом, имеют неправдоподобно малую

величину. Видимо, количественное определение λ_S с использованием метода 2 неправомерно.

Расчёт равновесного состава адсорбционных слоёв проводился в рамках модели ленгмюровской адсорбции с использованием кристаллохимических представлений. Использовалась термодинамическая модель формирования адсорбционного слоя [3], предусматривающая, что: (1) адсорбция газовых компонентов протекает на идеальной, лишенной стоков поверхности кристалла выбранной ориентации за счет образования химических связей с поверхностными атомами; (2) в результате протекания адсорбционно-десорбционных процессов между адсорбционным слоем и газовой фазой устанавливается равновесие; (3) газовая фаза над поверхностью может быть описана моделью идеального газа.

Расчеты проводились в широком диапазоне температур осаждения (700–1000 ^{0}C) и давлений основных компонентов (10^{-8}..10^{-3} Па). Получены степени покрытия поверхности (0001)GaN атомами галлия, азота и радикалами NH_x в зависимости от условий роста. Из результатов расчета следует, что во всем диапазоне условий азот присутствует на поверхности преимущественно в молекулярной форме NH_x.

Проведено сопоставление экспериментальных и расчётных данных и обнаружен ряд корреляций между экспериментальными зависимостями параметров поверхностной диффузии от условий роста и аналогичными зависимостями состава адсорбционных слоёв. Температурные зависимости плотности центров роста на поверхности и степени покрытия поверхности атомами галлия имеют вид кривых с максимумом, причем положение точек максимума на оси температур практически совпадают. В то же время температурная зависимость степени покрытия поверхности компонентами азота имеет ниспадающий вид во всем исследованном диапазоне температур. Поэтому можно предполагать, что образование центров роста на поверхности GaN лимитируется доставкой галлия.

Сопоставление экспериментальных зависимостей скорости роста слоёв с расчетными степенями покрытия поверхности азотсодержащими компонентами в зависимости от давления азота (рис. 2) показало их качественное подобие: все они имеют вид кривых с насыщением. Увеличение давления галлия сдвигает выход зависимости на насыщение в область больших давлений азотсодержащих компонентов как на экспериментальных, так и на расчетных зависимостях. Полученные результаты свидетельствуют о том, что при малых давлениях NH_3 рост слоев должен лимитироваться доставкой азота. По мере увеличения плотности потока NH_3, галлий

вытесняется из адсорбционного слоя, степень покрытия атомами галлия уменьшается и галлий становится частицей лимитирующей скорость роста.

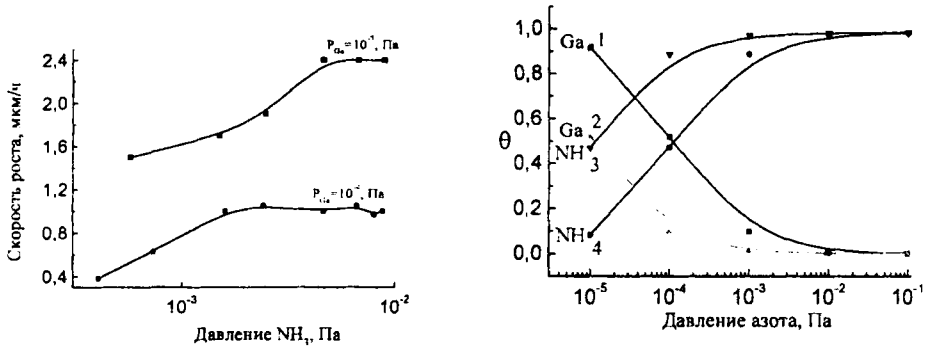


Рис. 2. Зависимость скорости роста и степеней покрытия поверхности (111)GaN от давления азота: $P_{Ga} = 10^{-3}$ Па (1,4), $P_{Ga} = 10^{-4}$ Па (2,3)

Однако полученные значения коэффициента диффузии для азотного компонента очень малы. Для таких D_S следует ожидать, что плотности поверхностных потоков будут слишком малы, чтобы обеспечить наблюдаемые скорости роста. В то же время значения E_S и D_S для галлия вполне укладываются в разумные пределы. В связи с этим мы предположили иной вариант развития поверхностных процессов при варьировании давления аммиака. Во всем диапазоне давлений аммиака рост GaN лимитируется доставкой галлия. Увеличение скорости роста при увеличении давления аммиака в области малых давлений приводит к увеличению степени покрытия поверхности азотным компонентом и, соответственно, к большой вероятности встречи легко диффундирующего галлия с менее подвижными молекулами NH_x.

1. Р.З. Бахтизин, Ч.-Ж. Щуе, Ч.-К. Щуе, К.-Х. Ву, Т. Сакурай // УФН.- 2004. – Т.174. - №4. – С.383 – 405.
2. С.А. Кукушкин, В.Н. Бессолов, А.В. Осипов, А.В. Лукьянов // – ФТТ. – 2001. – Т.43. – вып.12. – С.2135 – 2139.
3. А.А. Чернов, Н.С. Папков // Кристаллография. – 1977. – Т.22. - №1 – С.35 – 43.

III - 9

ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ СЛОИ GaN, ВЫРАЩЕННЫЕ ХЛОРИД-ГИДРИДНЫМ МЕТОДОМ, И ИХ СВОЙСТВА

А.В. Говорков, Л.И. Дьяконов, Ю.П. Козлова, А.В. Марков, М.В. Меженный,
А.Я. Поляков, В.Ф. Павлов, Н.Б. Смирнов, Т.Г. Югова
ФГУП «Гиредмет», Москва, Россия

Выращивание толстых (толщиной в несколько сотен мкм) эпитаксиальных слоев нитрида галлия представляет большой интерес с точки зрения возможности получения т.н. «квазиподложек» - пластин GaN, полученных отделением от исходной инородной подложки. Для выращивания толстых слоев GaN была реализована «классическая» схема хлоридгидридного процесса (ХГЭ) в потоке газа – носителя N_2 с использованием в качестве исходных реагентов NH_3 , HCl и Ga. Процесс проводили в вертикальном кварцевом реакторе диаметром 80 мм, нагреваемом трехзонной печью сопротивления. В верхней зоне печи располагается источник с Ga, в средней - сапфировая подложка диаметром 2 дюйма, нижняя зона печи обеспечивает необходимый температурный подпор. Хлорид галлия GaCl, образовавшийся при взаимодействии HCl и Ga в источнике, подводится по центральной трубке к зоне осаждения, где смешивается над подложкой с потоком NH_3 и образует на ней слой GaN по реакции $NH_3 + GaCl = GaN + HCl + H_2$.

Получены данные о влиянии технологических параметров на скорость осаждения GaN. В интервале 0,2–4 л/ч она почти линейно увеличивается с увеличением потока HCl, направляемого к источнику Ga. Напротив, температура пьедестала не оказывает заметного влияния на скорость роста GaN в наиболее исследованном нами интервале 1000-1100 °C. Точно так же слабо влияет на скорость осаждения температура источника в интервале 800-1000 °C, что соответствует термодинамическим расчетам, которые в исследованном диапазоне температур источника и состава газовой фазы дают для выхода реакции хлорирования Ga значение, близкое к 1. При оптимизированных условиях роста зеркально гладкие прозрачные слои GaN осаждаются на базовую плоскость сапфира со скоростью до 300 мкм/ч при выходе Ga в эпитаксиальный слой до 50%.

Проведена классификация морфологических дефектов на поверхности эпитаксиальных слоев GaN. Основными дефектами являются пирамиды роста, мозаичная структура, ямки роста, а также области плохого роста, в которых толщина слоя много меньше, чем основная толщина слоя в структуре. Кроме того, наблюдаются трещины, часть

которых выходит на поверхность структуры, а часть находится внутри слоя. Обнаружены также трещины в сапфире вблизи гетерограницы.

Опробованы селективные травители различных составов (H_3PO_4:H_2SO_4, KOH, KOH:NaOH) и режимы травления выращенных слоёв GaN Показано, что воспроизводимо избирательное травление происходит в расплаве KOH при температуре 380°C и в эвтектическом расплаве KOH:NaOH при 450°C. Травление в указанных режимах даёт сопоставимые результаты по выявляемой плотности дислокационных ямок травления. Скорость травления в расплаве KOH:NaOH меньше, чем в расплаве KOH, что позволяет рекомендовать применение эвтектического расплава для более тонких слоёв. Сопоставление плотности ямок травления с плотностью дислокаций, выявляемых методом просвечивающей электронной микроскопии, показало хорошее соответствие данных двух методов.

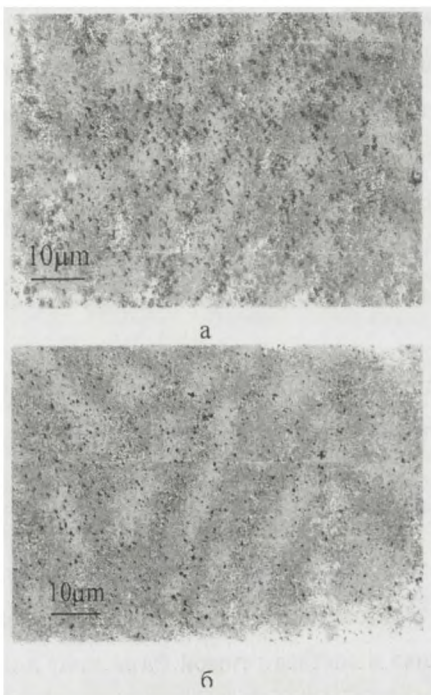


Рис.1 Фотографии поверхности слоев GaN после селективного травления: ямки травления, образовавшиеся в местах выхода нанотрубок (а) и дислокаций (б)

Основными типами структурных дефектов в эпитаксиальных слоях GaN, выявляемых селективным травлением, являются нанотрубки, наблюдаемые в виде больших ямок травления с плоским дном и дислокации (рис.1), размер ямок вокруг которых зависит от их типа. На дислокациях винтового или смешанного типа образуются ямки относительно большого размера (d ≈ 100-300 нм) с острым дном. Маленькие ямки травления (d ≈ 30-60 нм) образуются на дислокациях краевого типа. Установлена зависимость плотности дислокаций от толщины эпитаксиального слоя. Измеренная с помощью избирательного травления плотность дислокаций уменьшается от 5×10^9 $см^{-2}$ при толщине слоя 2,5 мкм до 1×10^7 $см^{-2}$ для слоев толщиной более 100 мкм.

Проведены исследования интегрального совершенства эпитаксиальных структур с использованием ряда рентгеновских методик. Установлены зависимости структурного совершенства от условий выращивания и параметров полученных слоев GaN.

При изучении электрических характеристик выращенных толстых плёнок обнаружено два различных типа образцов:

1) образцы с высокой холловской концентрацией электронов (>10^{18} $см^{-3}$) и высокой подвижностью (>200 $см^2/В{\cdot}с$);

2) образцы с высокой холловской концентрацией (≈10^{18} $см^{-3}$) и низкой холловской подвижностью (20-50 $см^2/В{\cdot}с$.)

Измерение вольт-фарадных характеристик (ВФХ) на этих двух типах структур показало, что в первом случае утечки диодов Шоттки очень высоки, а измеренная концентрация доноров близка к холловской концентрации. В образцах же второй группы концентрация, измеренная из ВФХ, значительно ниже холловской (≈10^{17} $см^{-3}$ по сравнению с 10^{18} $см^{-3}$). Отмеченная особенность связана с неоднородным распределением остаточных доноров по толщине и существованием у границы «плёнка-подложка» слоя с очень высокой концентрацией доноров, тогда как концентрация в основном объёме пленки достаточно низка.

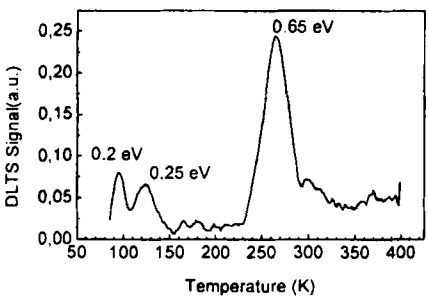


Рис. 2. Спектр РСГУ, снятый на одном из выращенных слоев.

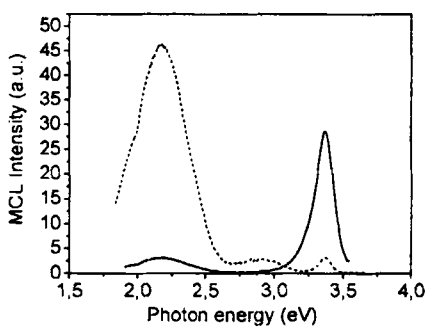


Рис. 3. Спектры МКЛ, снятые при 300К на слое с высокой (штриховая линия) и низкой (сплошная линия) плотностью микротрещин.

Спектры релаксационной спектроскопии глубоких уровней (РСГУ), снятые на структурах второго типа, типичны для слоев, полученных методом ХГЭ. Доминируют в таких спектрах электронные ловушки с энергией активации 0,25 эВ и 0,65 эВ с концентрацией 10^{14} $см^{-3}$ (рис. 2).

В спектрах микрокатодолюминесценции (МКЛ) наблюдались обычные краевая (3,35 эВ) и желтая (2,3 эВ) полосы. На толстых пленках с низкой плотностью микротрещин краевая полоса преобладала. В образцах же с большим числом микротрещин преобладающей являлась желтая полоса (рис.3).

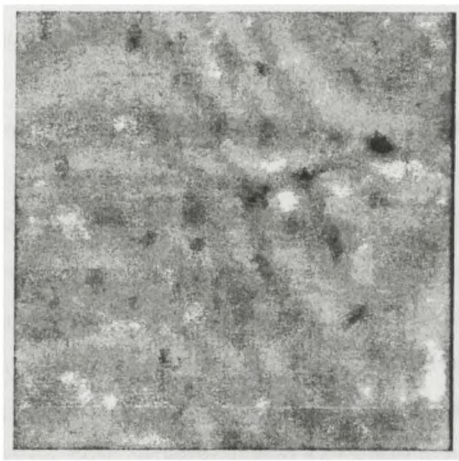


Рис. 4. Контраст на дислокациях, обнаруженный в режиме МКЛ для плёнки толщиной 240 мкм (размер кадра 40×40 мкм; дислокации проявляются в виде тёмных точек).

В картинах распределения интенсивности МКЛ по площади выращенных пластин наблюдались дефекты в виде тёмных точек, связанные с дислокациями. Плотность дислокаций, определенная из таких измерений, составляла для толстых (свыше 80 мкм) плёнок порядка 10^7 $см^{-2}$, что хорошо согласуется с плотностью дислокаций, найденной из селективного травления (см. рис.4).

В целом, результаты структурных, электрофизических и люминесцентных измерений показывают, что на данном этапе работы нами достигнут уровень качества материала, характерный для общего современного состояния хлорид-гидридной эпитаксии GaN. Для получения качественных «квазиподложек» GaN необходимо решить проблемы радиальной неоднородности слоев и отделения их от сапфирового основания без растрескивания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ: гранты № 05-02-08015 и 06-02-16212.

SOME PHYSICAL PROPERTIES OF $In_{1-x}Sb_x$ THIN FILMS

F.S. Terra[a], G.M.M. Fahim[a], M. Mounir Saad-Eldin[b]

(a) Solid State Physics Dept., Phys. Dev., National Research Centre,
El Behooth Str., Dokki, Giza, Egypt;

(b) Physics Dept., Faculty of Science, Cairo University, Giza, Egypt.

Indium antimonide semiconducting compounds and their alloys are of great interest, for their wide applications in electronic and optical devices, such as Hall effect magnetic sensors and infrared photon detectors.

The aim of the present work is to study the effect of variation In/Sb ratio of indium antimonide on the physical properties of thin films prepared by flash evaporation.

From the EDX analysis the composition "x" of $In_{1-x}Sb_x$ films were 0.43, 0.48, 0.51 and 0.58 respectively. X-ray diffraction analysis was carried out for those films. The relationship between the electrical resistivity and temperature was studied for these films from 80-450 K. The optical transmission in the infrared, (IR), wavelength region was studied for $In_{1-x}Sb_x$ films, with x = 0.48, 0.51 and 0.58 respectively, deposited on sodium chloride monocrystalline cleaved wafers. The optical energy gap was determined from the optical measurements. The A.c. photoconductivity variation with wavelength, and consequently with energy, was studied for $In_{1-x}Sb_x$ films, where x = 0.43 and 0.51 in the IR region, at room temperature.

The A.c. photoconductivity experiment in the IR wavelength range is very important to check the possibility of application of the sample under test in the field of IR photon detector. It was interesting to show that the investigated films are photoconductive even at room temperature without cooling. The energy gap of the studied $In_{1-x}Sb_x$ films was determined from the photoconductivity measurements.

The value of "x" for those films as detected from EDX analysis was x = 0.43, 0.48, 0.51 and 0.58. The X-ray diffraction pattern of the $In_{1-x}Sb_x$ thin films, where x = 0.43, 0.48, 0.51 and 0.58 taking $In_{0.46}Sb_{0.54}$ polycrystalline bulk for comparison was taken. The interplanar spacings, d-values were calculated and compared with the corresponding ones taken from the universal cards. The lattice dimension was also determined. It appears that the composition ,x, has not effect on the lattice dimension.

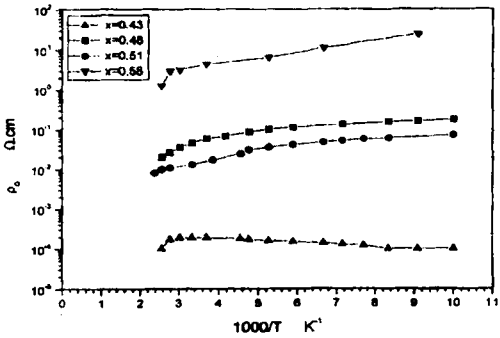


Fig. 1. Variation of the electrical resistivity ρ_o with temperature.

It appears that films with x = 0.43 and 0.58 possess poor crystallinity i.e. excess of either In or Sb leads to poor crystallinity. On the other hand films with x = 0.48 and 0.51 i.e. near the stoichiometric ratio of InSb, possess better crytallinity, if compared with the reference bulk material since (220), (111), (311), (422) and (511) peaks are present and the peaks are sharp.

The conduction type at room temperature of $In_{1-x}Sb_x$ films is of n-type as detected by hot-probe method.

Fig.1 shows the variation of the electrical resistivity, ρ_o, with temperature in the range 100-450 K for $In_{1-x}Sb_x$ films prepard by flash evaporation under vacuum where x = 0.43, 0.48, 0.51 and 0.58. It is observed that the resistivity decreases with temperature increase except $In_{0.57}Sb_{0.43}$ thin films. This means that $In_{0.57}Sb_{0.43}$ possess a semimetallic nature of conduction, while the other samples have a usual semiconducting behavior. The semimetallic nature of $In_{0.57}Sb_{0.43}$ films may be due to the excess indium, which may form segregation of In inclusions as Okimura et al proposed. Besides, as the composition "x", i.e. the antimony ratio, increases the resistivity increases. It ranges from 10^{-4} to 10.0 Ω cm, i.e. five orders of magnitude, when the composition ,"x", varies from 0.43 to 0.58. We observed that there is an indium peak for x = 0.48 and 0.51. For films with x = 0.43 (high indium ratio) and x = 0.58 (i.e. high Sb ratio) the indium is not observed due to the low film crystallinity. As we approach to the stoichiometric composition (0.50), the film resistivity increases to $5x10^{-2}$ - $5x10^{-1}$ Ω·cm for films with x = 0.48 and x = 0.51, respective This means that the high indium ratio leads to segregations of indium inclusions, which lead to the resistivity decrease by about three orders of magnitude On the other hand if antimony ratio reaches 0.58 the film resistivity increases to ≈20 Ω·cm i.e. by about two orders of magnitude than films with x = 0.48 and x = 0.51, i.e. around the stoichiometric ratio.

The variation of resistivity for the present films with temperature variation ranges from 1.0 - $5x10^2$ Ω·cm, while Okimura et al 's results, ranged from 10^{-3} - 0.5 Ω·cm. The film resistivity of our samples is comparatively higher than the previously reported ones.

Table (1) shows the charge carriers concentration at room temperature for the studied films.

Table (1)

x	n (cm^{-3})
0.43	$1.9\ 10^{21}$
0.48	$2.7\ 10^{18}$
0.51	$4.63\ 10^{18}$
0.58	$4.23\ 10^{16}$

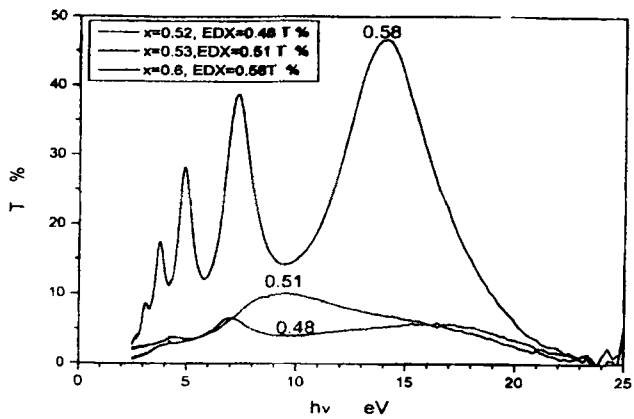


Fig. 2. Optical transmittance of $In_{1-x}Sb_x$ films

Fig. 2. shows the transmittance of $In_{1-x}Sb_x$ films, where x = 0.48, 0.51 and 0.58. It is observed that $In_{0.42}Sb_{0.58}$ film contains well defined interference minima and maxima with the highest transmittance if compared with the other samples. This may be due to two factors: the first factor is that the $In_{0.42}Sb_{0.58}$ films possess the best quality as seen by naked eye. The second factor is the highest antimony ratio.

The direct energy gap was determined for these films as follows:- 0.195 eV, 0.24 eV and 0.30 eV for film compositions, x = 0.48, 0.51 and 0.58 respectively as shown in Fig. 4 as an example (x = 0.48).

It is observed the optical energy gap increases as the antimony ratio increases. The energy gap of bulk monocrystalline stoichiometric InSb is 0.17 eV (at room temperature) as obtained from the literature. It is known that the energy gap for thin films exceeds the corresponding one for the bulk. Besides, the deviation from stoichiometric ratio leads to variation of the energy gap.

The photoconductivity of $In_{0.49}Sb_{0.51}$ and $In_{0.57}Sb_{0.43}$ films in the infrared wavelength region was studied at room temperature. It is observed that the films under investigation are photosensitive in the wavelength range 6.35-8.30 μm i.e. 0.15-0.20 eV as represented in Fig.3.

Table (2) shows the values of energy and consequently the corresponding wavelength at the maximum photoconductivity for the two figures.

Table.2. Energy gap (E_g) and the energy level (E_i) obtained from the photoconductivity measurements:

Composition (x)	E_i (eV)	E_g (eV)
0.51	0.160	0.192
0.43	0.161	0.191

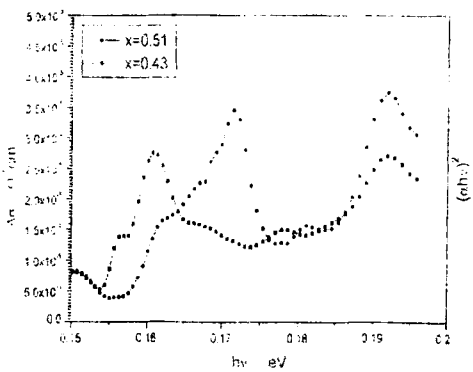


Fig. 3. Photoconductivity of $In_{0.49}Sb_{0.51}$ and $In_{0.57}Sb_{0.43}$ films in the infrared wavelengthregion at room temperature.

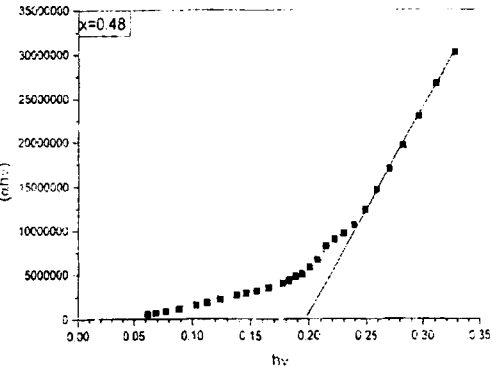


Fig.4. Direct energy gap.

From the above study we see that from the optical transmission results the energy gap of $In_{1-x}Sb_x$ increases as the value of "x" i.e. the antimony ratio, increases. This means that Sb leads to energy gap increase. $In_{1-x}Sb_x$ films showed a.c. photoconductivity in the IR wavelength range. The obtained energy gap was comparatively lower than that obtained from the optical transmission data.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА В ПОДРЕШЕТКЕ III ГРУППЫ НА ВСТРАИВАНИЕ МЫШЬЯКА И ФОСФОРА ПРИ МЛЭ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $(A^{III})P_xAs_{1-x}$

М.А. Путято, В.В. Преображенский, Б.Р. Семягин, Д.Ф. Феклин, А.С. Круглов
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия,
e-mail: pvv@isp.nsc.ru

Выращивание твёрдых растворов $(A^{III})P_xAs_{1-x}$ с заданной долей фосфора методом МЛЭ является сложной технологической и научной задачей, так как коэффициенты встраивания мышьяка (S_{As}) и фосфора (S_P) отличаются друг от друга и зависят от ростовых условий. Коэффициенты встраивания мышьяка и фосфора показывают, какая часть молекул из числа поступающих на подложку с потоком встраивается в кристалл. При анализе эффективности вхождения мышьяка и фосфора в твердый раствор в зависимости от условий роста удобно пользоваться отношением S_{As}/S_P, рассматривая его как функцию варьируемых параметров эпитаксии. Известно, что на величину отношения S_{As}/S_P оказывают влияние температура подложки (T_S); величина и соотношение молекулярных потоков элементов III и V групп; молекулярная форма элементов пятой группы в потоке; кристаллографическая ориентация поверхности подложки. При выращивании сложных гетероструктур возникает проблема влияния состава твердого раствора в подрешетке элементов III группы на эффективность встраивания мышьяка и фосфора. В литературе отсутствуют систематические данные по этой проблеме.

В представленной работе экспериментально исследовано влияние отношения плотностей потоков молекул As_2 (J_{As2}) и P_2 (J_{P2}) к плотности потока атомов элементов III группы (J_{III}) на состав слоев твердых растворов AlP_xAs_{1-x}, GaP_xAs_{1-x}, InP_xAs_{1-x} и $In_{0,2}Ga_{0,8}P_xAs_{1-x}$. Исследования проведены на модернизированной установке МЛЭ "Штат", оснащенной твердотельными молекулярными источниками мышьяка и фосфора вентильного типа с зоной крекинга. Молекулярные потоки контролировались по показаниям ионизационного вакуумметра, датчик которого во время измерения помещался на позицию подложки. Криопанели установки заполнялись жидким азотом, что существенно уменьшало влияние отраженных потоков на результаты измерений. Плёнки GaP_xAs_{1-x}, $In_{0,2}Ga_{0,8}P_xAs_{1-x}$ и AlP_xAs_{1-x} выращивались на подложках GaAs (001), плёнки InP_xAs_{1-x} - на подложках InP(001) и GaAs(001). Доля фосфора в образцах с одиночными

слоями твёрдых растворов определялась по рентгеновским кривым качания, а в многослойных структурах – методом послойной оже-спектроскопии.

Была выращена серия структур с одиночными слоями $InP_xAs_{1-x}(001)$ при T_S = 350°C и плотности потока атомов индия $J_{In} = 5{,}4\times10^{14}$ см$^{-2}$с$^{-1}$. От образца к образцу J_{As2} повышали по линейному закону, а J_{P2} снижали по линейному закону. Отношение S_{As2}/S_{P2} можно представить как функцию трёх переменных: $X = 2\times J_{As2}/J_{III}$, $Y = 2\times J_{P2}/J_{III}$ и T_S (при прочих равных условиях). Если T_S = const, то совокупность значений такой функции должна задавать некоторую поверхность в прямоугольной системе координат **OXYZ**. На рис. 1 представлены экспериментальные значения S_{As2}/S_{P2} в зависимости от

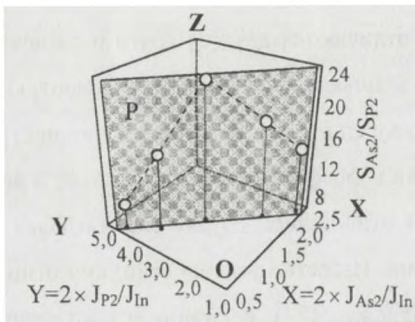


Рис.1. Экспериментальная зависимость S_{As2}/S_{P2} от $2\times J_{As2}/J_{In}$ и $2\times J_{P2}/J_{In}$ при МЛЭ InP_xAs_{1-x} (кружки).

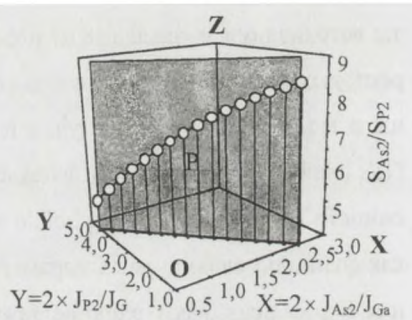


Рис.2. Зависимость S_{As2}/S_{P2} от $2\times J_{As2}/J_{Ga}$ и $2\times J_{P2}/J_{Ga}$ при МЛЭ GaP_xAs_{1-x}, построенная с использованием выражения из [1] (кружки).

$X = 2\times J_{As2}/J_{In}$ и $Y = 2\times J_{P2}/J_{In}$. Кружки на графике лежат вблизи линии пересечения поверхности, заданной совокупностью значений S_{As2}/S_{P2} для T_S = 350°C с плоскостью P, перпендикулярной координатной плоскости **OXY**. Положение плоскости P задано законами изменения потоков мышьяка и фосфора в эксперименте. Видно, что линия пересечения имеет максимум. В случае твёрдого раствора GaP_xAs_{1-x} отношение S_{As2}/S_{P2} в эквивалентных условиях роста ведёт себя иначе (см. рис. 2). Экспериментальным путём было показано, что при эквивалентных условиях роста твёрдого раствора AlP_xAs_{1-x} величина отношения S_{As2}/S_{P2} слабо зависит от $2\times J_{As2}/J_{Al}$ и $2\times J_{P2}/J_{Al}$.

Проведено сравнение отношения S_{As2}/S_{P2} при МЛЭ твердых растворов AlP_xAs_{1-x}, GaP_xAs_{1-x}, InP_xAs_{1-x} для схожих условий роста. В данном случае под схожими условиями роста твердых растворов с разным составом в подрешетке III группы понимаются условия, при которых значения J_{III} соответствуют одной и той же скорости роста в монослоях в секунду; отношения $2\times J_{As2}/J_{III}$ и $2\times J_{P2}/J_{III}$ являются постоянными величинами; значения T_S обеспечивают при выбранных молекулярных потоках структуру поверхно-

сти с одинаковой симметрией (или стехиометрией). С целью выбора таких условий роста был проведён анализ фазовых диаграмм поверхностей (ФДП) InAs(001), InP(001), GaAs(001), GaP(001), AlAs(001). Данные для построения ФДП были получены экспериментальным путем. На основе результатов проведенного анализа была выбрана T_S для выращивания экспериментальных образцов со слоями твердых растворов. Анализ ФДП показал так же, что при МЛЭ соединений $(A^{III})P_xAs_{1-x}$ должен наблюдаться рост отношения S_{As2}/S_{P2} в ряду твёрдых растворов AlP_xAs_{1-x}, GaP_xAs_{1-x}, InP_xAs_{1-x}. Эксперименты подтвердили справедливость этого предположения. Так, было проведено сравнение значений отношения S_{As2}/S_{P2} при МЛЭ твёрдых растворов AlP_xAs_{1-x}, GaP_xAs_{1-x} и InP_xAs_{1-x} для скорости роста ≈1МС/с; $J_{As2}/J_{P2} \approx 1$; $2<2\times J_{As2}/J_{III}<3$; T_S, обеспечивающей структуру поверхности (2×4) на InAs, GaAs и AlAs, при выбранных значениях J_{As2} и J_{III}. Найдено, что при указанных условиях эпитаксии слоев AlP_xAs_{1-x}, GaP_xAs_{1-x} и InP_xAs_{1-x} отношение S_{As2}/S_{P2} принимает значения 3, 7 и 17, соответственно. В случае твердого раствора $In_{0,2}Ga_{0,8}P_xAs_{1-x}$ относительная эффективность встраивания мышьяка оказалась несколько выше по сравнению с GaP_xAs_{1-x}. Таким образом, установлено, что при МЛЭ твёрдых растворов $(A^{III})P_xAs_{1-x}$ отношение S_{As2}/S_{P2} растёт в ряду AlP_xAs_{1-x}, GaP_xAs_{1-x}, InP_xAs_{1-x}.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-16800).

ВЕНТИЛЬНЫЙ ИСТОЧНИК ФОСФОРА ДЛЯ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ НА ОСНОВЕ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ InP: КОНСТРУКЦИЯ, ХАРАКТЕРИСТИКИ, ПРИМЕНЕНИЕ

М.А. Путято, В.В. Преображенский, Б.Р. Семягин, Д.Ф. Феклин, А.С. Круглов
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия,
e-mail: sbr@isp.nsc.ru

Эпитаксиальные структуры со слоями фосфорсодержащих соединений $A^{III}B^{V}$ и твердых растворов на их основе широко используют для изготовления микро - и оптоэлектронных полупроводниковых приборов. Такие структуры выращивают различными способами, в том числе и методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) из твердотельных молекулярных источников (МИ).

Технология МЛЭ позволяет выращивать сверхтонкие эпитаксиальные слои и формировать резкие гетерограницы. Для реализации этих преимуществ метода МЛЭ необходимо чтобы МИ обеспечивали оперативность управления молекулярными потоками. В случае элементов V группы эта проблема решается путем использования МИ вентильного типа. Существующие трехзонные вентильные МИ фосфора дороги, сложны в эксплуатации и обслуживании. Это обусловлено тем, что в качестве шихтового материала используется красный фосфор, что требует принятия специальных мер для обеспечения стабильности молекулярного потока [1,2]. Следует отметить, что трехзонные МИ вентильного типа являются промышленно ориентированными. Поэтому для решения исследовательских и некоторых технологических задач применяют МИ открытого типа на основе термического разложения GaP или InP. Такие источники имеют простую конструкцию, стабильны, легки в эксплуатации и обслуживании [3, 4, 5, 6].

В отличие от красного фосфора фосфиды галлия и индия обладают высокой стойкостью к воздействию атмосферы, а их поверхность может быть легко очищена химическим путем без использования сложного оборудования. К сожалению, МИ открытого типа не позволяют оперативно управлять молекулярным потоком. В связи с изложенным представляется целесообразным создание МИ фосфора, в котором сочетались бы преимущества вентильной схемы управления плотностью молекулярного потока и достоинства, обусловленные использованием фосфидов галлия или индия.

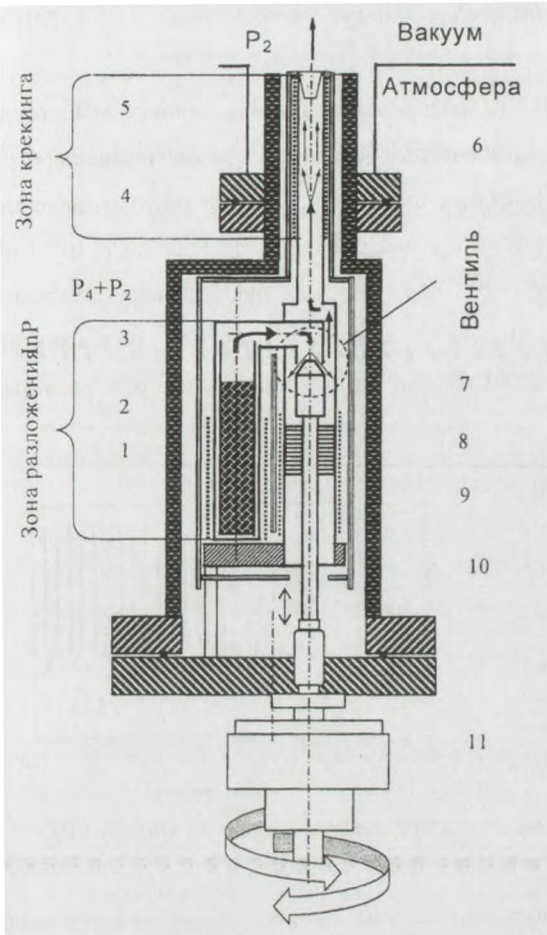


Рис. 1. Молекулярный источник фосфора вентильного типа на основе термического разложения InP

Нами впервые разработан, изготовлен и испытан МИ вентильного типа, позволяющий использовать в качестве шихтового материала InP. На рисунке 1 представлено схема источника. Источник состоит из зоны разложения InP, вентиля и зоны крекинга. В зону разложения помещён тигель (поз. 1) с гранулами InP (поз. 2). Тигель изготовлен из пиролитического нитрида бора и рассчитан на загрузку 60 г InP. Вентиль выполнен в виде пары отверстие-конус (поз. 7 и поз. 8). Сопрягаемые поверхности вентиля прошли специальную обработку, предотвращающую прилипание конуса в закрытом положении. Перемещение штока вентиля производится посредством прецизионной винтовой передачи, а его позиционирование осуществляется вручную по шкале, нанесенной на маховик механизма перемещения (поз. 11). Зона крекинга представляет собой трубку из тантала с расположенными внутри перегородками (на схеме не показаны). На выходе зона крекинга оснащена соплом (поз. 5). МИ имеет рубашку водяного охлаждения (поз. 6). Зона разложения, вентиль и зона крекинга окружены тепловыми экранами (поз. 10). Нагреватели МИ (поз. 3, 5, 9) работают в режиме поддержания постоянной электрической мощности. Имеется возможность контролировать температуру зон источника с помощью термопар (на схеме не показаны). Водяное охлаждение обеспечивает высокую стабильность температурных режимов МИ. Температура зоны крекинга составляет 950°С, а зоны разложения 550°С. В зоне разложения происходит термическая диссоциация InP с образованием паров фосфора в виде молекул P_2 и P_4. Из зоны разложения через регулируемый канал пары фосфора по-

ступает в зону крекинга, где происходит распад молекул P_4 на P_2. На выходе из МИ отношение P_2/P_4 составляет 23.

Испытания источника проведены на модернизированной установке МЛЭ соединений $A^{III}B^{V}$ "Штат". Было показано, что вентиль обеспечивает герметичное перекрытие канала между зонами и позволяет эффективно управлять эквивалентным давлением в потоке молекул P_2 (в плоскости подложки) в диапазоне от 2×10^{-8} Торр до 7×10^{-5} Торр. Типичное рабочее давление составляет 3×10^{-6} Торр. На рис.2 представлены диаграммы изменения эквивалентного давления в потоке молекул P_2 в плоскости подложки при резком открывании и закрывании вентиля (рис. 2(а)) и при импульсном режиме управления вентилем (рис. 2(б)).

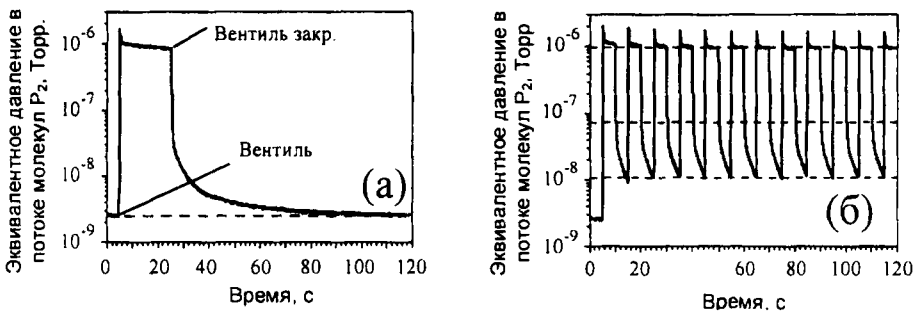


Рис.2. Диаграммы изменения эквивалентного давления в потоке молекул P_2.

На рисунке 2(а) видно, что открытие вентиля на 1 оборот приводит к скачкообразному возрастанию давления в потоке почти до 10^{-6} Торр. Полное закрытие вентиля сопровождается резким падением давления в потоке фосфора до 6×10^{-8} Торр за 0,5 с. Для снижения давления до исходного значения требуется около 110 с. Динамика изменения остаточного потока фосфора определяется эффективностью средств откачки и конструктивными особенностями зоны роста. Следует отметить, что для получения качественных структур, в которых чередуются слои с разным составом в подрешетке V группы, достаточно, чтобы поток фосфора перекрывался на порядок от рабочего значения. Диаграмма, представленная на рис. 2(б), соответствует режиму управления, при котором вентиль открывался на один поворот маховика, и через 5 секунд полностью закрывался. Частота следования циклов составляла 10 секунд. Видно, что источник позволяет эффективно и воспроизводимо управлять потоком фосфора. Существует возможность формирования импульсов прямоугольной формы с перепадом значений эквивалентного давления в импульсе от 1×10^{-5} Торр до 7×10^{-8} Торр. Полученная динами-

ка управления потоком молекул P_2 позволяет воспроизводимо выращивать структуры с любым чередованием слоев, отличающихся составом в подрешетке пятой группы.

С помощью разработанного источника выращены многослойные структуры InP/InGaAs/InP, предназначенные для изготовления зеркал с насыщающимся поглощением [7], а также структуры для фотоэлектрических преобразователей. Выращенные структуры были успешно применены для создания адсорберов с насыщающимся поглощением и ячеек солнечных элементов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-16800).

1. J.N. Baillargeon, A.Y. Cho, R.J. Fischer. J. Vac. Sci. Technol., **13**, 64 (1995).
2. J.N. Baillargeon, A.Y. Cho. J. Vac. Sci. Technol., **13** (2), 736 (1995).
3. S.L. Wright, H. Kroemer. J. Vac.Technol., **20**, 143 (1982).
4. M.J. Mondry, E.J. Caine, H.A. Kroemer. J. Vac. Sci. Technol., **3**, 316 (1985).
5. M.A. Putyato, Yu.B. Bolkhovityanov, S.I. Chikichev et. al. Semicond. Sci. Technol., **18**, 417 (2003).
6. M.A. Putyato, V.V. Preobrazhenskii, B.R. Semyagin et. al. J. Cryst. Growth, **247**, 23 (2003).
7. E. Sorokin, S. Naumov, I.T. Sorokina et. al. 11-th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology". (23-28 June 2003 г. St. Petersburg). - P. 18-21.

III - 13

КОМПЛЕКСНАЯ СИСТЕМА ОБРАБОТКИ ДИФРАКЦИОННЫХ КАРТИН В ДБЭО

Д.В. Дмитриев, В.Г. Мансуров, Е.А. Колосовский,
А.Ю. Никитин, Ю.Г. Галицын.
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия,
ddmitriev@thermo.isp.nsc.ru

Известно, что в молекулярно-лучевой эпитаксии при инициировании роста на поверхности происходят сложные процессы, такие как: адсорбция ростовых компонентов из газовой фазы, встраивание атомов в узлы кристаллической структуры, зарождение новой фазы и др. Эти процессы вызывают изменения в дифракционных картинах как интенсивностей, так и ширин целых и дробных рефлексов в методе дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО).

К примеру, в гомоэпитаксии на поверхности (001)GaAs, из пучков As_4 и Ga в азимуте [-110], при инициировании роста наблюдаются резкие изменения во времени дифракционных рефлексов: (0 0), (0 1/4), (0 2/4), (0 3/4), (0 1). Одновременная регистрация и анализ интенсивностей и ширин зеркального и дробных дифракционных рефлексов позволяет нам получать полную и объективную кинетическую и структурную информацию о динамике поверхностных процессов.

Для этого нами была разработана цифровая видеосистема, позволяющая проводить одновременный анализ всей дифракционной картины. Во временном масштабе разрешение системы составляет 1/25 секунды. Экспериментальные исследования проводятся на установке МЛЭ «Riber-32P» Электронная пушка обеспечивает дифракционную картину на экране дифрактометра в геометрии на отражение. Эксперименты проводились на подложке (001)GaAs размером 3x3 мм, что обеспечивало прецизионную точность как задаваемых, так и изучаемых параметров.

Разработанные система и методика сохранения и обработки экспериментальных данных позволяют наблюдать за всей дифракционной картиной как в процессе эксперимента, так и при обработке. Первый шаг обработки экспериментальных данных заключается в задании областей на дифракционной картине, изменение интенсивностей которых нас интересует. На рисунке 1 представлена обработка зеркального (0 0) и дробных (0 1/4), (0 2/4), (0 3/4) дифракционных рефлексов.

Для отдельного рефлекса нами анализировался профиль как вдоль, так и поперёк штриха. На рисунке 2 показан пример подгонки реального профиля функцией Гаусса.

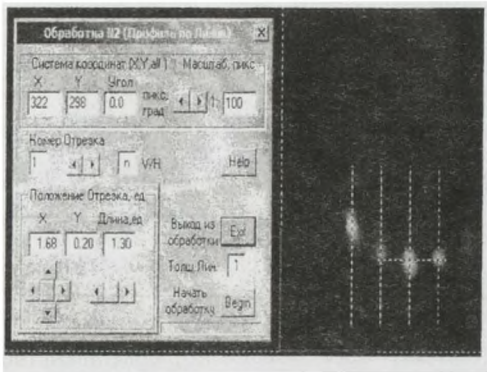


Рис.1. Панель обработки дифракционной картины

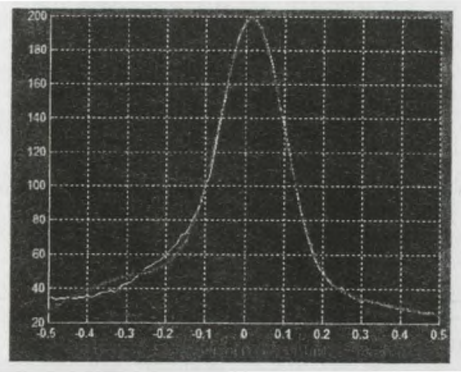


Рис.2. Профиль рефлекса описывается функцией Гаусса.

Результатом обработки является набор профилей изменения интенсивности указанных участков дифракционной картины (рис.3). Из обработки можно получить информацию о том, как меняется во времени ширина и интенсивность выбранного рефлекса.

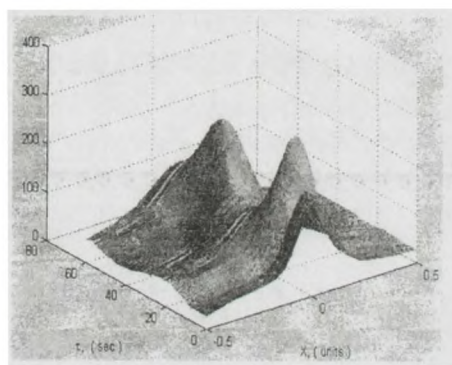


Рис.3. Профиль изменения интенсивности (0 0) рефлекса

На рисунке 4 показано изменение интенсивности зеркального (0 0) и дробных (0 1/4) и (0 2/4) дифракционных рефлексов при инициировании роста. Исходная поверхность представляла собой высокоупорядоченную реконструкцию (2x4)β (001)GaAs. Изменения интенсивности рефлексов имеют сложный характер. Особенно интересны при этом самые начальные процессы роста. Если последующие этапы говорят о том, что ростовая поверхность является неупорядоченной, то эволюция на начальной стадии роста, напротив, указывает на то, что поверхность более упорядочивается, чем исходное состояние. Об этом свидетельствует всплеск интенсивности рефлексов.

Таким образом, разработанная система позволяет детально анализировать одновременные изменения многих дифракционных пучков. Основываясь на этих данных, можно судить о состоянии поверхности в каждый момент времени. Сравнивая полученные данные с имеющимися представлениями [1] о структуре поверхности, можно делать выводы о начальных этапах зародышеобразования, определять области существования поверхностных фаз, реконструкционные фазовые переходы, совершенство поверхности и т.д.

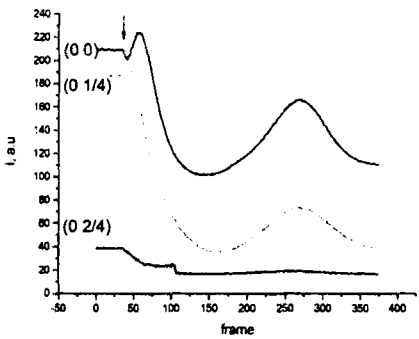


Рис.4. Изменение интенсивности дифракционных рефлексов во времени.

1. B.A. Joyce, D.D. Vvedensky. Materials science and engineering, **R46**, 127, (2004).

2. Ю.Г. Галицин, Д.В. Дмитриев, В.Г. Мансуров, С.П. Мощенко, А.И. Торопов. Поверхность, №10, 27 (2003).

ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЗОВОГО ТРАВЛЕНИЯ ПОДЛОЖЕК GaAs ПРИ ГЕТЕРОЭПИТАКСИИ InP/GaAs

С.А. Козлов

Томский государственный университет, Томск, Россия

В условиях стационарного роста при эпитаксии полупроводников свойства слоев зависят от качества предварительной подготовки подложек [1]. Обычно, после предварительной обработки подложки на поверхности остается слой продуктов травления толщиной до единиц нм. Поэтому необходимо использовать финишную обработку подложек в реакторе непосредственно перед выращиванием эпитаксиального слоя. В свою очередь, способ предварительной обработки подложек непосредственно в реакторе перед началом роста, так называемая «финишная» обработка in situ, также оказывает влияние на рост и свойства слоев. Было показано, например, что проведение газового травления подложек способствует увеличению скорости роста [2], снижает плотность дислокаций в слоях [3], способствует уменьшению степени донорно-акцепторной компенсации и улучшению параметров p-n – переходов [4]. Особо остро вопрос о качестве финишной обработки стоит при выращивании гетероструктур субмикронной толщины.

Исследование процесса выращивания эпитаксиальных структур фосфида индия на GaAs показало, что рост слоев не является стабильным без предварительной подготовки подложек. Для устранения этих недостатков используется газовое травление арсенида галлия в реакторе непосредственно перед наращиванием пленок. Ранее [5, 6] было исследовано газовое травление арсенида галлия в системе $Ga–AsCl_3–H_2$. В результате этих исследований был предложен способ и найдены условия полирующего газового травления подложек GaAs при автоэпитаксии. Однако, при конструктивной особенности нашего реактора невозможно использовать дополнительно источник галлия, так как между подложкой и InP формируется пограничный слой твердого раствора, не контролируемого по составу и толщине. Поэтому был исследован способ травления GaAs без дополнительного потока GaCl, а только путем варьирования мольной доли $AsCl_3$ и скорости газового потока над подложкой, в соответствии с реакциями:

$$AsCl_3 + 3/2H_2 \rightarrow 1/4As_4 + 3HCl, \qquad HCl + GaAs \leftrightarrow GaCl + 1/4As_4 + 1/2H_2.$$

Были проведены исследования процесса травления путем изменения мольной доли $AsCl_3$ при постоянной скорости потока и варьирования последнего при постоянной мольной доле трихлорида мышьяка. Скорость газового потока (F) изменялась от 15 до 38 л/ч, мольная доля $AsCl_3$ (Q) – от $1{,}7 \cdot 10^{-3}$ до $5{,}4 \cdot 10^{-3}$. Результаты измерений зависимости скорости травления от варьируемых параметров приведены на рис. 1. Поверхностная морфология при увеличении мольной доли $AsCl_3$ имела более развитый (преобладает селективное травление) характер. Уменьшение линейной скорости – способствовало улучшению качества поверхности. Наиболее приемлемая морфология после газового травления достигается при наименьшей скорости потока газовой смеси (15÷20 л/ч) и мольной доле $AsCl_3$, равной $3 \cdot 10^{-3}$.

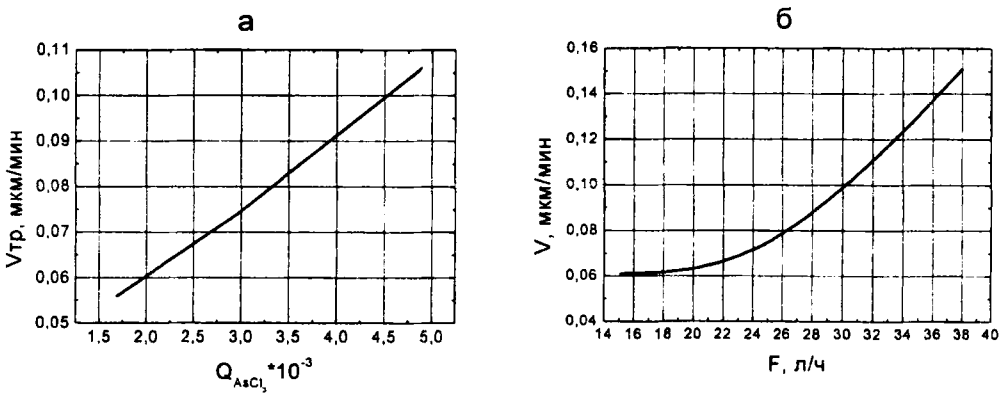


Рис.1. Зависимости скорости травления GaAs от мольной доли $AsCl_3$ (а) и суммарной скорости газового потока (б).

Исследование травления GaAs, выполненное нами в системе $AsCl_3 - H_2$, показало, что при определенных соотношениях потоков $AsCl_3$ и H_2 в зоне подложек можно получить качественную полированную поверхность. При последующем выращивании фосфида индия в системе $In - PCl_3 - H_2$ из-за небольшой скорости смены состава (релаксации) газовой фазы, наблюдалось образование неконтролируемого по толщине и составу промежуточного островкового слоя твердого раствора между подложкой и фосфидом индия. Учитывая то, что слои InP имеют субмикронную толщину, промежуточный островковый слой твердого раствора может негативно сказаться на электрофизических параметрах прибора. В связи с этим были проведены исследования газового травления подложек GaAs в системе $In - PCl_3 - H_2$. Изменяя скорость потока H_2 через источник индия при сохранении постоянной величины потока

PCl_3, можно варьировать соотношение InCl/HCl на выходе из зоны источника. Увеличение доли свободного HCl приводит к травлению подложек GaAs. Это позволяет путем изменения скорости потока PCl_3 и H_2 через источник переходить от травления подложек к росту эпитаксиального слоя InP (рис. 2). Таким образом, с помощью данного способа удалось получить качественную травленную поверхность при скорости потока газовой смеси от 60 до 80 л/ч. При этом можно определить и "точку нулевого роста", необходимую для корректировки процесса роста.

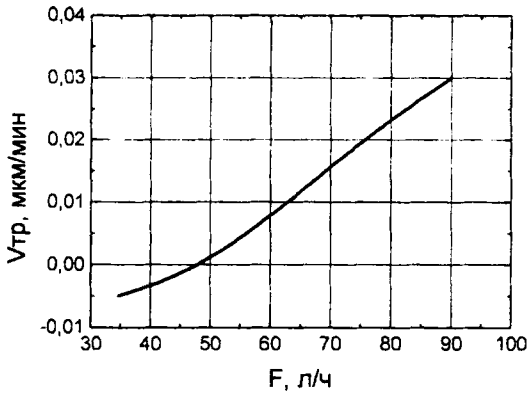


Рис. 2 Зависимость скорости травления от скорости потока водорода через источник индия.

1. Shaw D.W. Faceted defects in GaAs epitaxial layers. "J. Crystal Growth", 1972, 12, 3, 249-253.

2. Румянцев Ю.М. Термодинамическое и кинетическое исследование кристаллизации и травления арсенида галлия в открытой системе GaAs – I – H. Кандидатская диссертация, Новосибирск, ИНХ, 1969.

3. Магомедов Х.А., Магомедов Н.Н. Влияние предварительной обработки поверхности подложек арсенида галлия на совершенство нарастающих на них автоэпитаксиальных слоев. "Кристаллография", 1967, 12, 2, 343-347.

4. Сладков И.Б., Тучкевич В.В., Явич Б.С. О связи между условиями осаждения и вольтамперными характеристиками эпитаксиальных p-n переходов. Сб. "Процессы роста и структура монокристаллических слоев полупроводников", ч.II, "Наука", Новосибирск, 1969, 15-21.

5. Бакин Н.Н., Пороховниченко Л.П., Дедков В.Д., Ермолаев В.А., Видяев Г.Б. Особенности процессов роста и травления в системе GaCl-$AsCl_3$-H_2. В сб. "Процессы роста кристаллов и пленок полупроводников". Новосибирск, 1970, 170-176.

6. Бакин Н.Н., Дедков В.Д., Пороховниченко Л.П. Полирующее газовое травление GaAs. "Изв. АН СССР, Неорганические материалы", 1972, 8, №8, 1364-1367.

III - 15

ПОЛУЧЕНИЕ И СВОЙСТВА ТОНКИХ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК GaSb НА НЕОРИЕНТИРУЮЩИХ ПОДЛОЖКАХ

Е. Баганов[(a)], A. Sarikov[(b)], А.Чернов[(c)], Н. Самойлов[(c)], С. Шутов[(c)]

(a) - Херсонский национальный технический университет, Херсон, 73008, Украина;

(b) - Hahn-Meitner-Institut Berlin Abteilung Silizium- Photovoltaik,

5, Kekulestrasse, Berlin, 12489, Germany;

(c) – Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАНУ,

Киев, 03028, Украина

Антимонид галлия на сегодня является одним из наиболее перспективных материалов для изготовления термофотовольтаических преобразователей, однако высокая стоимость кристаллического материала, на наш взгляд, является одним из главных факторов, сдерживающих его более широкое применение. Между тем, по данным [1], преобразователи из поли-GaSb демонстрируют эффективность, не уступающую приборам на монокристалле.

Разработана математическая модель процесса кристаллизации из тонкого слоя раствора-расплава в градиенте температуры. Технологическая задача получения поликристаллического материала A^3B^5 на примере антимонида галлия в настоящей работе решалась следующим образом. Материалы для формирования раствора-расплава наносились на неориентирующую (из SiO_2) либо слабоориентирующую (сапфир) подложку термическим напылением компонентов в вакууме в последовательности – металл- растворитель, компонент 5 группы. Кристаллизация осуществлялась в вакуумной камере из раствора-расплава, образованного из напыленных компонентов при последовательном нагреве, гомогенизации и охлаждении в градиенте температуры, сформированном плоским нагревательным элементом из графитовой ткани. При этом структура располагалась на изолирующей подставке на нагревательном элементе, величина градиента температуры задавалась изменением взаимного расположения теплового экрана и нагревателя. Спектры фотолюминесценции при 77 К слоев, полученных на SiO_2 и Al_2O_3, приведены на рис.1.

В обоих случаях спектры ФЛ содержали полосу краевого излучения с $h\nu_m \approx$ 0,756 эВ, примерно равной интенсивности, а длинноволновой части спектра полосы с $h\nu_m \approx 0,68 - 0,682$ эВ, которые можно связать с рекомбинацией носителей на «природных» акцепторах [2]. Характерным является уменьшение интенсивности этой полосы, которое наблюдалось для образцов, полученных на неориентирующей подложке, что обусловлено особенностями условий кристаллизации.

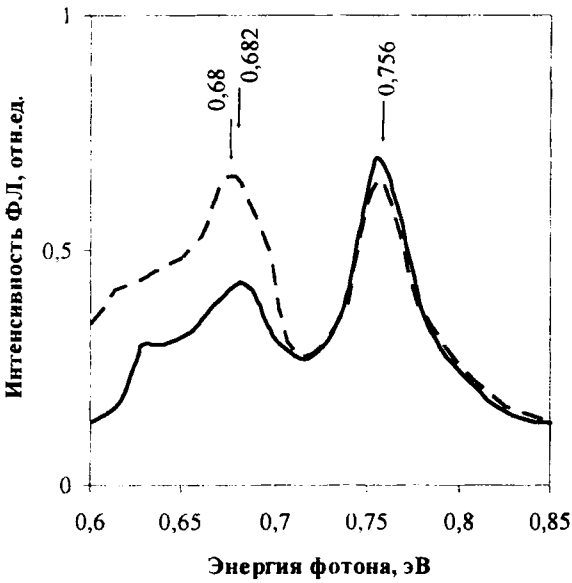


Рис.1. Спектры ФЛ слоев GaSb: на Al_2O_3 (---) и на SiO_2 – сплошная линия.

1. A.W. Bett and O.V. Sulima. GaSb photovoltaic cells for applications in TPV generators. Semiconductors Science and Technology, **18** (5), 184 (2003).
2. Н.А. Берт, А.Е. Куницин, А.Г. Мильвидская, М.Г. Мильвидский, В.В. Чалдышев. Люминесцентные и структурные исследования монокристаллов GaSb, выращенных из нестехиометрических расплавов. ФТП, **29** (6), 1116 (1995).

НЕОБРАТИМЫЙ ХАРАКТЕР РЕАКЦИИ ОСАЖДЕНИЯ GaN В ХЛОРИД-ГИДРИДНОМ ПРОЦЕССЕ

Л.И. Дьяконов, Ю.П. Козлова, А.В. Марков, М.В. Меженный, Т.Г. Югова
ФГУП «Гиредмет», Москва, Россия, e-mail: avmark@girmet.ru

Эпитаксиальный GaN осаждали в вертикальном реакторе на вращающуюся сапфировую подложку диаметром 50 мм, расположенную перпендикулярно набегающему газовому потоку. Образование нитрида галлия происходило по брутто-реакции:

$$NH_3 + GaCl = GaN + HCl + H_2 .$$

Ряд особенностей процесса позволяет утверждать, что реакция образования GaN сильно сдвинута вправо, т.е. протекает практически необратимо. В этом случае весь галлий, содержащийся в газовой фазе в виде GaCl, переходит в осадок GaN на подложке или на стенках аппаратуры. Тогда скорость осаждения должна увеличиваться пропорционально потоку HCl, направляемому в реактор, что и наблюдалось на прак-тике, поскольку, в свою очередь, хлорирование металлического галлия HCl происходит почти на 100%. Необратимость реакции должна в исследованном температурном интервале делать скорость осаждения независимой от температуры, что также подтвер-ждается экспериментом. Наконец, по той же причине суммарный выход Ga в GaN должен быть близок к 100%, и мы действительно наблюдали выход Ga, достигающий 50% и более только в эпитаксиальный слой на подложке, при том, что еще достаточно много GaN осаждалось на стенках аппаратуры и не поддавалось точному учету.

Таким образом, необратимость реакции образования GaN позволяет легко достигнуть скоростей осаждения до 300 мкм/ч. Упрощается расчет скорости роста и оптимизация геометрии реактора с целью увеличения полезного выхода материала в слой и улучшения однородности толщины слоев по площади. Одновременно необратимость реакции несет некоторые специфические трудности. Так, в отличие от многих других соединений $A^{III}B^{V}$, получаемых в хлоридном процессе, паразитный осадок GaN практически невозможно стравить со стенок аппаратуры подачей HCl в обход источника Ga. При сравнимых количествах HCl, подаваемых к Ga или на байпас, скорости роста оказываются примерно на два порядка выше соответствующих скоростей травления.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-08015).

OPTICAL AND STRUCTURAL INVESTIGATIONS OF AlN FILMS

V.G. Boiko, P.A. Gentsar, O.S. Litvin, V.P. Papusha,
N.V. Sopinskyy, A.V. Stronski, N.S. Zayats
V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics NAS Ukraine,
pr. Nauki, 41, Kiev, 03028, e-mail: gentsar@isp.kiev.ua

Structures wide gap semiconductor (AlN, GaN) – model semiconductor (Si, Ge, GaAs) became important materials for the fabrication of the modern generation of electronic devices [1,2]. AlN films are used for the deposition of the buffer layers, are excellent materials for the extreme electronics. New possibilities are opened in the construction of the devices which are stable towards the influence of high temperature and radiation. Besides that comparison of the AlN mechanical properties with the that ones of other materials is preferable to aluminium nitride. AlN films were obtained by the method of magnetron sputtering of the aluminium target in gas mixture of Ar and N (1:3 ration, respectively). Chamber pressure was 2 Pa, power of the high-frequency discharge ≈ 1600 W. Initial vacuum ≈ 8 10^{-4} Pa. The film thickness was controlled during the film deposition process, deposition rate consisted 23 nm/min. The grown AlN films have 1 – 3 μm thickness. After preposition the thickness was controlled with the use of the interferometer. As the substrate the silicon of electronic type- n-Si (100) with the specific resistance 20 – 60 ohm·cm was used. The main results is this work are presented for the AlN film with 2 μm thickness deposited on subtrate n-Si (100) with specific resistance 40 Ohm·cm. The specific resistance of the substrates was controlled by the four probe method.

Morphology studies of the AlN films were carried out, together with ellipsometry measurements and the transmission spectra in the 2 – 25 μm range.

The morphology of the substrate surface and films was investigated with the help of AFM measurements using Nanoscope IIIa of Digital Instruments in the Tapping Mode™. Also lattice constants of Si (a = 5,43 A°) and AlN (a = 3,11 A°; c = 4,98 A°) are different [1], the present measurements have shown that the thickness of the films along the surface is uniformly distributed, the mechanical stresses are relaxed (Fig.1). The measurements were performed in the area: 5 × 5 μm - Fig.1a and 1 × 1 μm - Fig. 1b).

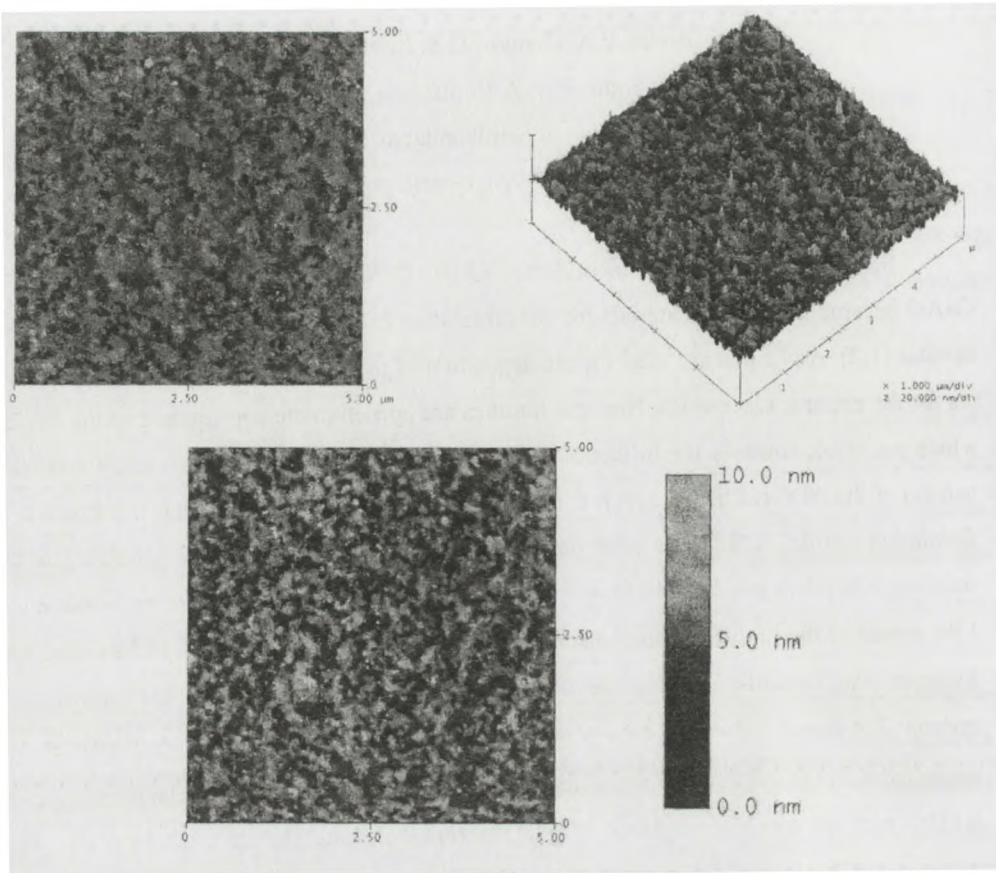


Fig 1a

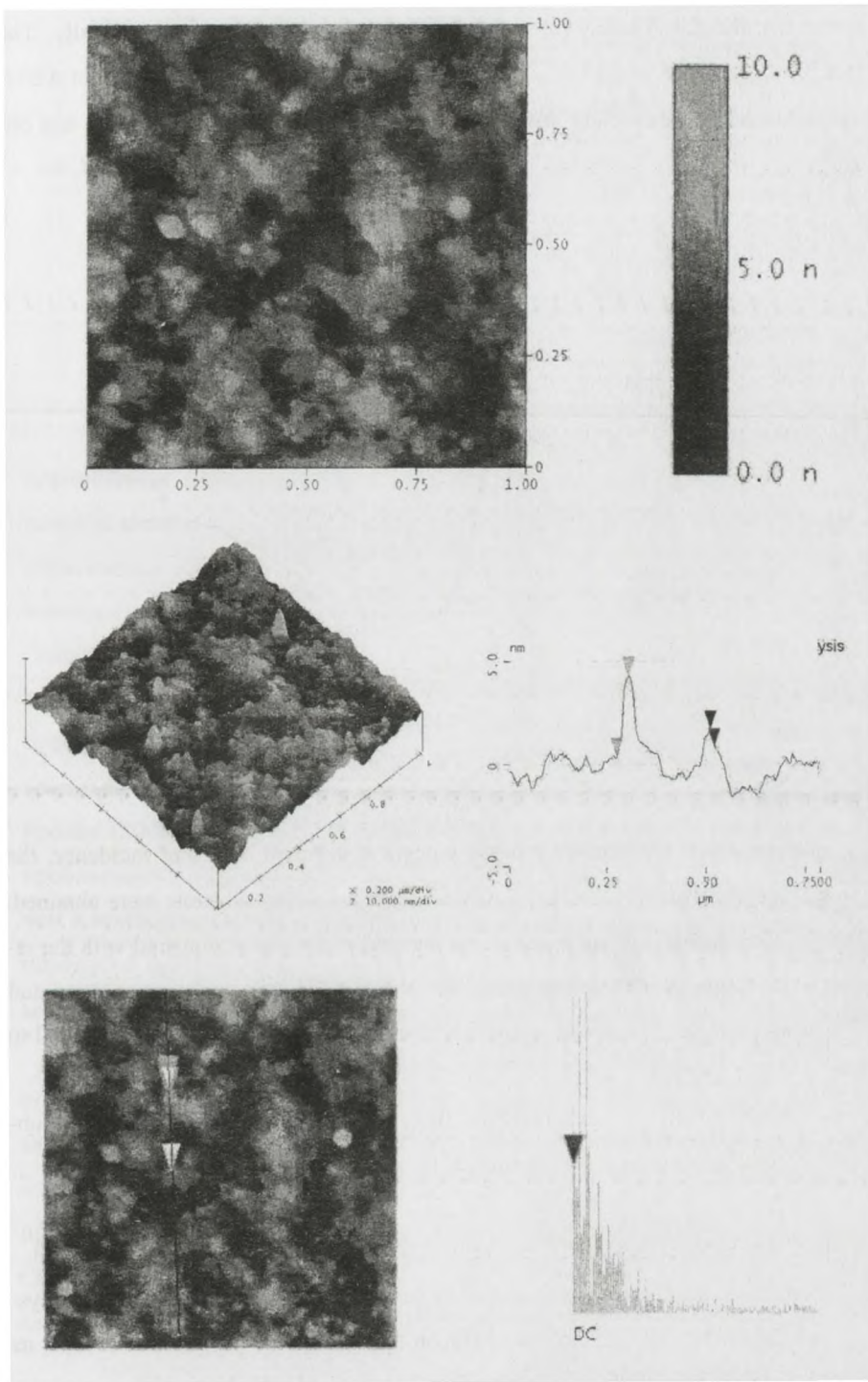

1.00
0.75
0.50
0.25
0
0
0.25
0.50
0.75
1.00
10.0
5.0 n
0.0 n
nm
5.0
0
-5.0
0
0.25
0.50
0.7500
μm
ysis
0.8
0.6
0.4
0.2
DC

Fig.1b

The transmission spectra were measured with the use of the computerized two-channel spectrophotometer IKS-29. The division of the signals was carried out automatically. The transmission of the samples in the range from 10 up 25 μm is sharply decreased (in difference from single-crystalline n – Si (100)). The interference patter from 2 up 10 μm was obtained (Fig.2).

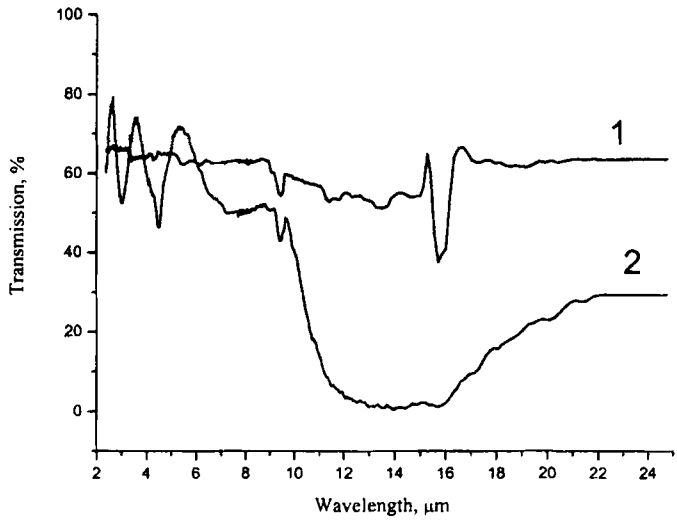


Fig.2

From the results of elleipsometry measurements at different angles of incidence, the thicknes d and optical constants n and χ of AlN films on n-Si(100) substrate were obtained. The value of the film thickness d, set in the technological process, was compared with the results obtained with theuse of the interferometer, transmission spectra interference pattern and ellipsometry measurements. The refraction index value of the investigated films was equal to 1,9.

Thus, it is shown that the obtained AlN films on the single-crystalline silicon substrates can be effectively used for the fabrication of the optoelectronic devices.

1. Yu. P., Cardona M. Osnovy fiziki polyprovodnikov. Moscow. Fizmatlit. 2002. 560P.
2. The abstracts of the III-rd Russian school of scientists and young specialists on physics, material science and technology of silicon fabrication and device structures on its base «Silicon. School 2005». 4 – 7 July 2005. Moscow. MISIS. 2005. 238

МНОГОСЛОЙНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ AlN/AlGaN/GaN/AlGaN С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ ДЛЯ МОЩНЫХ ПОЛЕВЫХ СВЧ-ТРАНЗИСТОРОВ

А.Н. Алексеев, С.Б. Александров, А.Э. Бырназ, Л.Э. Великовский, И.Э. Великовский, Д.М. Красовицкий, М.В. Павленко, С.И. Петров, М.Ю. Погорельский, Ю.В. Погорельский, И.А. Соколов, М.В. Соколов, М.В. Степанов, А.Г. Ткаченко, А.П. Шкурко, В.П. Чалый

ЗАО "Светлана-Рост", Санкт-Петербург, Россия, e-mail: support@semiteq.ru

Полевые транзисторы на гетероструктурах (ГС) AlGaN/GaN по совокупности параметров выделяются в ряду СВЧ–приборов на основе традиционных полупроводников. Основной особенностью нитридных гетероструктур является образование за счет пьезолегирования на гетерогранице AlGaN/GaN двумерного электронного газа (ДЭГ) со слоевой плотностью электронов порядка 10^{13} cm^{-2}. Подвижность электронов ДЭГ существенно зависит от степени совершенства ГС и может при 300К достигать значений от 1000 до 2000 $cm^2/V{\cdot}s$ [1]. За счет высокой проводимости ДЭГ в полевых транзисторах на основе таких ГС получают плотности тока 0,6-1.2 A/mm при внешней крутизне вольт-амперной характеристики (ВАХ) на уровне 120-200 mSm/mm. Подобные значения плотности тока в сочетании с высокими пробивными полями позволяют достичь плотности мощности, на порядок большие, чем в приборах на основе GaAs. Созданы приборы на основе GaN, демонстрирующие плотности мощности до 32 W/mm – в виде дискретных приборов [2] и суммарные мощности свыше 150 W – в составе усилителей [3].

Ключевым аспектом при создании полевых транзисторов является электронное ограничение, определяющее утечки прибора в закрытом состоянии [4]. Кроме того, из-за высокой слоевой концентрации при больших напряжениях затвор-сток происходит «выброс» электронов из канала, что ограничивает максимально достижимые токи и плотности СВЧ- мощности. Этот эффект вносит значительный вклад в "коллапс" тока в СВЧ–режиме вследствие захвата электронов на ловушки в буферном и барьерном слоях.

Токи утечки могут быть минимизированы при помощи компенсирующего легирования буферного слоя GaN Fe, C, Mg и др. [5]. Для уменьшения "коллапса" тока,

возникающего из-за захвата электронов на ловушки в приповерхностном барьерном слое, используется его пассивация, например слоем Si_3N_4 [6]. Однако, это не спасает от захвата электронов на ловушки в буферном слое GaN, причем проблема усугубляется тем, что при его легировании компенсирующими примесями создаются дополнительные ловушки. С другой стороны, в двойных гетероструктурах (ДГС) может быть обеспечено лучшее электронное ограничение и предотвращен захват электронов на ловушки в буферном слое.

Полевые транзисторы на основе ДГС GaN/InGaN/AlGaN продемонстрировали работоспособность в СВЧ-режиме без возникновения "коллапса" тока [7]. Однако, несмотря на большие теоретические значения подвижности в InN по сравнению с GaN, подвижность в InGaN, как правило, меньше из-за неоднородности состава. По этой причине перспективны ДГС AlGaN/GaN/AlGaN. На сегодняшний день существует ряд публикаций о создании полевых транзисторов на их основе с характеристиками, не уступающими приборам на основе "классических" структур GaN/AlGaN [8,9,]. Нами также сообщалось о получении подвижности от 1000 $cm^2/V{\cdot}s$ до 1350 $cm^2/V{\cdot}s$ при концентрации от $1{\cdot}10^{13}$ cm^{-2} до $1{,}6{\cdot}10^{13}$ cm^{-2} в структурах AlN/AlGaN/GaN/AlGaN с толщиной слоя GaN 140 нм. Полевые транзисторы на основе таких гетероструктур демонстрируют ток в канале до 1,2 А/мм [10]. Для увеличения электронного ограничения и улучшения приборных характеристик необходимо уменьшать толщину слоя GaN. Это целесообразно и из технологических соображений: уменьшается глубина травления мезы для межприборной изоляции, что значительно упрощает процесс последующего нанесения затвора. В работе исследовано влияние толщины слоя GaN и состава нижнего слоя AlGaN на подвижность и концентрацию в двумерном электронном газе на верхней гетерогранице GaN/AlGaN.

Многослойные гетероструктуры (МГС) AlN/AlGaN/GaN/AlGaN были выращены на подложках сапфира (0001) на установках серии ЭПН (SemiTeq), специализированных для молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) нитридов III группы с использованием аммиака в качестве источника азота. Особенностью технологии является "темплейт" AlN толщиной 0,2 мкм, выращенный перед гетероструктурой в рамках одного эпитаксиального процесса, что позволяет увеличить подвижность электронов на верхней гетерогранице GaN/AlGaN [10]. Свойства выращенных МГС исследованы при помощи атомно-силовой микроскопии, рентгеновской дифрактометрии, вольт- емкостных и холловских измерений. Тестовые транзисторы с затвором 1х20 мкм изготовлены на МГС по планарной технологии [10] .

Уменьшение толщины канала GaN без других изменений конструкции МГС AlN/AlGaN/GaN/AlGaN приводит к уменьшению проводимости по двум основным причинам. Во-первых, релаксация при превышении некоторой критической толщины сопровождается формированием дополнительных дефектов, и приближение ДЭГ к этой области приводит к уменьшению подвижности. Во-вторых, при уменьшении толщины GaN возрастает влияние искривления зонной диаграммы, вызванного поляризационными эффектами. В некоторых случаях на нижней гетерогранице AlGaN/GaN может образоваться слой с дырочной проводимостью (аналогично формированию ДЭГ на верхней гетерогранице GaN/AlGaN). Таким образом, для реализации МГС с квантовой ямой для электронов необходимо найти толщину релаксации GaN для различных составов буферного слоя AlGaN, и определить оптимальную конструкцию буферного слоя.

С помощью ДБЭО установлено, что вначале рост GaN на буферном слое AlGaN происходит в двумерном режиме. При превышении критической толщины (150-200 Å для $x_{Al} \approx 0{,}1$-$0{,}2$) поверхность огрубляется. Подвижность электронов при уменьшении толщины слоя GaN до 200 Å падает, а затем снова растет (рис. 1). Это также указывает на то, что толщина релаксации находится в пределах 150-200 Å. Электрофизическими измерениями установлено, что при содержании Al в буферном слое 10% образования области с дырочной проводимостью на нижнем интерфейсе AlGaN/GaN не происходит. При этом за счет искривления зонной диаграммы происходит заметное уменьшение концентрации электронов, которая, однако, может быть увеличена повышением мольной доли Al в барьерном слое. При увеличении x_{Al} в буферном слое до 0,2 и более происходит формирование области с дырочной проводимостью, и только МГС с обратным легированием буферного слоя имеют приемлемую проводимость ДЭГ при толщине слоя GaN менее 100 Å.

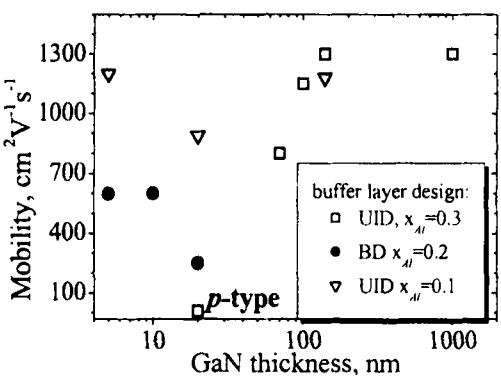
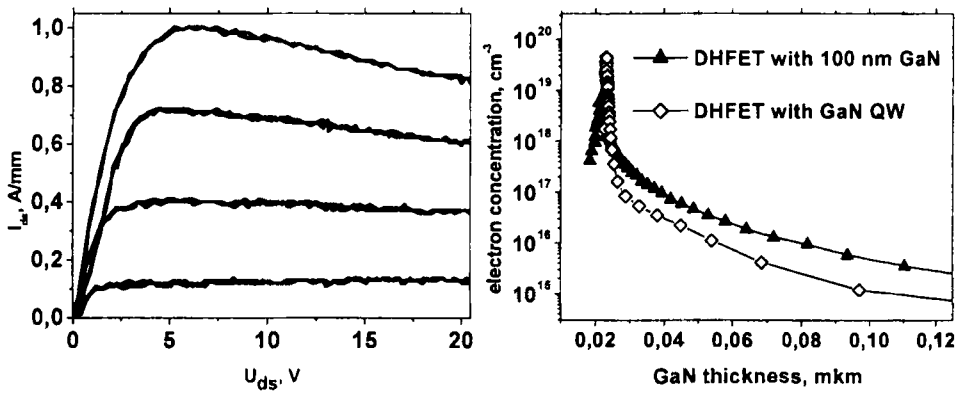


Рис. 1. Зависимость подвижности носителей от толщины GaN в МГС с различной конструкцией буферного слоя.

В результате оптимизации получены МГС с толщиной канального слоя GaN 50Å, подвижность в которых достигает 1300 см^2/В·с при слоевой концентрации (1,5-

1,7)·10^{13} $см^{-2}$. Созданные на их основе тестовые транзисторы демонстрируют в статическом режиме токи сток-исток до 1 А/мм (рис.2а). Важно отметить, что на ВАХ отсутствует гистерезис, часто наблюдающийся при измерении "классических" структур с одним гетеропереходом. Улучшение электронного ограничения с уменьшением толщины слоя GaN подтверждается данными C-V измерений (рис.2б).



(а) (б)

Рис.2. (а) ВАХ МГС с квантовой ямой; (б) C-V профили МГС с разной толщиной слоя GaN

1. R. Gaska *et. al.*, Appl. Phys. Lett. **78,** 1870 (2001).
2. Y.F. Wu *et. al.*, IEEE Electron Dev. Lett. **25**, 117 (2004).
3. T. Kikkawa *et. al.*, www.gaasmantech.org/Digests/2004/ 2004Papers/6.1.pdf.
4. Y.K. Su *et. al.*, Mat. Sci. Eng. **B110**, 172 (2004).
5. H. Tang *et. al.*, Solid-State Electronics **44**, 2177 (2002).
6. A.E. Vertiatchikh *et. al.*, Elec. Lett. **38**, 388 (2002).
7. G. Simin *et. al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **40**, L1142 (2001).
8. C.Q. Chen *et. al.*, Appl. Phys. Lett. **82**, 4593 (2003).
9. Y. Cordier *et. al.*, J. Crystal Growth **278**, 393 (2005).
10. A.N. Alekseev *et. al.*, Tech. Phys. Lett. **31**, 846 (2005).

ЭРОЗИЯ МИШЕНИ ИЗ GaAs ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНОГО МОЩНОГО ИОННОГО ПУЧКА

Ли Цзень Фень[a], Г.Е. Ремнев[a], М.С. Салтымаков[a], В.И. Гусельников[a], И.В. Ивонин[b], Е.П. Найден[c], А.В. Юрченко[a], В.И. Юрченко[d]

(a) Томский политехнический университет, e-mail: remnev@hvd.tpu.ru;

(b) Томский государственный университет;

(c) Сибирский физико-технический институт, Томск, Россия;

(d) ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск, Россия

В ряде лабораторий проводятся исследования осаждения тонких пленок из абляционной плазмы мишени, образуемой при воздействии импульсного мощного ионного пучка [1]. Перспективным видится использование этого метода получения пленок GaAs для изготовления полупроводниковых приборов и, в особенности, солнечных фотопреобразователей.

Важным для практического использования данного метода является определение закономерностей импульсной эрозии мишени при большом количестве импульсов, чему, в основном, и посвящена данная работа.

1. Методика экспериментов

Схема эксперимента приведена на рис. 1.

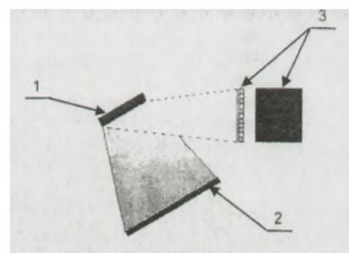


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 мишень; 2 – подложка; 3 – диод с магнитной самоизоляцией

В экспериментах использован источник импульсных мощных ионных пучков на основе диода с магнитной самоизоляцией [2]. Ускоряющее напряжение магнитоизолированного диода составляло 250 кВ, плотность тока на мишени до 350 А/см^2, длительность импульса тока – 80 нс. Плотность мощности в импульсе составляла 80 – 90 МВт/см^2. Разброс параметров пучка (плотности тока и энергии ионов) от импульса к импульсу не превышал 20%. Состав пучка включает ионы углерода и водорода. Остаточное давление в камере - 10^{-4} мм рт. ст.

Масса образцов из GaAs определялась методом взвешивания мишеней до и после воздействия пучка. Разница в этих значениях и составляла величину массы эрозии. В процессе экспериментов контролировалась морфология поверхности путем

фотографирования на оптическом микроскопе и измерения шероховатости методом трехмерной бесконтактной профилометрии.

2. Результаты экспериментов

При осаждении пленок GaAs наблюдается достаточно высокий разброс величины импульсной эрозии мишени от импульса к импульсу, значительно превышающий разброс параметров пучка. Вероятными причинами такого разброса могут быть модифицирование структуры поверхностного слоя мишени и изменение рельефа поверхности предыдущими импульсами тока пучка. В этой связи было проведено измерение величины эрозии мишени при изменении числа импульсов на мишень.

Зависимость величины массы эрозии образцов за один импульс от числа последовательных импульсов тока пучка на мишень (N_i) приведена на рис.2. Каждая экспериментальная точка – усреднение по нескольким образцам. Исходная шероховатость всех образцов была идентичной.

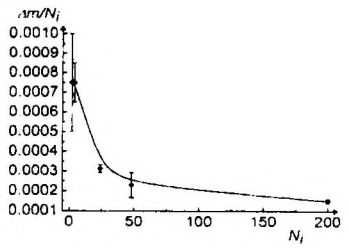


Рис. 2. Зависимость массы эрозии мишени из GaAs, нормированной на один импульс (mi/Ni), от числа последовательных импульсов тока (Ni)

Характерными являются более высокий разброс и высокое значение m_i/N_i при начальных значениях N_i. После приблизительно 40 - 60 воздействий пучка на мишень значение m_i/N_i снижается и стабилизируется от выстрела к выстрелу (рис. 2). При этом рельеф поверхности также изменяется, приобретая с возрастанием числа импульсов регулярную структуру, рис. 3.

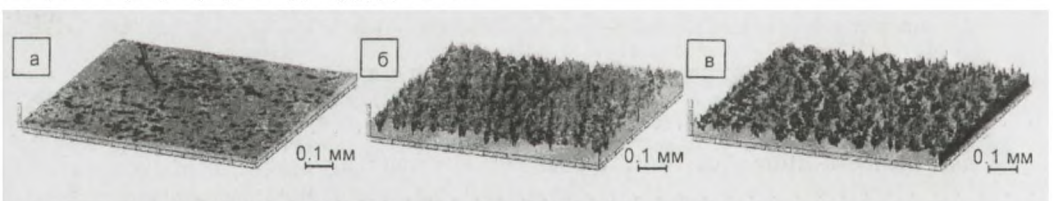


Рис. 3. Фотография исходной поверхности мишени из GaAs (*а*) и поверхности мишени после различного количества импульсов тока: *б*) - 4, *в*) – 48

Регулярная структура поверхности формируется и на металлических материалах при последовательном воздействии большого количества импульсов тока пучка. В работе [7,8] приведены фотографии поверхности металлических мишеней (Cu, Fe и Ni_3Fe) со сформированной регулярной структурой поверхности после воздействия нескольких десятков импульсов тока пучка. Поверхность мишеней имела волнообразную структуру, схожую со структурой рельефа поверхности мишени GaAs.

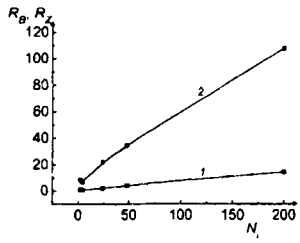


Рис. 4. Зависимость параметров шероховатости (1 - Ra, 2 - Rz) от числа последовательных импульсов тока на мишень

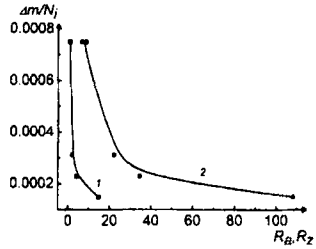


Рис. 5. Зависимость mi/Ni от параметров шероховатости: 1- Ra, 2 - Rz

Таким образом, картина формирования поверхностного рельефа имеет схожий характер для металлических мишеней и полупроводникового материала GaAs.

В работе [7] сообщалось, что величина импульсной эрозии медных образцов при воздействии импульсного мощного ионного пучка зависит от размера зерна медных образцов, который, в свою очередь, формируется при воздействии предыдущих импульсов тока пучка. Шероховатость поверхности (R_a, R_z) плавно увеличивается с возрастанием числа последовательных импульсов тока пучка на мишень, рис. 4. R_a представляет собой среднее значение в пределах базовой длины расстояний точек выступов и впадин от средней линии профиля. R_z – среднее расстояние между находящимися в пределах базовой длины пятью высшими точками выступов и низшими точками впадин, измеренное от произвольной линии AB, параллельной средней линии профиля.

При значении параметра шероховатости R_z около 30 мкм коэффициент эрозии за один импульс стабилизируется и угол наклона кривой: $\Delta m/N_i=f(R_z)$ уменьшается более чем в 30 раз (рис.5), т.е. величина эрозии в значительной степени, как следует из рис.5, зависит от шероховатости поверхности. Величина эрозии, как следует из работы [7], зависит как от размеров кристаллитов, контролируемых воздействием пучка, так и от рельефа поверхности мишени, который также зависит от числа импульсов тока на мишень (рис.4). Разброс коэффициента эрозии от выстрела к выстрелу снижается и стабилизируется с увеличением числа импульсов тока пучка, рис.2. Расчетное значение величины эрозии, исходя из значений, приведенных на рис.3, - 0,2 мГ/см^2 за один импульс, при $N_i \approx 100$.

Рентгенографические исследования используемых мишеней GaAs проводились на дифрактометре фирмы Shimadzu XRD – 600 на CuK(α) излучении. Исходные мишени представляют собой совершенный монокристалл GaAs с плоскостью среза (111), отклонение плоскости среза не более 0.5°. На рентгенограммах исходных

мишеней наблюдалось только отражение слоевой линии (hhh), физическое уширение дифракционных линий менее 0.05°, что указывает на отсутствие внутренних напряжений второго рода и большую величину обратного когерентного рассеяния (ОКР) ≥ 0.5 мкм. После воздействия импульсов тока числом (N_i) больше 100 интенсивность дифракционных линий уменьшается, интегральные интенсивности дифракционных отражений слоевой линии (hhh) также уменьшаются (для 200 импульсов в 10 раз), кроме того, наблюдаются слабые отражения, не принадлежащие указанной слоевой линии. С учётом того, что глубина анализа составляет 5 - 6 мкм, указанные факты, свидетельствуют о появлении поликристаллических образований фазы GaAs. При этом размеры области когерентного рассеяния монокристаллического GaAs уменьшаются до 20 ± 10 нм и существенно возрастают внутренние упругие напряжения $\Delta d/d \approx 5 \cdot 10^{-3}$ E (d – межплоскостное расстояние, E – модуль Юнга).

3. Заключение

Величина эрозии материала GaAs и его разброс зависят от числа импульсов, предшествующих измерению, которые модифицируют поверхностный слой мишени, изменяя рельеф поверхности и его шероховатость, определяя при этом коэффициент эрозии мишени.

Шероховатость мишени увеличивается с числом последовательных импульсов тока на мишень, приводя к снижению величины эрозии материала.

Обнаружено формирование регулярной структуры поверхности мишени при воздействии более 20 - 40 импульсов тока пучка. Возможно, что с этим связано уменьшение разброса величины эрозии мишени из GaAs от импульса к импульсу. Размер кристаллитов (ОКР) в поверхностном слое мишени до 6 мкм составляет величину 20 ± 10 нм.

1. O.I. Goncharov, I.F. Isakov, V.N. Kolodii, V.M. Matvienko, M.S. Opekunov, G.E. Remnev,Yu.P. Usov, A.N. Zakoutaev. 300-keV high-power ion-beam source: practical applications. //Beams '90: Proceedings of the 8th International Conference on High Power Particle Beams, edited by B.N. Breizman and B.A. Kf^zev (World Scientific, Teanack, NJ, 1991), Vol. **2**, pp. 1243 -1248.
2. G.E. Remnev at all High-power ion beam sources for industrial application. J. Surface and Coating Technology, No.96, 103 (1997).
3. A.D. Korotaev, A.N. Tyumentsev, Yu.P. Pinzhin, G.E. Remnev. Features of the morphology, defect substructure, and phase composition of metal and alloy surfaces upon high-power ion beam irradiation. Surface and Coating Technology, No.185, 38 (2004).

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ДВУХСЛОЙНЫХ InAs/GaAs НАНОСТРУКТУР ПОД ДЕЙСТВИЕМ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ

В.А. Гайсин[a], Б.В. Новиков[a], В.Г. Талалаев[a,d], В.А. Чугунов[a],
Ю.Б. Самсоненко[b,c], Г.Э. Цырлин[b,c], А.А. Тонких[b,c], В.А. Егоров[a,b],
Н.К. Поляков[b,c], В.М. Устинов[b], Н.Д. Захаров[d]

(a) - Институт физики им. В.А. Фока, СпбГУ, Санкт-Петербург, Россия,
e-mail:bono1933@mail.ru; тел (812) 428-45-45; факс (812) 428-72-40);

(b) – Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия;

(c) - Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург, Россия;

(d) - Институт физики микроструктур Макса-Планка, Халле, Германия

В последние годы активно изучаются гетероструктуры на основе соединений InAs/GaAs. Особый интерес представляют многослойные структуры, в которых проявляется эффект планарного упорядочивания квантовых точек (КТ). Такие объекты представляют не только фундаментальный интерес, но и могут быть использованы для приборных приложений. Ранее в низкотемпературных (77 К) спектрах фотолюминесценции (ФЛ) изолированных КТ была обнаружена зависимость величины барического коэффициента (БК) от энергии перехода в основное состояние и построена эмпирическая зависимость БК от энергии E - dE/dP(E) [1]. Аномалии БК связывались с зависящими от размера КТ механическими напряжениями и электрическими полями, возникающими в КТ InAs и в материале барьера GaAs из-за значительного различия их постоянных решеток. Аналогичные особенности БК были обнаружены и в спектрах ФЛ переходов в основные состояния квантовых молекул InAs [2]. В данной работе приводятся результаты дальнейших барических исследований. Измерения проводились на двухслойных структурах InAs/GaAs, в которых проявляется эффект упорядочивания пространственного расположения КТ. Возникающие в результате вертикальной корреляции дополнительные поля упругих напряжений, создаваемых КТ нижнего слоя в верхнем слое, возможность реализации в них механизма квантового туннелирования, могут приводить к изменениям в зависимости БК от энергии.

Измерения проводились на КТ InAs, выращенных методом субмонослойной миграционно-стимулированной эпитаксии на установке МПЭ ЭП1203 по методике, описанной ранее [1]. Исследовались двухслойные образцы, полученные при осаждении 4

монослоев (МС) InAs в верхнем и 2 МС в нижнем слое КТ с размерами спейсеров 10 нм и 20 нм. Для предотвращения транспорта неравновесных носителей к поверхности и в подложку активная область ограничивалась с обеих сторон короткопериодными сверхрешетками $Al_{0,25}Ga_{0,75}As/GaAs$ (10 пар, 2,5 нм/2,5 нм) и помещалась в центр 50 нм слоя GaAs. Фотолюминесценция возбуждалась He-Ne лазером (632,8 нм) мощности 20 мВ. Измерения проводились при Т = 77 К в области энергий 1,0 - 1,4 эВ в интервале гидростатических давлений 0-20 кбар. Применялась камера высокого давления с наковальнями из лейкосапфира. Образцы для исследования приготавливались в виде прямоугольных пластин с линейными размерами
0,5×0,5 мм при толщине 0,05 мм, путем механической обработки исходных материалов.

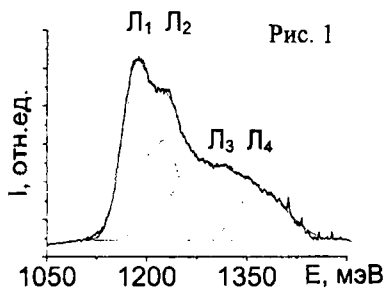


Рис. 1

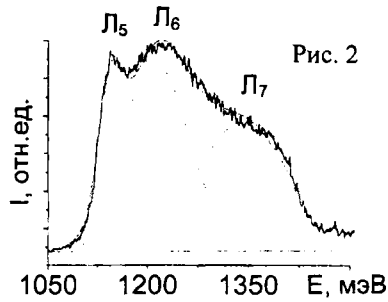


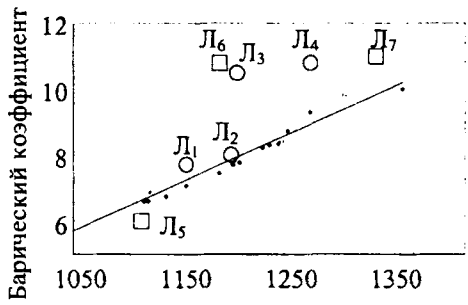
Рис. 2

Образцы с размером спейсера 10 нм. При Р = 0, Т = 77 К спектр ФЛ состоит из двух частично перекрывающихся линий $Л_1$ и $Л_2$ с максимумами при 1.180 эВ and 1.220 эВ и широкой, слабо структурированной полосы в области 1.300 эВ -1,450 эВ (рис.1). С ростом гидростатического давления наблюдается сдвиг всего спектра ФЛ в коротковолновую область, изменяется его форма. В результате проведенного анализа было показано, что полоса ФЛ может быть представлена в виде суперпозиции четырех линий, имеющих форму лоренцовых контуров с различными параметрами: полуширинами, интенсивностями и положениями максимумов. Было установлено, что энергетические положения максимумов изменяются линейно в зависимости от величины приложенного гидростатического давления и были определены баричеcкие коэффициенты (БК): 7,7 мэВ/кбар и
8 мэВ/кбар для линий $Л_1$ и $Л_2$ и 10,5 мэВ/кбар и 10,8 мэВ/кбар для компонент широкой полосы $Л_3$ и $Л_4$.

Образцы с размером спейсера 20 нм. При Р = 0, Т = 77 К спектр состоит из узкой линии 1,140 эВ, расположенной на длинноволновом крае широкой полосы с максимумом при 1,210 эВ (рис.2). Так же как и в случае образцов с размерами спейсера 10 нм,

увеличение гидростатического давления приводит к голубому сдвигу ФЛ и изменению ее формы. Было показано, что спектр ФЛ может быть представлен в виде суперпозиции трех компонент $Л_5$, $Л_6$ и $Л_7$. В результате анализа было установлено, что наблюдаемые с ростом давления изменения вызваны, в основном, увеличением спектрального расстояния между линией $Л_5$ и формирующими контур широкой полосы линиями $Л_6$ и $Л_7$. Так же как и в случае образцов с размером спейсера 10 нм, энергетические положения максимумов изменяются линейно с давлением. Были определены БК: 6,0 мэВ/кбар для $Л_5$, 11 мэВ/кбар для линии $Л_6$ и 10,8 мэВ/кбар для линии $Л_7$.

Рис. 3



В результате анализа полученных результатов было установлено, что в соответствии с величинами БК все наблюдаемые в спектрах ФЛ линии могут быть разделены на две группы. К первой группе были отнесены расположенные на длинноволновых краях полос ФЛ относительно узкие линии $Л_1$, $Л_2$ (в образце со спейсером толщиной 10 нм) и $Л_5$, (в образце со спейсером толщиной 20 нм). Величины их БК удовлетворительно укладываются в зависимость БК от энергии, определенную ранее по совокупности измерений, проведенных на одномерных массивах невзаимодействующих КТ (рис.3). (Треугольниками обозначены – БК КТ InAs, выращенных на вицинальных поверхностях с различными углами разориентации 3°-7°, ромбы- результаты измерений БК КТ, помещенных на сингулярную поверхность GaAs).

Ранее было предположено, что аномалии БК КТ связаны с внутренними механическими напряжениями и электрическими полями, возникающими внутри КТ и в материале барьера, непосредственно примыкающем к ним. Отсутствие различия в спектральной зависимости БК изолированных и измеренных в настоящей работе двумерных массивов планарно упорядоченных КТ позволяют более достоверно отнести линии $Л_1$, $Л_2$ и $Л_5$ к излучению КТ InAs/GaAs и сделать вывод о том, что в двухслойных структурах, несмотря на реализацию планарного распределения КТ, не происходит перераспределения полей внутренних деформаций, ответственных за возникновение дисперсии БК. Так как величина БК обратно пропорциональна длине основания пирамиды, можно за-

ключить, что различие БК линий $Л_1$ и $Л_2$ соответствует различию их геометрических размеров и интерпретировать эти линии как переходы в основные состояния КТ соседних слоев.

Ко второй группе были отнесены относительно широкие, расположенные на коротковолновых краях полос ФЛ, линии $Л_3$ и $Л_4$ (в образце со спейсером толщиной 10 нм) и $Л_6$ и $Л_7$ (в образце со спейсером толщиной 20 нм). В пределах ошибки эксперимента величины БК этих линий не зависят от энергии перехода и практически совпадают с БК материала подложки GaAs – 10,8 мэВ/кбар. На основании этого можно предположить, что линиям ФЛ $Л_3$, $Л_4$, $Л_6$ и $Л_7$ соответствуют переходы в спейсерных слоях GaAs, расположенных между слоями КТ InAs. В спектрах ФЛ изолированных КТ, в структуре которых такие слои отсутствуют, такие переходы не наблюдаются. Возможно, эти линии связаны с электронно-дырочными переходами в различных примесях и дефектах структуры спейсерных слоев GaAs, и возникают в результате реализующихся в них, так же как и в КТ InAs, внутренних механических напряжений. На различие механизмов возникновения ФЛ линий первой и второй группы указывает также существенное несоответствие спектров возбуждения их ФЛ. Так для линий $Л_3$, $Л_4$, $Л_6$ и $Л_7$ характерно наличие максимума, расположенного с коротковолновой стороны от экситонной линии ФЛ GaAs, что соответствует оптическим переходам в спейсерном слое GaAs. Для линий $Л_1$, $Л_2$ и $Л_5$ спектр возбуждения расположен в более коротковолновой области и включает, наряду с переходами в спейсерных слоях GaAs, также и оптические переходы в короткопериодных сверхрешетках $Al_{0,25}Ga_{0,75}As/GaAs$, ограничивающих с обеих сторон КТ.

Работа поддержана РФФИ грант №05-02-17780.

1. В.А. Гайсин и др. Вестн. С-Петерб. ун.та. Сер. 4, 2001, Вып. 2. (№12), С.65.
2. V.A. Gaisin. et.al. Proc.13th Int. Simp. Nanostructures: St. Petersburg, 2005, P.352.
3. V.G. Talalaev et al. Appl. Phys. Lett., 2001, 85, 23844.

IR REFLECTION SPECTRA OF MULTILAYERED EPITAXIAL HETEROSTRUCTURES WITH EMBEDDED NANOLAYERS GaAs AND InAs

E.P. Domashevskaya[a], P.V. Seredin[a], A.N. Lukin[a],
I.N. Arsentyev[b], D.A. Vinokurov[b], I.S. Tarasov[b]
(a) Voronezh State University, Universitetskaya pl., 1, 394006, Voronezh, Russia;
(b) Ioffe Physical and Technical Institute, Polytekhnicheskaya, 26,
194021, St-Petersburg, Russia

Abstract

IR reflection spectra of lattice vibrations were investigated in multilayered epitaxial heterostructures obtained by MOVPE.

Introduction

The self-organized fabrication of the low dimensional semiconductor structures with nanoscale islands has been a subject of intensive investigations during the last years. These structures have a unique electrophysical and optical properties because of low dimensional confinement of carriers in the island volume. The most extensively studied heterostructures with nanoscale islands (NI's) are (Ga)InAs/GaAs [1], (Ga,In,Al)Sb/GaAs [2], InP/GaInP [3].

One of the widely applied methods for the study of the fine lattice properties and estimation of structural quality of epitaxial films is infra-red optical vibration spectroscopy allowing to consider not only molecular composition of a substance but also internal stresses in its lattice since this method is very sensitive to them. Due to a high penetration ability of IR-radiation IR-reflection spectra of lattice vibrations allow to obtain information on the real state of the crystal microstructure at the appreciable depth. The aim of our work was the study of the influence of InAs and GaAs nanolayers on IR-lattice reflection spectra in multi-layer heterostructures.

1. Objects and methods of investigations

Investigated heterostructures were grown at A.F. Ioffe Physico-Technical Institute RAN. Epitaxial single-crystalline films of AlInAs/InAs/AlInAs InGaAs/GaAs/InGaAs and

AlInAs/InGaAs/GaAs/InGaAs/AlInAs with InAs and GaAs nanolayers were grown by MOVPE on InP (100) substrates doped with sulphur providing concentration about $5 \cdot 10^{17}$ cm^{-3}. Growth rate was of about 2.5 μ/sec, the ratio of V/III was 50, while for growing of the "dots" the rate of growth was 2.5 Å/min and the ratio of V/III was of 200. The temperature of growth was the same of about 725 C. Atomic composition of epitaxial films was determined by X-ray microanalysis.

IR reflection vibration lattice spectra of the investigated epitaxial heterostructures were obtained at room temperature in the range of 200 to 600 cm^{-1} with IR spectrometer Spekord-82 with a resolution of 1 cm^{-1}.

Table 1. Composition and thickness of the layers in multi-layer heterostructures.

Composition and thickness of heterostructure layers	TO/LO vibration modes, cm^{-1}			
	In-As	Ga-As	In-P	Al-As
AlInAs/InAs/AlInAs 0.2μ/6ML/0.4 μ/InP (100)	228/ 251		307/ 325	360/ 397
AlInAs/InAs/AlInAs 0.2μ/8ML/0.4 μ/InP (100)	229/ 253		308/ 329	359/ 416
InGaAs/GaAs/InGaAs 0.2μ/8ML/0.6 μ/InP (100)	225/ -	253/ 267	311/ 369	
InGaAs/GaAs/InGaAs 0.2μ/12ML/0.6 μ/InP (100)	226/ -	253/ 266	312/ 373	
AlInAs/InGaAs/GaAs/ InGaAs/AlInAs/InP (100) 0.2μ/300Å/8ML/300Å/0.4 μ	227/ 256	-/ -	308/ 329	358/ 399
AlInAs/InGaAs/GaAs/ InGaAs/AlInAs/InP (100) 0.2μ/100Å/8ML/100Å/0.4 μ	226/ 246	-/ -	308/ 327	356/ 387

2. IR-reflection spectra of the multi-layer epitaxial structures

IR reflection spectra of lattice vibrations from the multi-layer epitaxial structures of AlInAs/InAs/AlInAs/InP (100) with InAs quantum dots are presented in Fig. 1 a. As it is seen from the Fig. 1a, three different basic modes of vibrations can be observed in the spectra: In – As, Al – As and In – P.

Dispersion analysis demonstrated that with an increase of the number of InAs monolayers (from 6 to 8) LO-mode of Al – As vibrations considerably changes its position (from 397 to 416 cm^{-1}) (Table.1). All other LO and TO modes of the main vibrations change quite insignificantly.

Fig. 1, b represents IR reflection spectra for heterostructures of InGaAs/GaAs/InGaAs/InP (100) with GaAs quantum dots. These spectra also include three basic vibration modes: In – As, Ga – As and In – P. Analysis of the spectra demonstrated insignificant changes for TO and LO vibration modes. However, one should note that the mode of vibrations for InAs is splitted and there appears a fine structure for this mode.

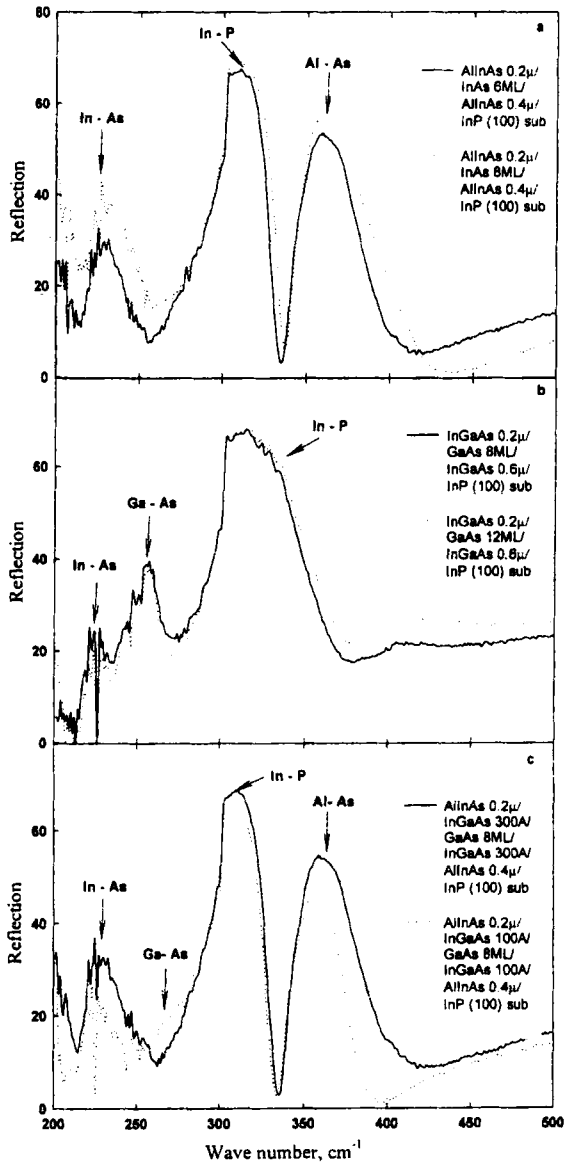


Fig. 1 IR reflection spectra of multilayered epitaxial heterostructures with embedded nanolayers GaAs and InAs

IR reflection spectra of multi-layer heterostructures of AlInAs/InGaAs/GaAs/InGaAs/Al InAs/InP (100) with w-grooves are represented in figure 1, c. Analysis of the spectra demonstrated that they include three basic modes of vibrations: In – As, Al – As and In – P. Fourth Ga – As mode of vibrations is not practically observed and it is active only in the spectrum with less thickness of adjacent InGaAs layers (100 Å).

As for the frequencies of TO and LO the basic modes for all of vibrations they do not practically change except for the frequency of Al – As LO mode which considerably changes its position with a decrease of the thickness of InGaAs layer (from 399 to 387 cm^{-1}) (Table.1).

Moreover, the splitting of In – As mode takes place just as in the spectra of heterostructures with GaAs layers.

Analysis of the obtained data allows to make a conclusion the change (increase) of LO modes of Al – As vibrations in heterostructures AlInAs/InGaAs/GaAs/InGaAs/AlInAs/InP (100) with an increase of the number of embedded InAs layers the stresses in the adjacent layers of InGaAs и AlInAs also increase due to the difference in lattice parameters ($\mathbf{a}_{AlInAs} < \mathbf{a}_{InAs}$).

Decrease of LO modes of Al – As vibrations in the spectra of the structures with embedded GaAs layers is due to the fact that at the decrease of thickness of InGaAs layer and, hence, mismatch of lattice parameters in the layers ($\mathbf{a}_{AlInAs} < \mathbf{a}_{InGaAs} < \mathbf{a}_{GaAs}$) AlInAs layer is subjected to rather high compression tensions.

Appearance of the fine structure for In – As mode in the structures with GaAs embedded layers occurs since GaAs monolayers result in stretching tensions in the layers of InGaAs thus leading to separation of AlGaAs alloys and localizing of the optic phonons in these alloys as it takes place in the case of superlattices [4].

Acknowledgments

The financial support of the RFFI (project № 06-02-96313-r_centr_a) is acknowledged.

[1] A. Madhukar et al. Appl. Phys. Lett., **64**, 2727 (1994).

[2] F. Hatami et al. Appl. Phys. Lett., **67**, 656 (1995).

[3] D. A. Vinokurov et al. Semiconductors, **35**, 235 (2001).

[4] U. Pusep et al. Pisma v GTEF, **52**, 9, (1991).

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОРРУГИРОВАННЫХ СВЕРХРЕШЁТОК GaAs/AlAs (311)

В.А. Володин[(a)], М.Д. Ефремов[(a)], В.В. Преображенский[(a)], Б.Р. Семягин[(a)], Н.Н. Леденцов[(b)], И.Р. Сошников[(b)], Д. Литвинов[(c)], А. Розенауэр[(c)], Д. Герцен[(c)]

(a) - Институт физики полупроводников СО РАН,

630090, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, Россия, volodin@isp.nsc.ru;

(b) - ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, Россия;

(c) - Laboratory of Electron Microscopy, University of Karlsruhe,

76128, Kaiserstrasse, 12, Germany.

Исследования сверхрешёток (СР) GaAs/AlAs, выращенных на периодически нано-фасетированных поверхностях, интересны для создания латеральных СР, содержащих массивы квантовых проволок (КП) с уникальными оптическими и транспортными свойствами [1]. Подобные структуры являются перспективными для создания лазеров с вертикальным резонатором и ИК-фотоприемников на межподзонном поглощении, регистрирующих излучение, падающее под углом, близким к нормали. Возможность формирования массива КП в СР GaAs/AlAs, выращиваемых на нано-фасетированной поверхности (311)A, впервые была продемонстрирована в работе [2].

Экспериментальные образцы были изготовлены с применением метода молекулярно-лучевой эпитаксии, температура роста - 550°C. На подложках с ориентацией (100), (311)A и (311)B выращивался буфер GaAs (0.1 мкм) и AlAs (0.2 мкм), затем СР GaAs/AlAs. Наличие нано-фасетирования поверхности (возникновение структурной реконструкции поверхности (8x1)) подтверждалось получаемыми *in-situ* данными по дифракции быстрых электронов. Эффективная толщина слоев AlAs для разных СР варьировалась от 1.7 нм (10 монослоев в направлении (311)) до 2.7 нм, а слоев GaAs – от 0.17 нм до 1.7 нм. Количество периодов в СР составляло от 100 до 400. Образцы были исследованы с применением методик спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ), пропускания и электронной микроскопии. Для исследования спектров пропускания методом селективного травления были изготовлены мембраны - удалена подложка до прозрачного AlAs–буфера. Для возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) применяли Ar^+ лазер (λ = 448 нм), а спектры ФЛ (с разрешением по поляризации, используя в качестве поляризатора призму Глана) регистрировали с применением спектрометра СДЛ-1 с фо-

тоумножителем ФЭУ-79 в качестве приемника. Были проведены исследования методом высокоразрешающей электронной микроскопии (ВРЭМ) на просвет.

На рисунке 1 приведены спектры пропускания СР $GaAs_6/AlAs_{10}$ (311)A для света, поляризованного вдоль и поперек направления КП. Спектры измерялись при комнатной температуре. Видно сильное различие в пропускании (а, следовательно, и в поглощении) света с различной поляризацией – дихроизм. Различие наиболее существенно в диапазоне фундаментального поглощения света. Данные по зависимости поглощения от поляризации света коррелируют с данными по поляризационной анизотропии фотолюминесценции (рисунок 2). Минимум в пропускании света, поляризованного вдоль направления роста КП – ($\bar{2}33$), совпадает с максимумом в сигнале ФЛ (рисунки 1 и 2). Сигнал ФЛ в данной поляризации примерно в 2.5 раза превышает сигнал ФЛ, поляризованный вдоль направления ($01\bar{1}$) – поперек квантовых проволок.

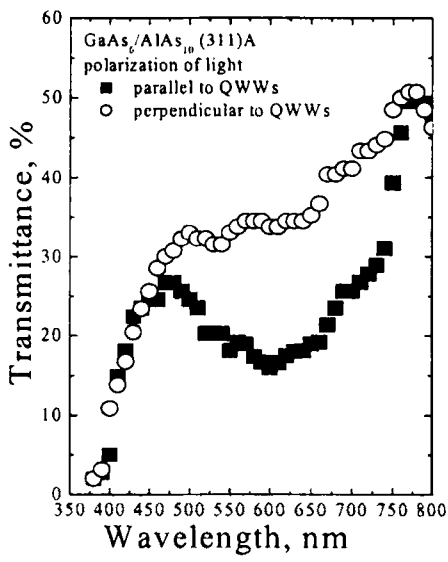


Рис.1. Спектры пропускания сверхрешетки $GaAs_6/AlAs_{10}$ (311)A, содержащей КП.

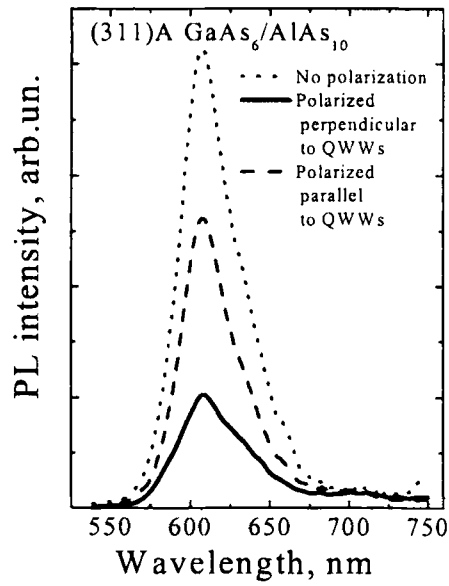


Рис.2. Спектры ФЛ сверхрешётки $GaAs_6/AlAs_{10}$ (311)A, содержащей КП.

Дихроизм пропускания и выделенная поляризация сигнала ФЛ, по-видимому, связаны с зависимостью вероятности оптических переходов от поляризации электромагнитной волны. Необходимо отметить, что спектры ФЛ регистрировались при комнатной температуре, возбуждающий свет от аргонового лазера был поляризован вдоль направления ($\bar{2}33$), плотность накачки составляла приблизительно 100 Вт/см^2. При

этом наблюдался довольно интенсивный сигнал ФЛ (видимый глазом) в жёлто-красном спектральном диапазоне. Максимум ФЛ соответствовал оранжевому излучению.

Наличие ярко выраженной структурной анизотропии в короткопериодных СР GaAs/AlAs (311)A было подтверждено ранее по данным комбинационного рассеяния света в этих структурах [3]. Прямые данные ВРЭМ также подтверждают наличие КП в сверхрешётках, выращенных в условиях нано-фасетирования поверхности (311)A (рисунок 3). Данные получены для образца, выращенного в тех же условиях, что и СР $GaAs_6/AlAs_{10}$ (311)A. В этой СР, содержащей КП, также наблюдалась поляризационная анизотропия сигнала ФЛ. По ВРЭМ данным, полученным способом *plan-view* на многослойных структурах, GaAs-AlAs КП были вытянуты вдоль направления фасеток - $(\bar{2}33)$, а хорошая латеральная периодичность в 3.2 нм свидетельствовала о строгой вертикальной корреляции AlAs и GaAs КП.

Было обнаружено сильное различие в спектрах ФЛ СР, выращенных в одном и том же процессе ("*side by side*"), но на различных подложках. Известно, что СР GaAs/AlAs с примерно равными толщинами слоев GaAs и AlAs, при толщинах слоев GaAs менее 3.5 нм являются сверхрешётками второго типа. Но, в нашем случае период и толщины слоев являются малыми, следовательно, барьеры как для электронов, так и для дырок являются туннельно-тонкими и они не являются строго локализованными в слоях либо GaAs, либо AlAs. Таким образом, КП не являются изолированными, а представляют собой туннельно-связанный массив. При этом дополнительная латеральная симметрия, приводящая к свертке зоны Бриллюэна, возникает не только вдоль направления роста - (311), но и вдоль направления, перпендикулярного нано-фасеткам – $(01\bar{1})$. По-видимому, свертка зоны Бриллюэна в двух направлениях приводит к перемешиванию электронных состояний из Г-, X- и L- долин, что приводит к более эффективной излучательной рекомбинации в данной структуре, по сравнению со СР, выращенными вдоль направлений (100) и (311)B. По-видимому, при комнатной температуре в спектрах ФЛ СР второго типа доминируют более высокоэнергетические) прямые (в реальном пространстве) переходы (рис. 4). При понижении температуры, начинают доминировать непрямые переходы. В спектрах ФЛ также начинает проявляться пик, который предположительно связан с рекомбинацией квази-одномерного экситона второго типа (рис. 3), энергия связи которого $E = \frac{e^2}{\varepsilon \cdot a}$. Оцененное таким образом значение $E =$

60 meV, хорошо совпадает с разницей положений пиков на рисунке 4 (спектр при T = 77K).

Таким образом, анизотропия оптических свойств (дихроизм пропускания света и поляризованный сигнал ФЛ) короткопериодных СР GaAs/AlAs, выращенных на нано-фасетированной поверхности (311)A, определяется их структурной анизотропией – наличием туннельно-связанных массивов квантовых проволок. Появление дополнительного пика в спектрах ФЛ, зарегистрированных при пониженной температуре, можно интерпретировать как проявление квази-одномерного экситона второго рода.

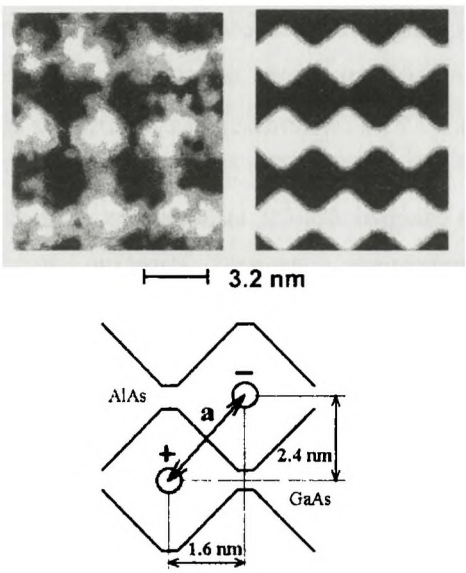


Рис.3. Вверху слева - ВРЭМ изображение (*cross section)* вдоль направления ($\bar{2}33$)), СР $GaAs_{10}/AlAs_{10}$ (311)A, выращенной в условиях нано-фасетирования поверхности, справа – изображение в случае идеально периодического массива КП. Обогащенные галлием участки выделены темным. Внизу – модель образования экситона второго типа.

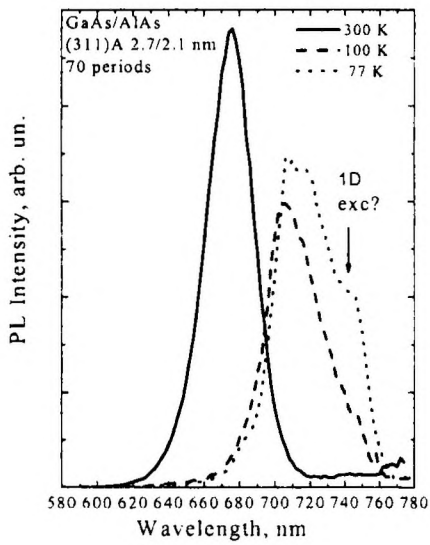


Рис.4. Спектры ФЛ СР $GaAs_{16}/AlAs_{12}$ (311)A, при различных температурах. Образец выращен в условиях нано-фасетирования поверхности.

1. N.N.Ledentsov, D.Litvinov, A.Rosenauer et. al. Journal of Electronic Materials, **30**, 464, (2001).
2. R. Nötzel, N.N. Ledentsov, L.A. Däweritz et al. Phys. Rev. Lett., **67** (1991) 3812.
3. В.А. Володин, М.Д. Ефремов, В.В. Преображенский и др. ФТП, **34**, 62, (2000).

ДЕЛОКАЛИЗАЦИЯ ФОНОН-ПЛАЗМОННЫХ МОД В СВЕРХРЕШЁТКАХ GaAs/AlAs С ТУННЕЛЬНО-ТОНКИМИ БАРЬЕРАМИ AlAs

В.А. Володин, М.Д. Ефремов, В.А. Сачков
Институт физики полупроводников СО РАН,
630090, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, Россия, volodin@isp.nsc.ru

Фонон-плазмонное взаимодействие в объёмных полупроводниках и полупроводниковых сверхрешётках (СР) вызывают фундаментальный интерес [1]. Ранее были рассчитаны дисперсии 2D-плазмонов в одиночной квантовой яме [2] и в периодических массивах 2D–слоёв электронного газа [3]. Экспериментальные работы по исследованию фонон-плазмонного взаимодействия методом спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) были выполнены для гетероструктур GaAs-(AlGa)As с одиночными квантовыми ямами и для достаточно толстых СР с толщиной AlAs–барьеров 250 ангстрем и выше [4]. Интересным представляется исследование фонон-плазмонного взаимодействия в СР GaAs/AlAs при переходе от отдельных (связанных только кулоновским взаимодействием) периодических слоёв 2D электронного газа к туннельно-связанным слоям, чему и посвящена данная работа.

Набор СР GaAs/AlAs был изготовлен с применением метода молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs с ориентацией (001). Некоторые СР были однородно легированы кремнием с концентрацией $2.5 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$, что, по оценкам, при комнатной температуре даёт объёмную концентрацию электронов $2 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$. Фононы и фонон-плазмонных моды исследовались с помощью спектроскопии КРС.

На рисунке 1 представлены спектры КРС нелегированной и легированной СР $GaAs_{17}/AlAs_{17}$ (50 периодов, толщина дана в монослоях). В поляризационной геометрии $Z(XY)\bar{Z}$ видны нечётные локализованные оптические моды. Оси X, Y и Z соответствуют кристаллографическим направлениям [100], [010] и [001] соответственно. Пик рассеяния на локализованных продольных оптических (LO) фононных модах имеет частоту 291 см$^{-1}$, что весьма близко к частоте LO–фонона в объёмном GaAs. Видно, что легирование не приводит к заметному изменению спектра КРС, пики в легированной СР лишь немного сдвинуты в сторону меньших частот.

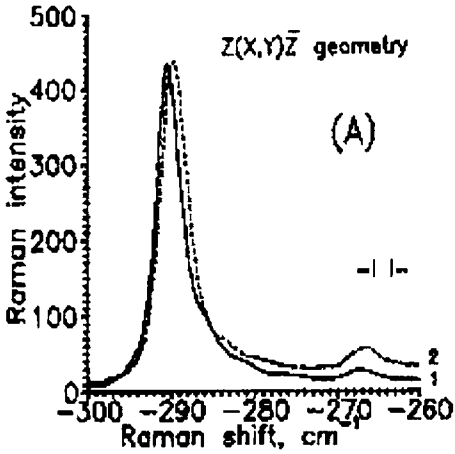


Рис.1. Спектры КРС нелегированной (непрерывная линия) и легированной (штриховая линия) $GaAs_{17}/AlAs_{17}$ СР (оптический диапазон).

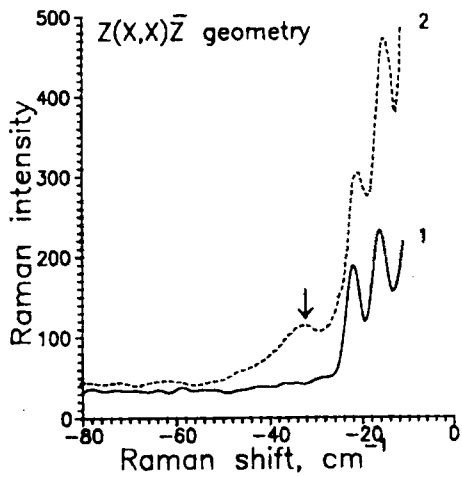


Рис.2. Спектры КРС нелегированной (непрерывная линия) и легированной (штриховая линия) $GaAs_{17}/AlAs_{17}$ СР (акустический диапазон). Стрелкой показана рассчитанная частота 2D–плазмона.

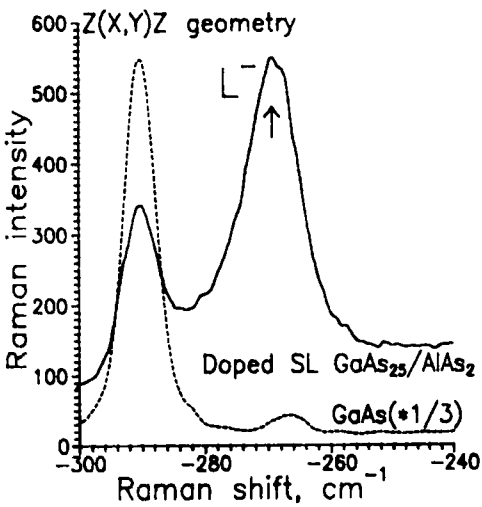


Рис.3. Спектры КРС легированной (непрерывная линия) $GaAs_{25}/AlAs_2$ СР и объемного GaAs (штриховая линия).

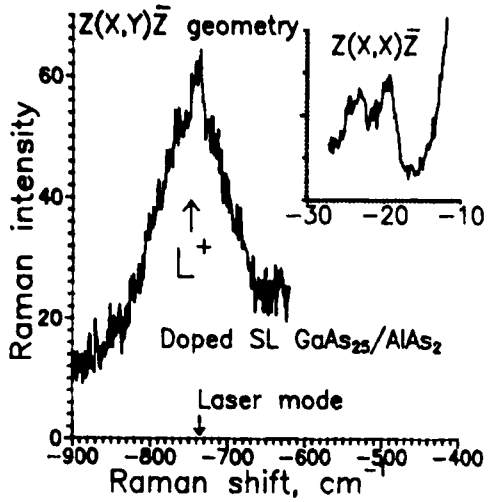


Рис.4. Спектр КРС легированной $GaAs_{25}/AlAs_2$ СР в диапазоне частот L+ моды. На вставке – спектр того же образца в акустической области.

На рисунке 2 представлены спектры КРС тех же СР в акустической области частот. В спектрах виден дублет вследствие рассеяния на свёрнутых продольных акустических (LA) модах. Явление свертки акустических фононов в СР изучено достаточно хорошо, положение дублета соответствует рассчитанному значению. В спектрах леги-

рованной СР, помимо некоторого сдвига дублета в область меньших частот, ясно наблюдается пик с положением примерно 33 $см^{-1}$. Рассчитаем частоту 2D–плазмона, используя результаты работы [3]:

$$\omega_{2Dplasm} = k_{II}\left(\frac{2\pi \cdot N_S \cdot e^2}{\varepsilon_M \cdot m^*} \cdot \frac{d}{1-\cos(k_\perp d)}\right)^{1/2},$$

здесь ε_M – эффективная диэлектрическая проницаемость среды, *Ns* - поверхностная концентрация электронного газа, d – период СР, $k_\perp$ - компонента волнового вектора, перпендикулярная СР, k_{II} - компонента волнового вектора, параллельная плоскости 2D электронного газа. Таким образом, для обнаружения 2D-плазмона необходима геометрия рассеяния, при которой фотон передаёт часть импульса параллельно СР. Была применена геометрия рассеяния, в котором угол между волновыми векторами падающего и рассеянного фотонов составлял 90°. Если угол падения равен θ, передаваемый в плоскости СР волновой вектор равен $k_{II} = \frac{2\pi}{\lambda}(\sin\theta - \cos\theta)$. В нашем случае для длины волны 488 нм и угла падения 68° данная компонента волнового вектора составляет $7.1 \cdot 10^4$ $см^{-1}$. $k_\perp = \frac{2 \cdot 2\pi \cdot n}{\lambda} \cdot \cos\theta'$, где n – показатель преломления СР, θ' – угол преломления. Так как показатель преломления СР довольно большой (около 4), угол преломления мал и перпендикулярная составляющая волнового вектора равна 10^6 $см^{-1}$. Тогда, рассчитанная частота 2D-плазмона составляет 35 $см^{-1}$, что соответствует экспериментально наблюдаемому значению. Наблюдаемое смещение LA1 дублета в легированной СР может быть вследствие взаимодействия свёрнутых LA–фононов с 2D–плазмонами. Плазмоны экранируют кулоновское взаимодействие катионов и анионов, изменяя частоту колебаний. Подобное явление не наблюдалось ранее, так как исследовались СР с периодом, примерно на порядок большим [4], и, соответственно, свёрнутые моды не могли быть разрешены.

Рассмотрим СР с ультратонкими AlAs–барьерами, в которых эффекты туннелирования электронов играют определяющую роль. Была исследована СР $GaAs_{25}/AlAs_2$ (50 периодов), легированная кремнием. Спектр КРС данной СР в области частот оптических колебаний GaAs представлен на рисунке 3. Для сравнения также приведён спектр объёмного полуизолирующего GaAs. В спектре легированной СР видна интенсивная

фонон-плазмонная L^- мода. Пик с максимумом в районе 290 $см^{-1}$, по-видимому, обусловлен вкладом от нелегированного защитного слоя GaAs. Данная СР была также исследована в области частот L^+ моды (рис. 4). Обнаружен широкий пик с максимумом примерно 750 $см^{-1}$. Если предположить, что электронный спектр СР близок к объёмному, то оцененная концентрация электронов должна составлять $4\text{-}4.5\cdot10^{18}$ $см^{-3}$. Для более точной оценки необходим расчёт с учётом неравенства нулю волнового вектора, непараболичности долин, реального электронного спектра, влияния оптических фононов, локализованных в слоях AlAs. Чтобы убедиться в том, что исследованная структура представляла СР с хорошей периодичностью, был зарегистрирован спектр КРС в акустической области (вставка к рисунку 4). На спектре виден дублет от свёрнутой моды первого порядка – LA1, положение которого совпадает с рассчитанным. При этом ранее нами было показано, что для эффективной локализации оптических фононов в слоях GaAs нелегированных СР достаточно барьера AlAs в 2 монослоя [5].

Итак, в легированной $GaAs_{17}/AlAs_{17}$ (001) СР с применением методики КРС обнаружен 2D–плазмон. Экспериментально обнаруженный сдвиг дублета свёрнутых продольных акустических фононов в данной СР может быть проявлением взаимодействия акустических фононов с 2D–плазмоном. Экспериментально исследован эффект делокализации фонон-плазмонных мод в легированных GaAs/AlAs (001) СР при утонении барьеров AlAs.

1. *Light Scattering in Solids V. Superlattices and Other Microstructures*, edited by Cardona M and Günterodt G, Springer-Verlag, Berlin (1989).

2. F. Stern, Phys. Rev. Lett., **18,** 546 (1967).

3. S. Das Sarma, J.J. Quinn. Phys. Rev. B, **25,** 7603 (1982).

4. Diego Olego, A. Pinczuk, A.C. Gossard and W. Wiegmann. Phys. Rev. B, **26,** 7867 (1982).

5. V.A. Volodin, M.D. Efremov, V.A. Sachkov. *Phonon-plasmon coupling modes in tunneling thin GaAs/AlAs (311) and (001) SLs: Raman studies and modeling*. Nova Science Publishers Inc., New York, to be published in 2006.

МЕЖДОЛИННОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ФОНОНАХ В УЛЬТРАТОНКИХ СВЕРХРЕШЕТКАХ $(AlAs)_n(GaAs)_m$

С.Н. Гриняев, Л.Н. Никитина, В.Г. Тютерев
Томский госуниверситет, Томск, Россия

На основе метода псевдопотенциала и феноменологической модели сил связи изучено рассеяние электронов на фононах между нижними долинами зоны проводимости в сверхрешетках $(AlAs)_n(GaAs)_m$.

Интенсивность междолинного рассеяния электронов из начального состояния μk (μ- номер зоны, k- волновой вектор) в конечное состояние μ'k' определяется деформационными потенциалами:

$$\left|D^s_{\mu k,\mu' k'}\right|^2 = \left|\sum_{i,\alpha}\left(\frac{M}{m_i}\right)^{1/2}\left(e^\alpha_i(s,k-k')\cdot d^\alpha_i(\mu k,\mu' k')\right)\right|^2,$$

где m_i и M – массы i-го иона и элементарной ячейки, $e^\alpha_i(s,k)$- компоненты вектора поляризации (s - номер фононной ветви, α = x,y,z), d- электронные константы, равные матричным элементам градиента атомного потенциала в блоховских функциях начального и конечного состояний.

За счет эффектов размерного квантования в сверхрешетках происходит существенная перестройка электронного и фононного спектров, по сравнению с бинарными кристаллами увеличивается число фононных ветвей и конкурирующих долин в зоне проводимости. Поэтому рассеяние электронов на фононах в сверхрешетках имеет сложный, многоканальный характер с рядом специфических особенностей, связанных с гибридизацией сфалеритных состояний компонент.

В настоящей работе рассмотрено электрон-фононное взаимодействие в ультратонких сверхрешетках (n,m=1,2,3), в которых эффекты размерного квантования наиболее выражены. Метод расчета электронных и фононных состояний описан в [1].

На рис.1 приведена схема уровней в нижней зоне проводимости сверхрешеток $(AlAs)_1(GaAs)_3$, $(AlAs)_2(GaAs)_2$ и $(AlAs)_3(GaAs)_1$ и бинарных кристаллов GaAs и AlAs, энергии отсчитаны относительно дна зоны проводимости GaAs (Γ_1). Использованы обозначения неприводимых представлений из [2]. Сфалеритные состояния сворачиваются в тетрагональную зону Бриллюэна: точке Γ сверхрешеток эквивалентны сфале-

ритные точки Γ(0,0,0), X(0,0,1), Δ(0,0,½); точке X(1/2,1/2,0) сверхрешеток эквивалентны точки L(1/2,1/2,1/2), Σ(1/2,1/2,0); точке M(1,0,0) сверхрешеток эквивалентны точки $\underline{X}$(1,0,0), $\underline{X}$(0,1,0). Подчеркнуты сфалеритные точки, координаты волновых векторов даны в единицах $2\pi/a_0$ (a_0- постоянная решетки).

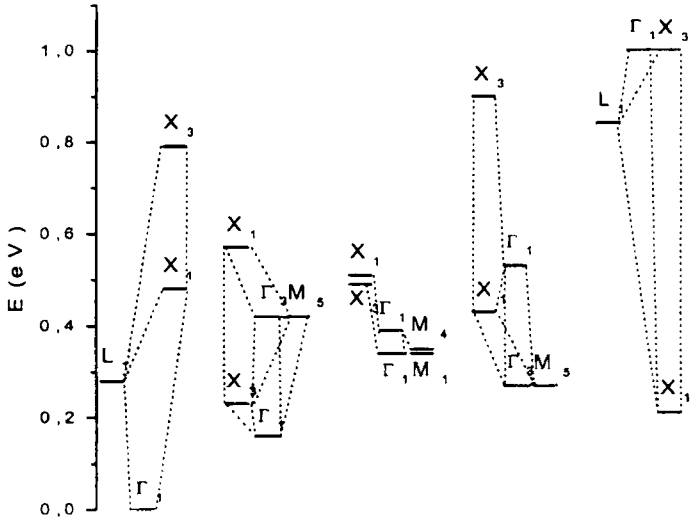


Рис. 1. Схема уровней в нижних зонах проводимости GaAs, AlAs и сверхрешеток

Электронные состояния сверхрешеток формируются в результате гибридизации сфалеритных состояний. Характер гибридизации определяется некубическими компонентами потенциалов сверхрешеток. Особенно заметные изменения происходят для тех сфалеритных состояний, которые испытывают наибольшие разрывы на гетерограницах. Сверхрешетки $(AlAs)_2(GaAs)_2$ и $(AlAs)_3(GaAs)_1$ являются псевдопрямозонными- края их зон проводимости расположены в точке Γ и происходят из сфалеритных $\underline{X}$–состояний. Для анализа волновых функций сверхрешеток был проведен расчет электронной структуры твердых растворов в приближении виртуального кристалла (ВК). Он показал, что:

а) в сверхрешетке $(AlAs)_1(GaAs)_3$ состояние нижней зоны проводимости Γ_1 на 90% состоит из состояния $\underline{\Gamma}_1$ твердого раствора $(AlAs)_{0.25}(GaAs)_{0.75}$; состояние Γ_3 на 99% состоит из состояния $\underline{X}_3$ ВК; состояние M_5 на 99% состоит из состояния $\underline{X}_3$ ВК; состояния X_1 и X_3 на 99% состоят из состояний $\underline{L}_1$ ВК;

б) в сверхрешетке $(AlAs)_2(GaAs)_2$ состояние нижней зоны проводимости Γ_1 на 97% состоит из состояния $\underline{X}_1$ твердого раствора $(AlAs)_{0.5}(GaAs)_{0.5}$; состояние Γ_1 на 84%

состоит из состояния $\underline{\Gamma}_1$ ВК; состояние M_5 на 100% состоит из состояния $\underline{X}_3$ ВК; состояния X_1 и X_3 на 96% состоят из состояний $\underline{L}_1$ ВК;

в) в сверхрешетке $(AlAs)_3(GaAs)_1$ состояние нижней зоны проводимости Γ_3 на 99% состоит из состояния $\underline{X}_1$ твердого раствора $(AlAs)_{0.75}(GaAs)_{0.25}$; состояние Γ_1 на 63% состоит из состояния $\underline{\Gamma}_1$ ВК; состояние M_5 на 95% состоит из состояния $\underline{X}_3$ ВК; состояния X_1 и X_3 на 97% состоят из состояний $\underline{L}_1$ ВК.

Эти результаты согласуются с представлением о формировании состояний в квантовых ямах GaAs в рамках метода эффективной массы. Средние значения энергий уровней X_1 и X_3 в сверхрешетках и энергии состояний $\underline{L}_1$ в GaAs, AlAs меняются почти линейно в зависимости от доли Al. То же самое имеет место для сверхрешеточных состояний (M_5, M_1, M_4) и (Γ_1, Γ_3), генетически связанных с состояниями в бинарных компонентах ($\underline{X}_1$) ($\underline{\Gamma}_1$) соответственно. Уровни $\Gamma_1^{(2)}$, M_1, M_4, Γ_3, M_5 имеют близкие энергии, поскольку они на ≈98% происходят из сфалеритных $\underline{X}$–состояний.

Фононные спектры сверхрешеток содержат 24 ветви колебаний; в области оптических частот выделяются полосы, относящиеся к колебаниям отдельных связей Ga-As и Al-As. Эти полосы отделены щелями друг от друга и от акустической части спектра. Верхняя граница фононного спектра повышается с увеличением доли более легких атомов Al в сверхрешетках.

Каналы рассеяния электронов в нижних зонах проводимости сверхрешеток соответствуют Г-X, Г-L, X-X, L-L, X-L каналам в бинарных кристаллах. Для выявления их особенностей было проведено сравнение с результатами расчета для бинарных кристаллов. Для этого сверхрешеточные деформационные потенциалы для переходов, происходящих между одними и теми же зонами были объединены в эффективные константы с участием всех фононов как если бы у них были одинаковые частоты (табл.1).Как видно из таблицы, смешивание состояний из сфалеритных L–долин играет в междолинном рассеянии сверхрешетки более существенную роль, чем Г-X смешивание, поскольку переходы Γ_1-X_3, являющиеся аналогами сфалеритных Г-L переходов, имеют большую интенсивность, чем аналоги Г-X переходов (Γ_1-M_5, Γ_1-Γ_3). Наибольшая константа X-X в бинарных соединениях осталась таковой и в сверхрешетках, причем она растет с долей Al. Подобное увеличение констант наблюдается и для сверхрешеточных переходов X-X, являющихся аналогами Г-L рассеяния в бинарных соединениях. Переходы $\Gamma_1^{(1)}$-$\Gamma_1^{(2)}$ и Γ_1-Γ_3 происходят между состояниями с одним и тем же значением волнового вектора, в них участвуют длинноволновые оптические колебания с симметрией Γ_1, которым в структуре сфалерита отвечает коротковолновый X-фонон.

Табл. 1. Потенциалы междолинного рассеяния электронов в GaAs, AlAs
и эффективные потенциалы в сверхрешетках $(AlAs)_1(GaAs)_3$, $(AlAs)_2(GaAs)_2$,$(AlAs)_3(GaAs)_1$ (эВ)

Переходы в бинарных кристаллах	Симметрия фононов	$\lvert D^s_{nk,n\,k}\rvert$		Переходы в сверхрешетках	$\lvert D^s_{nk,n\,k}\rvert$ $(AlAs)_1(GaAs)_3$	$\lvert D^s_{nk,n\,k}\rvert$ $(AlAs)_2(GaAs)_2$	$\lvert D^s_{nk,n\,k}\rvert$ $(AlAs)_3(GaAs)_1$
		GaAs	AlAs				
Γ_1-$\underline{X}_1$	$\underline{X}_1$(LO)	4.91	5.58	Γ_1, $\Gamma_1^{(2)}$-M_5,M_1,M_4	5.35	5.97	5.56
				Γ_1-Γ_3,$\Gamma_1^{(2)}$	5.12	5.15	5.16
$\underline{X}_1$-$\underline{X}_1$	$\underline{X}_1$(LO)	7.31	9.64	$\Gamma_1^{(1)}$, Γ_3 -M_5,M_1,M_4	8.25	8.80	9.40
Γ_1-$\underline{L}_1$	$\underline{L}_1$(LA+LO)	4.02	4.83	Γ_1, $\Gamma_1^{(2)}$-X_3, X_1	4.51	4.75	5.28
$\underline{L}_1$-$\underline{L}_1$	$\underline{X}_1$(LO)	0.77	0.39	$\underline{X}_3$-X_3	0.73	1.08	2.38
				X_1-X_1	1.21	0.92	1.77
				X_1-X_3	0.90	1.21	1.07
				X_3-X_1	2.92	1.21	1.07
$\underline{X}_1$-$\underline{L}_1$	$\underline{L}_1$(LA+LO) + $\underline{L}_3$(TO+TA)	4.07	4.00	X_1-M_5,M_1,M_4	$3.85\sqrt{2}$	$5.83\sqrt{2}$	$4.16\sqrt{2}$
				X_3-M_5,M_1,M_4	$4.33\sqrt{2}$	$6.01\sqrt{2}$	$3.93\sqrt{2}$
				Γ_3, $\Gamma_1^{(1)}$-X_1	3.82	5.58	4.55
				Γ_3, $\Gamma_1^{(1)}$-X_3	4.53	5.42	3.84

300

В ряду сверхрешеток в основном наблюдается монотонная и почти линейная зависимость величин констант междолинного рассеяния от доли Al.

Полученные результаты показывают, что прямозонная сверхрешетка $(AlAs)_1(GaAs)_3$ представляет интерес в качестве материала для создания низкополевых диодов Ганна. В сверхрешетках $(AlAs)_2(GaAs)_2$ и $(AlAs)_3(GaAs)_1$ с интенсивными междолинными переходами Γ_1-M_1, Γ_1-M_4, Γ_3-M_5 следует ожидать усиления оптического псевдопрямозонного поглощения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 06-02-16627-а.

1. Л.Н. Никитина, С.Н. Гриняев, В.Г. Тютерев. Междолинное рассеяние электронов на фононах в сверхрешетке $(AlAs)_1(GaAs)_3$ // ФТТ, **48** (1), 120 (2006).

2. О.В. Ковалев. Неприводимые и индуцированные представления и копредставления федоровских групп. Наука, М. (1986).

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ БРЭГГОВСКОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ КВАНТОВЫХ ЯМ GaAs ВБЛИЗИ ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОННОГО РЕЗОНАНСА

В.В. Чалдышев[a], А.С. Школьник[a], В.П. Евтихиев[a], T. Holden[b]

(a) Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия,

e-mail: chald.gvg@mail.ioffe.ru;

(b) Brooklyn College of the City University of New York, USA

Взаимодействие электромагнитных волн и экситонных возбуждений в полупроводнике приводит к образованию экситонных поляритонов и резонансному изменению оптических свойств среды. Для такого резонанса особый интерес представляет периодическая структура с квантовыми ямами, такими что длина волны, отвечающая основному состоянию экситона в квантовых ямах $\lambda_{ex} = (h\ c)\ /\ (E_{ex}\ n)$, удовлетворяет брэгговскому условию интерференции электромагнитных волн: $\lambda_{ex} = 2\ d$, где d – период структуры, E_{ex} – энергия основного состояния экситона, n – коэффициент преломления среды, h – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме. Теоретический анализ, впервые выполненный в работе [1], показал, что в такой структуре оптически активной является только одна поляритонная мода, сила осциллятора которой увеличивается пропорционально числу квантовых ям. В последующих теоретических работах [3-9] был проведен расчет оптических свойств таких структур с учетом таких факторов, как нерадиационная диссипация энергии, отклонение параметров структуры от точного брэгговского условия, наличия ям с различными ширинами и пр.

В данной работе в диапазоне энергий фотонов от 1 до 2 эВ проведены исследования оптического отражения и электроотражения от слоев GaAlAs с периодически расположенными на расстояниях, близких к брэгговскому, квантовыми ямами GaAs различной ширины.

Исследованные структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке ЦНА-13. Эпитаксиальный слой AlGaAs был выполнен в виде короткопериодной сверхрешетки GaAs-AlAs. Толщина слоев GaAs в этой сверхрешетке составляла 3 монослоя, а толщина слоев AlAs – 7 монослоев, что с точки зрения оптических свойств в ближнем инфракрасном диапазоне эффективно соответствовало

твердому раствору $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. В массиве короткопериодной сверхрешетки AlGaAs были сформирована система периодически расположенных квантовых ям GaAs. Из общего числа 36 ям ширина четырех была 20 нм, а остальных 32 ям - 15 нм. Расстояние между центрами ям (период структуры) составляло 119 нм.

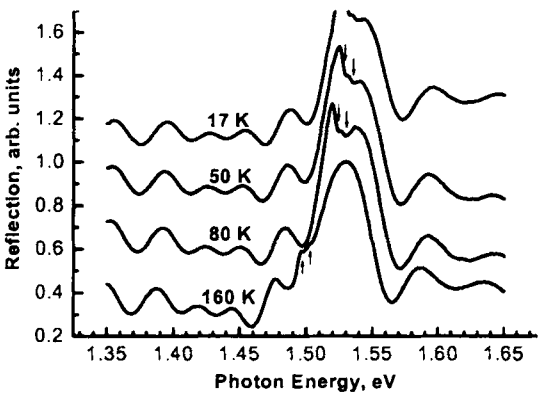


Рис.1 Спектры оптического отражения от слоя AlGaAs с периодически встроенными квантовыми ямами GaAs, записанные при разных температурах. Угол падения света 43°, *s*-поляризация. Стрелками показаны спектральные особенности, связанные с взаимодействием света с экситонными состояниями в квантовых ямах. Температура измерения указана вблизи соответствующих кривых. Для удобства спектры смещены друг относительно друга по вертикальной оси.

Измерения спектров оптического отражения и бесконтактного электроотражения проводились в диапазоне температур от 10 до 300 К при s- и p- поляризациях и различных углах падения света. Соответствующие спектры, записанные при различных температурах для s-поляризации и угла падения 43°, представлены на рис. 1 и 2.

Спектры оптического отражения структур с периодически расположенными квантовыми ямами (рис.1) являются комплексными, поскольку формируются в результате комбинации нескольких вкладов, наиболее важными из которых являются: (1) преломление и отражение от границы вакуум-среда; (2) интерференция, обусловленная периодической модуляцией коэффициента преломления, имеющего различную величину для материалов ям и барьеров; (3) резонансное рассеяние и частичное поглощение света в результате взаимодействия с экситонами в области поляритонного резонанса.

Во всем диапазоне спектра на рис.1 видна интерференционная картина, обусловленная интерференцией света из-за периодического изменения диэлектрической проницаемости среды. Главный пик интерференционного отражения (фотонная запрещенная зона) расположен при энергии фотонов $E_{ph} \approx 1.54$ эВ. Данные, представленные на рис. 2, дают эффективное значение диэлектрической функции $\varepsilon = 11.9$, что соответствует показателю преломления $n = 3.45$. Эта величина близка к значению показателя преломления твердого раствора AlGaAs с содержанием алюминия 30%. При изменении температуры в диапазоне 10-300 К интерференционная картина

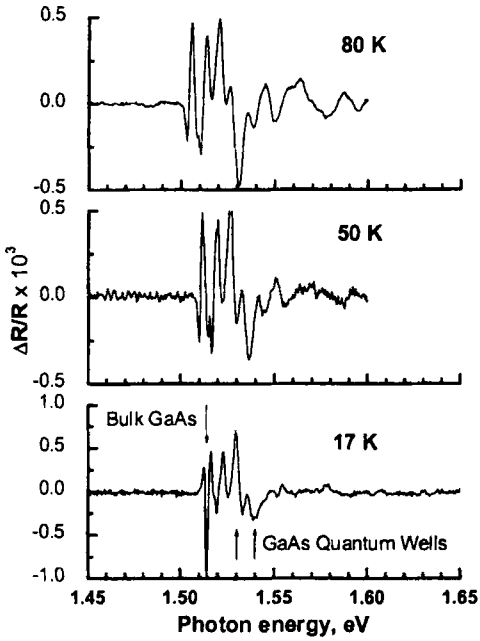


Рис.2 Спектры бесконтактного электроотражения от слоя AlGaAs с периодически встроенными квантовыми ямами GaAs, записанные при температурах 17, 50 и 80 К. Угол падения света 43°, *s*-поляризация. Стрелками показаны спектральные особенности, связанные с взаимодействием света с экситонными состояниями в квантовых ямах, а также с экситонами в подложке GaAs.

изменяется незначительно в соответствии со слабой температурной зависимостью показателя преломления. Существенно более сильные изменения положения интерференционных пиков происходит при изменении угла падения света. Соответствующие экспериментальные данные приведены в [2]. Измеренные сдвиги λ_{Br} хорошо описываются формулой Брэгга.

На главном пике интерференционного отражения видны особенности, отмеченные на рис.1 стрелками. В отличие от интерференционных пиков и провалов, положение отмеченных особенностей не зависело от угла падения света [2], но заметно изменялось при повышении температуры, особенно при $T > 80$ К (см., рис.1). Энергетическое положение пиков соответствовало энергии основного состояния экситонов в квантовых ямах GaAs шириной 15 и 20 нм с барьерами $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$.

Хотя два нерезонансных вклада имеют зависимости от температуры, угла падения и поляризации, отличающиеся от третьего - резонансного, отделение этих вкладов от резонансного экситон-поляритонного эффекта в спектрах отражения представляет собой непростую задачу, поскольку явления интерференции и взаимодействия света со средой не являются аддитивными и существенным образом зависят от фазы электромагнитной волны.

Для решения этой проблемы мы использовали подход, основанный на модуляционной методике бесконтактного электроотражения (БЭО) [3]. При этом образец помещался между двумя электродами, на которые подавалось высокое напряжение (330-500 В) частотой 200 Гц. Кремниевым детектором одновременно измерялась модулированная и постоянная составляющие отраженного

монохроматического светового потока. Спектры БЭО при различных температурах представлены на рис. 2. и были получены в условиях, полностью идентичных тем, что использовались для измерения обычных спектров отражения, представленных на рис.1.

Из рис. 2 видно, что в спектрах БЭО не проявляется заметным образом интерференционная картина, характерная для обычных спектров отражения (рис.2). Причина этого состоит в том, что диэлектрические функции GaAs, AlAs и AlGaAs слабо зависят от электрического поля в диапазоне энергий ниже края фундаментального поглощения. Основной сигнал БЭО наблюдается при энергиях фотонов 1.50 – 1.55 эВ, то есть в области энергий, соответствующих основному состоянию экситонов в квантовых ямах и объемном GaAs. Энергетическое положение соответствующих особенностей отмечено на рис. 2 стрелками. Сигнал при более высоких энергиях возможно связан с осцилляциями Франца-Келдыша [3]. Для определения параметров экситонных состояний был проведен численный анализ спектров БЭО. Результаты анализа хорошо согласуется с квантово-механическими расчетами для ям GaAs, шириной 15 и 20 нм, окруженных барьерами $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$.

Таким образом, исследование оптических свойств брэгговской периодической системы квантовых ям GaAs вблизи экситон-поляритонного резонанса показали наличие трех различных вкладов, разделение которых оказалось возможным на основе бесконтактного измерения спектров оптического электроотражения. Применение такой методики позволяет определить параметры экситонных состояний в квантовых ямах.

Авторы благодарны Е.Л. Ивченко и А.Н. Поддубному за полезные обсуждения.

Работа поддержана программами РАН и Российским фондом фундаментальных исследований, грант 05-02-17778.

1. Е.Л. Ивченко, А.И. Несвижский, С. Йорда. ФТТ, **36**, 2118 (1994).
2. V.P. Evtikhiev, A.B. Pevtsov, A.V. Sel'kin, A.S. Shkolnik, E.L. Ivchenko, V.V. Chaldyshev, L.I. Deych, A.A. Lisyansky, D.R. Yakovlev, M. Bayer. 13th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology, St. Petersburg, Russia, June 2005.
3. F.H. Pollak, *Modulation Spectroscopy of Quantum Wells and Superlattices*, in: *Properties of III-V Quantum Wells and Superlattices: EMI Data Reviews Series* , edited by P. Bhattacharya (INSPEC, London, 1996).

ЭЛЕКТРОННЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ СВЕРХРЕШЕТОК GaAs/AlAs(001) В РАМКАХ МОДЕЛЕЙ С РЕЗКОЙ И ПЛАВНОЙ ГРАНИЦАМИ

Г.Ф. Караваев, С.Н. Гриняев

Сибирский физико-технический институт им В.Д. Кузнецова,

634050, пл. Новособорная, 1, Томск, Россия, e-mail: karavaev@elefot.tsu.ru

Исследования сверхрешеток (SL) GaAs/AlAs (001) привлекают большое внимание из-за их практической важности и в качестве модельных объектов при разработке различных методов описания свойств SL. Многие особенности этих и других SL были выяснены довольно давно и нашли свое отражение в ряде книг и обзорных статей. Для оптических применений важное значение имеет положение и происхождение минимума зоны проводимости SL и пространственная локализация соответствующей волновой функции. В экспериментах найдено, что Г-Х конверсия минимума (переход между SL I и II типа) зоны проводимости короткопериодических SL $(GaAs)_m(AlAs)_n$ происходит для n = m в интервале n ≈ 10-14 [1-5]. Имеется и значительное количество теоретических расчетов электронного спектра SL. Метод сильной связи, метод псевдопотенциала, метод огибающих функций дают результаты, зависящие от выбора параметров теории. Одним из важнейших является выбор приближения для описания изменения потенциала при переходе через гетерограницу. Широко применяется приближение резкой границы, когда потенциал скачком меняется от одного объемного значения к другому. При этом выбор положения плоскости, на которой потенциал терпит разрыв, в общем случае достаточно произволен. Очевидно, что такое приближение будет приводить к неточностям при рассмотрении короткопериодических SL, в которых следует учитывать точное плавное изменение потенциала вблизи гетерограницы. Настоящая работа посвящена сравнительному анализу применения приближений плавной и резкой границы к исследованию SL.

Широкое распространение в теории гетероструктур получил метод огибающих функций, которые предполагаются плавными функциями на расстояниях порядка постоянной решетки объемных материалов. Часто квантовые уравнения, справедливые в случае малых и плавных возмущающих потенциалов, распространяются и на интерфейсную область, где они не могут быть оправданы. Поэтому представляет интерес такое описание, которое основано на точном анализе квантового поведения электронов вблизи интерфейса с последующим построением упрощенных моделей, удобных для

проведения больших по объему вычислений. Подобный подход впервые был реализован в [6] в приближении резкой границы. Мы выполнили аналогичные исследования для структуры GaAs/AlAs(001) с плавной и резкой границами, приняв в качестве приближения "плавной" границы ее сверхрешеточную модель [7]. В ней потенциал вблизи интерфейса заменяется потенциалом фрагмента SL $(GaAs)_2(AlAs)_2(001)$, равного половине ее периода. В этом случае разрывы потенциала переносятся в область, где они на порядок меньше разрыва потенциала в приближении резкой границы. Теперь изучаемую структуру можно рассматривать как трехслойную (GaAs,/SL/AlAs), в которой один из слоев (SL) имеет толщину двух монослоев. Выполнив псевдопотенциальные расчеты и построив две упрощенные модели для описания электронных состояний, связанных с Γ_1 и X_{1Z}, X_{3Z} долинами объемных кристаллов, мы рассмотрели туннелирование электронов через один барьер и через двухбарьерную структуру. Было выяснено, что модель «плавной» границы, пригодная в интервале энергий электронов не выше 0.5 эВ над дном зоны проводимости GaAs, приводит к результатам, лучше согласующимся с точными псевдопотенциальными расчетами, чем модель резкой границы. Однако различие не слишком велико, так что модель резкой границы можно считать оправданной для структур с толстыми слоями и для состояний с малой степенью локализации вблизи интерфейса. Ниже мы представляем результаты расчетов в рамках метода псевдопотенциала и в рамках приближенных моделей «плавной» и резкой границ электронных состояний SL $(GaAs)_m(AlAs)_n(001)$. При этом мы не ограничиваемся расчетом энергий в центре зоны Бриллюэна SL, а анализируем их дисперсию в направлении оси (001). На основе расчетов спектра и волновых функций сделаны выводы о роли плавного потенциала в формировании электронных состояний изученных SL. Отметим также, что наши модели по форме совпадают с получаемыми в приближении огибающих функций, однако требование плавности их изменения здесь не используется. Тем не менее, мы называем эти функции $F^{(s)}$ огибающими, поскольку они являются множителями при блоховских функциях в выражении для полной волновой функции

$$\Psi^{(s)} = F_{X1}{}^{(s)} | X_1^{(s)} > + F_\Gamma^{(s)} | \Gamma_1^{(s)} > + F_{X3}{}^{(s)} | X_3^{(s)} > + \chi^{(s)}.$$

Здесь функция $\chi^{(s)}$ представляет вклад других зон, значок s нумерует слой материала в гетероструктуре. Для огибающих функций соседних слоев мы нашли условия сшивания, опираясь на псевдопотенциальные расчеты. Внутри каждого слоя огибающие функции удовлетворяют уравнениям соответствующих kp-моделей, которые в случае GaAs и AlAs состоят из двух систем уравнений для Γ – и для X – долин, а в случае SL

$(GaAs)_2(AlAs)_2$ – из одной системы шести уравнений, в которой, кроме аналогов 4-х состояний, точно учитываемых в kp-моделях для GaAs и AlAs, учтены еще два состояния с линии Δ зоны Бриллюэна сфалерита.

Пусть a – постоянная решетки GaAs и AlAs. Тогда в SL $(GaAs)_m(AlAs)_n(001)$ слои GaAs имеют толщину $ma/2$, а слои AlAs – толщину $na/2$. В случае четной суммы m+n SL периодична вдоль оси z (001) с периодом $(m+n)a/2$, а в случае нечетной суммы m+n периодом решетки является вектор $(1,0,m+n)a/2$. Теорема Блоха для SL в случае волнового вектора $(0,0,Q/a)$, направленного вдоль оси z, приводит к условиям на огибающие функции

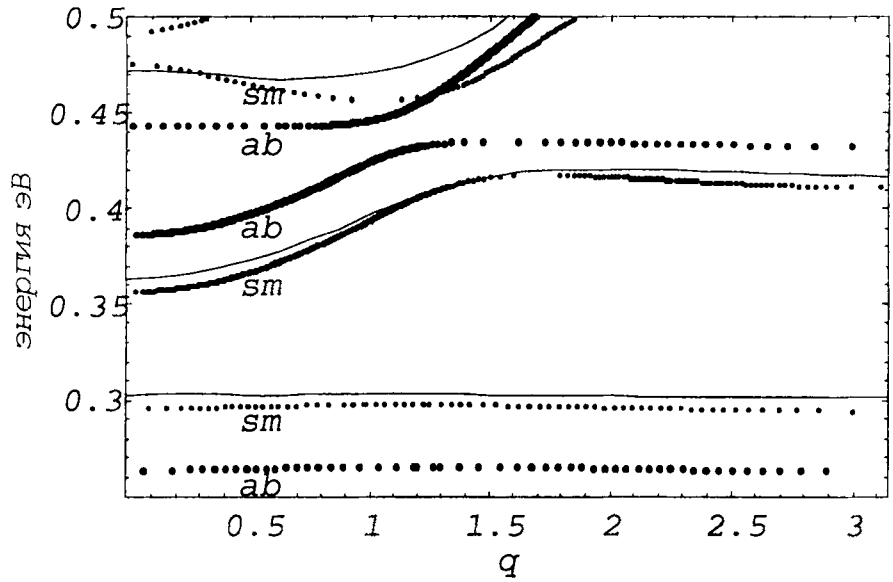
$$F_{Xj}^{(1)}(z_1 - z) = F_{Xj}^{(3)}(z_3 - z)\exp(-i(Q+2\pi)(\frac{n+m}{2})),\ j = 1,3,$$

$$F_{\Gamma 1}^{(1)}(z_1 - z) = F_{\Gamma 1}^{(3)}(z_3 - z)\exp(-iQ(\frac{n+m}{2})).$$

Здесь предполагается, что слой с номером 1 соответствует GaAs, слой 2 – AlAs, слой 3 – GaAs, координата z_1 соответствует положению гетерограницы между первым и вторым слоями, координата z_2 – между 2-м и 3-м слоями, координата z_3 соответствует концу 3-го слоя. При сворачивании зоны Бриллюэна сфалерита, X_z - долина попадает в центр зоны Бриллюэна SL, если число n + m четное, и на границу зоны Бриллюэна, если n + m нечетное. Координаты z_1, z_2, z_3 характеризуют плоскости, на которых имеет место разрыв потенциала и осуществляется сшивание общих решений уравнения Шредингера в случае модели резкой границы. В модели «плавной» границы координаты плоскостей, на которых осуществляется сшивание, соответственно равны $z_1^{\pm} = z_1 \pm a/2$, $z_2^{\pm} = z_2 \pm a/2$, $z_3^{+} = z_3 \pm a/2$.

Уравнений kp-метода, условий сшивания и следствий теоремы Блоха достаточно, чтобы определить электронный спектр и соответствующие волновые функции в SL с любыми значениями m и n. Обсудим полученные результаты. Анализ минизон SL подтвердил выводы, сделанные на основе исследования процессов туннелирования [7]: SL–модель «плавной» границы лучше соответствует точному псевдопотенциальному описанию, чем модель резкой границы. Для нижней минизоны при m = n > 12 практически нет разницы между двумя моделями в расчетах энергии и электронной плотности, однако при меньших значениях m и n ошибка в вычислении энергии может составлять десятки мэВ. Кроме того, характер дисперсии минизон в приближении резкой гра-

ницы заметно отличается от точного и от приближения «плавной» границы. Так для случая m = n = 3 имеем при Q = 0 разность энергий $\Delta E_1(0) = 28\ мэВ$, а при граничном значении $Q = Q_0 = \pi/3$ разность энергий равна $\Delta E_1(Q_0) = 62\ мэВ$.



Для второй минизоны соответствующие числа иные. На рисунке представлен минизонный спектр SL с m = n = 4. Энергии отсчитаны от дна зоны проводимости GaAs, волновой вектор Q = q/4. Буквами ab и sm обозначены кривые, рассчитанные в приближении резкой и «плавной» границ соответственно. Точный псевдопотенциальный расчет представлен тонкими сплошными кривыми.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 06-02-16627-а.

1. E. Finkman, M. D. Sturge, and M. Tamargo. Appl. Phys. Lett. **49**, 1299, 1986.
2. R. Cingolani, L. Baldassarre et. al. Phys.Rev. **B40**, 6101,1989.
3. R. Cingolani, K. Ploog et. al. Opt. Quantum Electron.**22**, S201,1990.
4. H. Fujimoto, C. Hamaguchi et. al. Phys. Rev. **B41** (11), 7593, 1990.
5. M. Holtz, R. Cingolani et. al. Ploog. Phys. Rev., **B41** (6), 3641, 1990.
6. T. Ando, H. Akera. Phys. Rev., **B40** (17), 11619, 1989.
7. Г.Ф. Караваев, С.Н. Гриняев. ФТТ, **48** (5), 701, 2006.

ТУННЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В СТРУКТУРАХ GAAS/ALAS(111) С ПЛАВНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ НА ГЕТЕРОГРАНИЦАХ

С.Н. Гриняев, Г.Ф. Караваев

Сибирский физико-технический институт им В.Д. Кузнецова,

634050, пл. Новособорная, 1, Томск, Россия, e-mail: gsn@phys.tsu.ru

При изучении электронных свойств гетероструктур обычно используется модель с разрывным потенциалом на границах. Однако, ее применение к структурам с тонкими слоями может приводить к существенным погрешностям, поэтому для их описания необходимо развивать методы, учитывающие плавный, микроскопический потенциал в области интерфейса.

В данной работе интерфейсный потенциал моделируется потенциалом половины периода сверхрешетки (SL) $(GaAs)_3(AlAs)_3(111)$ на основе метода псевдопотенциала [1]. На рис.1 показана разница усредненных в плоскости гетерограницы GaAs/AlAs(111) кристаллических потенциалов SL и ее компонент $\Delta = V_{SL}-V_i$, (i = GaAs, AlAs) на периоде 2*d (d = a*√3, a = 5.653). Положения "плавных" гетерограниц выбраны на средних атомах Ga и Al, где отличие потенциала SL от потенциалов GaAs и AlAs наименьшее.

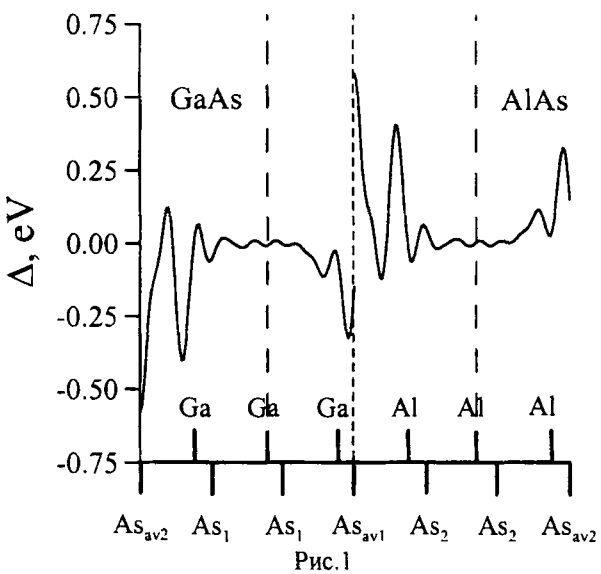


Рис.1

Решения уравнения Шредингера определялись методом комплексной зонной структуры (КЗС). Детали метода даны в [2-3]. Рассмотрен случай нормального падения электронов на гетерограницу (111). На рис.2 показаны фрагменты КЗС кристаллов GaAs (тонкие линии), AlAs (крестики) и $(GaAs)_3(AlAs)_3(111)$ (жирные линии) в области нижней зоны проводимости вдоль линии Δ гексагональной зоны Бриллюэна. Состояния структуры цинковой обманки (ZB) подчеркнуты. Приведены ветви состояний, преобразующихся по единичным представлениям малых точечных групп. Энергии отсчитаны от дна зоны проводимости GaAs. Мнимые части волнового вектора κ_z расположены слева от точки Γ, вещественные части - справа. Реальная часть κ_z меняется вдоль симметричной линии Δ гексагональной зоны Бриллюэна (ЗБ), являющейся аналогом линии Λ ЗБ структуры ZB. Точке Γ(0,0,0) ЗБ SL эквивалентны точки Γ, L(1/2,1/2,1/2), Λ(1/3,1/3,1/3), Λ(1/6,1/6,1/6) ЗБ ZB (в единицах 2π/a). Поэтому в объеме SL имеет место как Γ-L, так и Γ-Λ смешивание ZB состояний. Точке A ЗБ SL, эквивалентна точка с линии Λ(1/12,1/12,1/12) ZB.

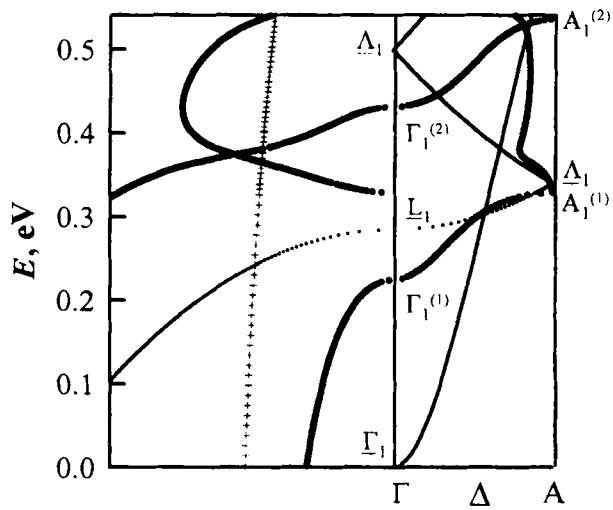


Рис.2

В бинарных кристаллах энергии экстремумов нижних долин равны: $E_L(GaAs)$ = 0.2844 eV, $E_L(AlAs)$ = 0.8405 eV, $E_\Gamma(AlAs)$ = 1.0040 eV. В AlAs имеется одна ветвь с чисто мнимыми векторами κ_z, она исходит из экстремума Γ_{1c}. Для анализа состояний SL была рассчитана зонная структура твердого раствора $(GaAs)_{0.5}(AlAs)_{0.5}$ в приближе-

нии виртуального кристалла (VC). Состояния VC нижней зоны проводимости $\underline{\Gamma}_{1c}$, $\underline{L}_{1c}$ и $\underline{\Delta}_{1c}$ расположены при энергиях 0.63 eV, 0.65 eV и 0.82 eV. В зоне проводимости SL в результате смешивания и расщепления состояний VC из $\underline{\Gamma}_{1c}$ и $\underline{L}_{1c}$ долин возникли две минизонные ветви. Нижним экстремумам в точке Г отвечают состояния $\Gamma_{1c}^{(1)}$ (E = 0.224 eV) и $\Gamma_{1c}^{(2)}$ (E = 0.431 eV). Два следующих состояния находятся при энергиях 0.57 eV и 0.95 eV. В точке А нижними по энергии являются состояния $A_{1c}^{(1)}$ (E = 0.328 eV) и $A_{1c}^{(2)}$ (E = 0.54 eV). Вблизи точки А имеется максимум, из которого исходит ветвь с комплексными векторами κ_z. Имеется существенное отличие эффективных потенциалов в моделях с резким и плавным потенциалом. Тогда как в модели с резким потенциалом GaAs выступает квантовой ямой для $\underline{\Gamma}_{1c}$ и $\underline{L}_{1c}$ состояний, в модели с плавным потенциалом переходной слой играет для них "двуликую" роль – смешивание состояний происходит не только на двух гетерограницах по нескольким каналам, но и внутри переходного слоя.

На рис.3 приведен коэффициент прохождения P(E) через двухбарьерные структуры GaAs/AlAs(d)/GaAs(md)/AlAs(d)/GaAs(111): 1) m = 7; 2) m = 5; 3) m = 3. Сплошными линиями показаны результаты расчета с плавным потенциалом, штриховыми линиями – с резким потенциалом.

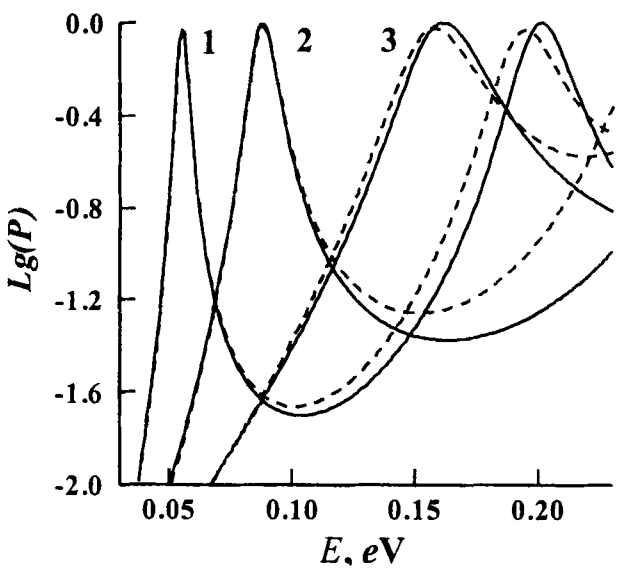


Рис.3

В структурах с ямами шириной 3d, 5d, 7d нижний Г–резонанс имеет энергии 0.162 (0.157), 0.088 (0.088), 0.055 (0.056) eV. Первые цифры - расчет с плавным потен-

циалом, в скобках – с резким потенциалом. Отличия от модели с резким потенциалом достигают наибольшей величины для наиболее тонкой ямы (m = 3) и становятся пренебрежимо малыми, когда толщина ямы превосходит толщину переходной области примерно в 10 раз. Сдвиг резонанса в сторону бóльших энергий при учете плавного потенциала обусловлен заужением потенциальной Г–ямы.

В структуре с широкой ямой (7d) возникает второй Г–резонанс при энергии 0.202 (0.196) eV. Для этого резонанса поправки от плавного потенциала более существенны, поскольку ему отвечает антисимметричное состояние, максимум волновой функции которого смещен к гетерогранице.

При энергиях электронов, больших экстремума $\underline{L}_1$–долины GaAs, в P(E) возникают Фано-резонансы, происходящие из квазисвязанных состояний в L–ямах GaAs. Нижний Фано-резонанс в структурах с ямами толщиной 3d, 5d, 7d расположен при энергиях 0.302 (0.318), 0.290 (0.294), 0.287 (0.291) eV. При этих же энергиях расположены пики в P(E) для каналов $\underline{\Gamma}_1$-$\underline{L}_1$, $\underline{L}_1$-$\underline{L}_1$. Вследствие увеличения эффективной ширины L–ямы сдвиги L–резонансов при учете плавного потенциала противоположны по знаку и больше по величине в сравнении со сдвигами Г–резонансов. Так как, наряду с этим, ширина L–барьеров уменьшается, то вероятность туннелирования электронов в окрестности Фано-резонанса возрастает. Кроме того, при учете плавного потенциала Фано-резонанс становится более узким, а пики и провалы расположены ближе друг к другу, что говорит об уменьшении константы Г-L связи и увеличении времени жизни квазистационарного L–состояния.

Таким образом, показано, что в тонкослойных структурах GaAs/AlAs(111) учет плавного интерфейсного потенциала приводит к существенным сдвигам энергий резонансов (≈ 0.1 eV), что должно учитываться при точном описании их электронных свойств.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 06-02-16627-а.

1. K.A. Mader, A. Zunger. Phys. Rev., **B50** (23), 17393 (1994).
2. С.Н. Гриняев, Г.Ф. Караваев. ФТТ, **42** (4), 752 (2000).
3. Г.Ф. Караваев, С.Н. Гриняев. ФТТ, **48** (5), 701 (2006).

АНАЛИЗ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА ИОНАХ ПРИМЕСИ В СВЕРХРЕШЕТКЕ ТИПА $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$

С.И. Борисенко

Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова, 634050, Томск, Россия

Рассеяние электронов и дырок на ионах примеси в области низких температур является одним из основных механизмов рассеяния не только в объемных полупроводниках, но и в низкоразмерных гетероструктурах на их основе. В литературе к настоящему времени имеется ряд работ, в которых учет влияния рассеяния электронов ионами примеси в структурах с квантовыми ямами (КЯ) на время релаксации и подвижность проводится в приближении двумерного электронного газа. Для свехрешеток (СР) из КЯ, в которых, кроме переноса вдоль КЯ, имеется и поперечный перенос по минизоне, работ, связанных с расчетом подвижности носителей заряда за счет примесного рассеяния, практически нет. Данная проблема решается в работе [1], где в рамках уравнения Больцмана получены формулы для времени релаксации и проведен анализ продольной и поперечной подвижности квазидвумерных электронов в СР типа $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$. Однако в этой работе имеется существенный недостаток, связанный с приближенной волновой функцией электронов, используемой для расчета вероятности рассеяния. Эта функция представляла собой сумму Блоха по волновым функциям изолированных бесконечно глубоких КЯ и не учитывала такие существенные параметры СР как ширина и высота потенциальных барьеров. В рамках данного приближения усредненные по энергии поперечное и продольное времена релаксации зависят только от энергии движения вдоль КЯ и не зависят от энергии движения по минизоне.

Для того чтобы выяснить влияние ширины минизоны на время релаксации и подвижность электронов при рассеянии на ионах примеси в сверхрешетках $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$, был проведен расчет этих величин с волновой функцией электронов, учитывающей высоту и ширину потенциальных барьеров СР.

Расчет вероятности внутриминизонного рассеяния электронов СР на ионах примеси проводился, как и в работе [2], с приближенной огибающей волновой функцией нижней минизоны

$$\psi_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r}) = \frac{\exp(i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r})}{\sqrt{V}} u_0(z) , \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{k} = (\boldsymbol{k}_\perp, k_z)$ - волновой вектор электрона в системе координат с осью z, параллельной оси СР, $u_0(z)$ - периодическая часть огибающей функции Блоха при $k_z = 0$. Для СР с легированными КЯ с учетом (1) вероятность рассеяния электрона с волновым вектором $\boldsymbol{k}$ в состояние с $\boldsymbol{k}'$ принимает вид

$$w(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}') = \frac{2\pi e^4 Z^2 N_I}{\hbar\varepsilon_0^2\varepsilon^2 V} \sum_{n,n'=-N_z/2}^{N_z/2} S_n^* S_{n'} W(\boldsymbol{q}_n) W(\boldsymbol{q}_{n'}) \frac{\sin\left[\pi\frac{a}{d}(n-n')\right]}{\pi\frac{a}{d}(n-n')} \delta(E(\boldsymbol{k}') - E(\boldsymbol{k})), \quad (2)$$

где

$$S_n = \frac{1}{d}\int_{-d/2}^{d/2} e^{i\frac{2\pi n}{d}z} |u_0(z)|^2 dz, \qquad W(\boldsymbol{q}) = \frac{1}{\boldsymbol{q}^2 + \alpha^2}, \quad (3)$$

$$E(\boldsymbol{k}) = E = E_\perp + \frac{\Delta}{2}\left[1 - \cos(k_z d)\right], \quad (4)$$

$E_\perp = \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m_\perp}$, $\boldsymbol{q}_n = \boldsymbol{k}' - \boldsymbol{k} + \frac{2\pi n}{d}\boldsymbol{e}_z$, $-\frac{N_z}{2} < n < \frac{N_z}{2}$, N_z - число периодов СР, которое считается бесконечно большим, Δ - ширина нижней минизоны, a и d – ширина КЯ и период СР, $\boldsymbol{e}_z$ - единичный вектор вдоль оси СР, eZ и $N_I = aN_I^{QW}/d$ - заряд и среднее значение концентрации ионов примеси в СР, N_I^{QW} - концентрация ионов примеси в квантовой яме, α - коэффициент экранирования, ε - статическая диэлектрическая проницаемость. Формула (2) получена в приближении случайных фаз, для однородного распределения примеси по КЯ, в приближении однородной по СР диэлектрической проницаемости и слабой зависимости функции $u_{k_z}(z)$ от k_z.

Неравновесная добавка к функции распределения электронов рассчитывалась в виде

$$g(\boldsymbol{k}) = e\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\sum_i \tau_i(\boldsymbol{k}) E_i v_i(\boldsymbol{k}), \quad (5)$$

где E_i - компоненты напряженности электрического поля, $\boldsymbol{v}(\boldsymbol{k}) = \nabla_{\boldsymbol{k}} E/\hbar$ - скорость электрона, $f_0(\varepsilon)$ - равновесная функция Ферми-Дирака. Функции $\tau_i(\mathbf{k})$ представляют собой компоненты тензора времени релаксации, зависящие от компонент волнового вектора. Для расчета этих функций с помощью линеаризованного уравнения Больцмана были получены интегральные уравнения

$$\tau_{\perp}(\boldsymbol{k}) = \tau_0(\boldsymbol{k})\left\{\sum_{\boldsymbol{k}'} w(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}')\tau_{\perp}(\boldsymbol{k}')\frac{\boldsymbol{k}_{\perp}\boldsymbol{k}'_{\perp}}{k_{\perp}^2} + 1\right\}, \tag{6}$$

$$\tau_{||}(\boldsymbol{k}) = \tau_0(\boldsymbol{k})\left\{\sum_{\boldsymbol{k}'} w(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}')\tau_{||}(\boldsymbol{k}')\frac{\sin(k'_z d)}{\sin(k_z d)} + 1\right\}, \tag{7}$$

где

$$\tau_0^{-1}(\boldsymbol{k}) = \sum_{\boldsymbol{k}'} w(\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}') \tag{8}$$

– полная вероятность рассеяния электрона из состояния с волновым вектором $\boldsymbol{k}$ за единицу времени

Расчет времени релаксации и подвижности электронов за счет рассеяния на ионах примеси проводился для композиционной сверхрешетки $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ с легированными квантовыми ямами. В расчетах для GaAs и сплава $Al_xGa_{1-x}As$ были использованы следующие значения параметров: $m_{\perp} = m^* = 0.066\, m_0$, $\varepsilon = 13.18$. Влияние ширины минизоны на время релаксации и подвижность электронов исследовалось на примере двух СР с одинаковым значением ширины квантовой ямы a и толщины потенциального барьера b при различных значениях параметра сплава x, т.е. высоты барьера V_b. В таблице 1 приведены параметры исследуемых СР. Ширина нижней (основной) минизоны, приведенная в таблице, рассчитывалась методом, изложенным в работе [3].

Таблица 1 Параметры исследуемых сверхрешеток GaAs/AlxGa1-xAs.

№ п.п	*a, нм*	*b, нм*	*x*	V_b, *эВ*	Δ, *мэВ*
1	5	3	0.36	0.28	26
2	5	3	0.20	0.15	46

Расчет времени релаксации проводился при условии $N_I = n$ для невырожденного электронного газа с концентрацией электронов $n = 10^{16}\, см^{-3}$ при $T = 77\, K$. В таблице 2 приведены значения усредненных по энергии компонент тензора времени релаксации, тензора подвижности и продольной эффективной массы, рассчитанные для рассматриваемых СР. Из таблицы следует, что увеличение ширины минизоны слабо влияет на средние по энергии продольное и поперечное времена релаксации. Существенное увеличение продольной подвижности связано с уменьшением среднего значения продольной эффективной массы. Для обеих СР значения $\langle\tau_i\rangle$ близки к величине

$\langle\tau\rangle = 1.6\ пс$ – времени релаксации для однородно легированного GaAs, рассчитанного по формуле Брукса-Херринга.

Таблица 2 Значения компонент усредненного по энергии тензора времени релаксации, тензора подвижности и продольной эффективной массы.

№ п.п	$\langle\tau_\perp\rangle$, пс	$\langle\tau_\parallel\rangle$, пс	$\mu_\perp$, $м^2/В{\cdot}с$	$\mu_\parallel$, $м^2/В{\cdot}с$	$\langle m_\parallel\rangle$, m_0
1	1.4	1.7	3.8	2.2	0.13
2	1.5	1.4	4.1	4.1	0.062

На рисунке 1 представлена дисперсия по энергии поперечного движения усредненного по продольному волновому вектору продольного времени релаксации $\tau_\parallel(E_\perp)$.

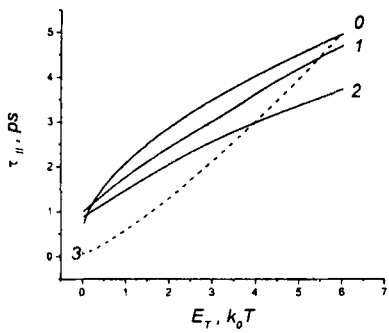


Рис.1: $0 - \Delta = 0$; $1 - \Delta = 26\ мэВ$; $2 - \Delta = 46\ мэВ$; $3 - \tau(E)$ в GaAs.

Из рисунка следует, что с ростом ширины минизоны при $E_\perp = const$ продольное время релаксации уменьшается. Зависимость $\tau_\parallel(E_\perp)$ от энергии поперечного движения носит более слабый характер по сравнению с $\tau(E)$ в объемном GaAs (кривая 3).

Анализ зависимости компонент тензора времени релаксации электронов СР при рассеянии на ионах примеси от ширины минизоны показал:

1. При ширине минизоны $\Delta \geq k_0T$ учет наличия продольной энергии у электронов приводит к существенному изменению дисперсии продольного и поперечного времен релаксации от продольного волнового вектора.
2. Изменение этой дисперсии слабо влияет на среднее по энергии значение компонент тензора времени релаксации, близкое к значению этой величины в объемном материале квантовой ямы.
3. Учет конечного значения ширины минизоны существенно влияет на продольную подвижность, изменяя усредненную по энергии продольную эффективную массу носителей заряда.

1. С.И. Борисенко. ФТП, **36**, 861 (2002).
2. С.И. Борисенко. ФТП, **36**, 1237 (2002).
3. С.И. Борисенко. Г.Ф. Караваев. ФТП, **32**, 607 (1998).

АНАЛИЗ МАТРИЦЫ СШИВАНИЯ НА ГЕТЕРОГРАНИЦЕ

В.Н. Чернышов

Томский политехнический университет, Томск, Россия

Известно, что условия непрерывности волновых функций и их первых производных на гетерогранице z = z0. можно записать, используя так называемую матрицу сшивания I(z0). Матричные элементы I(z0) связывают коэффициенты в общих решениях уравнения Шредингера слева и справа от гетерограницы. В принципе, знание элементов I(z0) и граничных условий на бесконечности достаточно для решения различных квантовых задач в структурах любой сложности. Ясно, что при вычислении матричных элементов I(z0) используются различные приближения. Целью данной работы является получение общих соотношений, которым должна удовлетворять матрица сшивания, и на их основе проверка точности выполнения граничных условий на гетерограницах.

На первом этапе получим некоторые общие соотношения для частных решений уравнения Шредингера $\psi_{\mathbf{k}_{\nu(\mu)}}(\boldsymbol{\rho}, z)$ при фиксированных значениях энергии E и параллельной гетерогранице компоненты волнового вектора $\mathbf{k}_{||}$ и их производных, В дальнейшем используется следующая система обозначений: ρ и z координаты на плоскости гетерограницы и перпендикулярные ей соответственно; $\mathbf{k}_{\nu(\mu)} = \mathbf{k}_{||} + \mathbf{k}_{z\nu(\mu)}$; $\mathbf{k}_{z\nu(\mu)}$ - векторы, перпендикулярные границе; индексами ν и μ обозначены падающие и отраженные волны соответственно. Процедура разбиения состояний на падающие и отраженные приведена в [1].

В работе [2] показано, что функция Грина кристалла при фиксированном значении $\mathbf{k}_{||}$ имеет вид:

$$G(r,r',E+i0) = \begin{cases} -i\sum_{\nu} f_{\nu}^{-1}\psi_{\mathbf{k}_{\nu}}(\mathbf{r})\psi^{*}_{\mathbf{k}_{\nu}}(\mathbf{r}'), & z \geq z' \\ i\sum_{\mu} f_{\mu}^{-1}\psi_{\mathbf{k}_{\mu}}(\mathbf{r})\psi^{*}_{\mathbf{k}_{\mu}}(\mathbf{r}'), & z \leq z' \end{cases}, \qquad (1).$$

где $f_{\nu(\mu)} = \left.\frac{\partial E(\mathbf{k})}{\partial k_z}\right|_{\mathbf{k}=\mathbf{k}_{\nu(\mu)}}$. В этом соотношении $u_{\mathbf{k}_{\nu(\mu)}}(\boldsymbol{\rho}, z)$ нормированы условием:

$$\int_{(\Omega)} d\mathbf{r} u_{\mathbf{k}_{\nu(\mu)}}(\boldsymbol{\rho}, z) u^{*}_{\mathbf{k}_{\nu(\mu)}}(\boldsymbol{\rho}, z) = 1, \qquad (2)$$

где $u_{\mathbf{k}_{\nu(\mu)}}(\boldsymbol{\rho},z)$ - периодические части $\psi_{\mathbf{k}_{\nu(\mu)}}(\boldsymbol{\rho},z)$; Ω - объем элементарной ячейки. Очевидно, что для вещественных $\mathbf{k}$ (2) есть обычное условие нормировки решений уравнения Шредингера.

Известно, что функция Грина непрерывна по переменным $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}'$, а для ее производных справедливо следующее соотношение:

$$-\frac{\partial}{\partial z'}G_n(\boldsymbol{\rho},z+i0;\boldsymbol{\rho}',z')+\frac{\partial}{\partial z'}G_n(\boldsymbol{\rho},z-i0;\boldsymbol{\rho}',z')=\delta(\boldsymbol{\rho}'-\boldsymbol{\rho})\ . \qquad (3)$$

Вводя функции $\tilde{\psi}_{\mathbf{k}_{\nu(\mu)}}(\boldsymbol{\rho},z)=\left|f_{\nu(\mu)}\right|^{-1/2}\psi_{\mathbf{k}_{\nu(\mu)}}\exp\left(\frac{i\varphi_{\nu(\mu)}}{2}\right)$, где $\varphi_{\nu(\mu)}=Arg\left(f^{-1}_{\nu(\mu)}\right)$ (очевидно, что для вещественных $\mathbf{k}$ такой выбор $\tilde{\psi}_{\mathbf{k}_{\nu(\mu)}}(\boldsymbol{\rho},z)$ является условием нормировки решений уравнения Шредингера на поток плотности вероятности), (1) можно представить в виде:

$$G(r,r',E+i0)=\begin{cases}\sum_{\nu}\tilde{\psi}_{\mathbf{k}_\nu}(\mathbf{r})\tilde{\psi}^{*}_{\mathbf{k}_\nu}(\mathbf{r}')\gamma_\nu, & z\geq z'\\ \sum_{\mu}\tilde{\psi}_{\mathbf{k}_\mu}(\mathbf{r})\tilde{\psi}^{*}_{\mathbf{k}_\mu}(\mathbf{r}')\gamma_\mu, & z\leq z'\end{cases}, \qquad (4)$$

где $\gamma_\nu = -i$ для всех $\mathbf{k}_\nu$, $\gamma_\mu = -i$ для вещественных $\mathbf{k}_\mu$ и $\gamma_\mu = i$ для комплексных $\mathbf{k}_\mu$.

Используя непрерывность функций Грина и условие (2) при z = z0, можно получить матричное соотношение:

$$\mathbf{RLR}^{\oplus}=\mathbf{M}, \qquad (5)$$

где $\mathbf{R}=\begin{pmatrix}\mathbf{D}_1 & \mathbf{D}_2\\ \mathbf{P}_1 & \mathbf{P}_2\end{pmatrix}$, $\mathbf{M}=\begin{pmatrix}\mathbf{0} & \mathbf{E}\\ -\mathbf{E} & \mathbf{0}\end{pmatrix}$; $L_{\nu\nu'}=-\gamma_\nu\delta_{\nu\nu'}$; $L_{\mu\mu'}=\gamma_\mu\delta_{\mu\mu'}$.

Здесь матричные элементы матриц $\mathbf{D}_{1(2)}$ и $\mathbf{P}_{1(2)}$ $\left(D_{1(2)}\right)_{a\nu(\mu)}, \left(P_{1(2)}\right)_{a\nu(\mu)}$ соответственно есть коэффициенты разложения частных решений уравнения Шредингера $\tilde{\psi}_{\mathbf{k}_{\nu(\mu)}}(\boldsymbol{\rho},z)$ и их нормальных к границе производных при $z = z_0$ по плоским волнам $\exp(i\mathbf{b}_a\boldsymbol{\rho})$; $\boldsymbol{\rho}$ - координаты на плоскости границы, $\mathbf{b}_a$ - двухмерные векторы поверхностной обратной решетки. $\mathbf{D}_{1(2)}$ и $\mathbf{P}_{1(2)}$ – матрицы размерности ($\nu_m \times \nu_m$), где ν_m – число различных частных решений $\tilde{\psi}_{\mathbf{k}_{\nu(\mu)}}(\boldsymbol{\rho},z)$. Известно, что ν_m равно числу различных $\mathbf{b}_a$. $\mathbf{E}$ и $\mathbf{0}$ в матрице M – единичная и нулевая матрицы размерности ($\nu_m \times \nu_m$), соответственно. Операция $\oplus$ над матрицами состоит в замене всех $\mathbf{k}_\nu$ и $\mathbf{k}_\mu$ на комплексно-

сопряженные, комплексном сопряжении матричных элементов и транспонировании матрицы. Если бы все $\mathbf{k}_\nu$ и $\mathbf{k}_\mu$ были вещественными, то данная операция совпадала бы с обычным эрмитовым сопряжением. Очевидно, что операция $\oplus$ обладает свойствами, подобными свойствам эрмитового сопряжения.

Подчеркнем, что соотношение (5) справедливо для любых соединений при произвольном выборе ориентации гетерограницы и при любом z_0. Отметим, что для одномерной задачи следствием соотношения (5) является независимость от z определителя Вронского.

Перейдем к получению общих соотношений для матрицы сшивания $\mathbf{I}(z_0)$. Будем считать, что слева от плоскости $z = z_0$ находится вещество типа A, справа – типа B. Запишем соотношение (5) для обоих веществ:

$$\mathbf{R}_A\mathbf{L}_A\mathbf{R}_A^{\oplus} = \mathbf{R}_B\mathbf{L}_B\mathbf{R}_B^{\oplus} = \mathbf{M} \ . \qquad (6)$$

Заметим, что диагональные матрицы $\mathbf{L}_A$ и $\mathbf{L}_B$ могут не совпадать друг с другом, так как число вещественных $\mathbf{k}_\nu$ и $\mathbf{k}_\mu$ может быть разным в разных веществах, и они могут быть по-различному пронумерованы.

Принимая во внимание, что $\mathbf{I}(z_0) = \mathbf{R}_A^{-1}(z_0)\mathbf{R}_B(z_0)$, соотношение (6) можно представить в виде:

$$\mathbf{I}^{\oplus}(z_0)\mathbf{L}_A^{-1}\mathbf{I}(z_0)\mathbf{L}_B = \mathbf{E} \ . \qquad (7)$$

Таким образом, мы нашли общие соотношения, которым должна удовлетворять матрица сшивания для любых соединений при произвольном выборе ориентации гетерограницы. Напомним, что для выполнения соотношения (7) частные решения уравнения Шредингера должны удовлетворять указанным выше условиям нормировки. Можно показать, что из (7) следует унитарность собственно матрицы рассеяния (Это матрица, которая образована из матричных элементов матрицы рассеяния, соответствующих распространяющимся (незатухающим на бесконечности) состояниям [3].). Проверка выполнения соотношения (7) может служить критерием точности при проведении численных расчетов. Наши расчеты для гетероструктуры GaAs/AlAs(001)при $\mathbf{k}_{||} = 0$ в области энергий между X_1-состояниями GaAs и AlAs показали, что наибольшие отличия матричных элементов в левой части (7) от элементов единичной матрицы не превышают по абсолютной величине 0.02.

При описании электронных процессов в гетероструктурах широкое распространение получил метод огибающих функций. В рамках этого подхода общие решения

ищутся в виде разложения по блоховским функциям в некоторых выбранных точках зоны Бриллюэна.

Показано [4], что при выполнении некоторых условий матрица сшивания для огибающих $\mathbf{T}(z_0)$ связана с $\mathbf{I}(z_0)$ соотношением:

$$\mathbf{T}(z_0) = \mathbf{\Phi}_A \mathbf{I}(z_0) \mathbf{\Phi}_B^{-1} \ . \qquad (8)$$

Матричные элементы матриц $\mathbf{\Phi}_A$ и $\mathbf{\Phi}_B$ можно найти, зная коэффициенты разложения $\tilde{\psi}_{\mathbf{k}_{\nu(\mu)}}(\rho, z)$ по выбранной системе блоховских функций [4].

Подставляя (8) в (7), получим соотношение, связывающее матричные элементы матрицы сшивания для огибающих $\mathbf{T}(z_0)$:

$$\mathbf{T}^{+}(z_0)\left(\mathbf{\Phi}_A \mathbf{L}_A \mathbf{\Phi}_A^{\oplus}\right)^{-1} \mathbf{T}(z_0)\left(\mathbf{\Phi}_B \mathbf{L}_B \mathbf{\Phi}_B^{\oplus}\right) = \mathbf{E} \ . \qquad (9)$$

Проверка выполнения соотношения (9), как и проверка (7), может служить критерием правильности выбора модели. Заметим, что обычно (9) выполняется хуже, чем (7). Дело в том, что условия сшивания для огибающих могут быть получены из условий сшивания для волновых функций только приближенно. Это связано с тем, что число огибающих обычно меньше числа частных решений уравнения Шредингера. Адекватность условий сшивания для огибающих решаемой задаче должна определяться в каждом конкретном случае. Наши расчеты для гетероструктуры GaAs/AlAs(001) для ранее указанного интервала энергий при использовании трехдолинной модели показали, что наибольшие отличия матричных элементов в левой части (9) от элементов единичной матрицы не превышают по абсолютной величине 0.04.

Отметим, что общие соотношения для матрицы сшивания для огибающих получены в работе [5]. В этой работе использован другой подход и матрицы сшивания для огибающих имеют другую структуру. Тем не менее, представляет интерес найти условия, при которых результаты [5] и нашей работы совпадают.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 06-02-16627.

1. С.Н. Гриняев, В.Н. Чернышов. ФТП, **26** (12), 2057 (1992).
2. В.А. Чалдышев, В.Н. Чернышов, В.А. Горюнов. Изв. вузов. Физика, №10, 97 (1975).
3. В.Н. Чернышов. Изв. вузов, Физика, № 8, 36 (2000).
4. Г.Ф. Караваев, В.Н. Чернышов. ФТП, **35** (7), 841 (2001).
5. A.V. Rodina at all. Phys.Rev., **B65**, 125302 (2002).

ДИНАМИКА КОМПОЗИЦИОННЫХ СВЕРХРЕШЕТОК НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ A^3B^5, A^2B^6

А.В. Копытов, Е.Н. Прыкина, Ю.И. Полыгалов
Кемеровский государственный университет, Кемерово, Россия

Исследование фононного спектра в кристаллах является одной из актуальных задач физики полупроводников. Изучение фононных спектров сверхрешёток (СР) представляет большой интерес в связи с их важной ролью в формировании оптических и электрических свойств, а также вследствие их высокой чувствительности к дефектам структуры.

В работе выполнены систематические теоретические исследования колебательных состояний полупроводниковых сверхрешёток на основе материалов A^3B^5, A^2B^6 в простой феноменологической модели Китинга [1]. В качестве элементов локальной симметрии в модели принимаются длины связей между первыми соседями и скалярные произведения векторов, соединяющих выделенный атом с двумя его ближайшими соседями. Введение соответствующих силовых констант позволяет адекватно описать непарные (трёхчастичные) взаимодействия в решётке. Кулоновская составляющая динамической матрицы описывалась в модели жёстких ионов. Параметры теории определялись из расщепления длинноволновых оптических мод и по экспериментальным значениям упругих постоянных C_{11} и C_{12} объёмных материалов.

В модели Китинга проведён расчёт фононных спектров объёмных полупроводников A^3B^5, A^2B^6 и плотностей фононных состояний [2].

Применение модели Китинга к исследованию колебательных спектров полупроводников A^3B^5, A^2B^6 в приближении жёстких ионов показало, что модель даёт хорошее качественное описание оптической части спектра, вместе с тем обнаружилась её неспособность к воспроизведению коротковолновых фононов низкочастотной ветви, которые в этой модели оказываются существенно завышенными. Также следует отметить, что с большим успехом анализируемая модель применяется для кристаллов с меньшей степенью ионности (AlP, GaAs, GaSb), чем для более ионных соединений (ZnTe, ZnSe, ZnS).

Нами была предпринята попытка развития модели Китинга для полупроводников GaN, AlN, характеризующихся высокой степенью ионности, путем уменьшения экспериментальных значений упругих постоянных. Соответствующие результаты для объемного GaN представлены на рис.1, на рисунке сплошные линии – расчет в модели Китинга, пунктирные – первопринципный расчет [3].

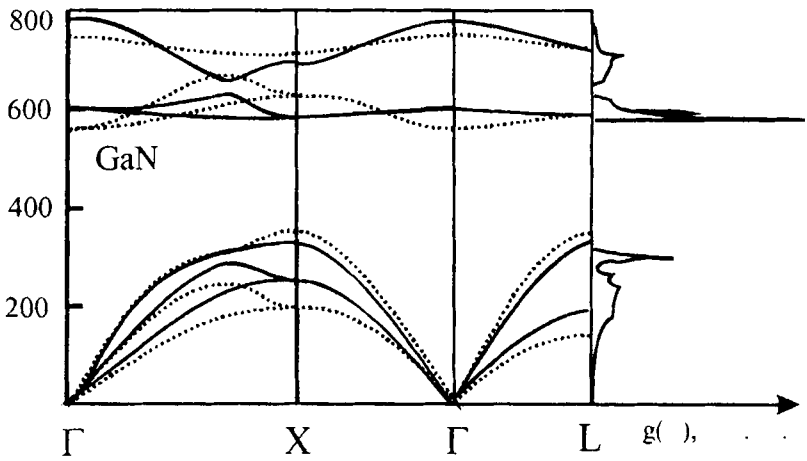


Рис. 1

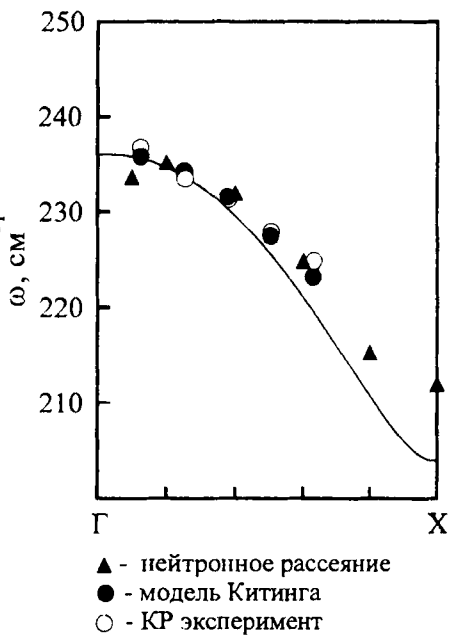


Рис. 2

В таблице 1 частоты локализованных LO–мод СР $(GaSb)_n(AlSb)_m$ для волнового вектора $k = (0, 0, k_z)$ сопоставляются с экспериментальными. Соответствующие зависимости для СР $(GaSb)_8(AlSb)_{13}$ вместе с LO дисперсионной кривой GaSb, рассчитанной в модели Китинга, представлены на рисунке 2. Для объёмного материала приведён эксперимент по неупругому рассеянию нейтронов. Из рисунка 2 видно, что при больших значениях волнового вектора ($k_z > 0.6$), LO_m–фононы по частоте располагаются выше кривой объёмной дисперсии.

Таблица 1. Частоты GaSb- подобных LO–фононов СР $(GaSb)_n(AlSb)_m$ (в $см^{-1}$)

$(GaSb)_4(AlSb)_{18}$	k_z	Эксперимент [4]		Расчёт в модели Китинга
		77 K	300 K	
LO_1	0.233	237.0	233.7	235
LO_2	0.465	235.1	231.8	230
LO_3	0.698	234.2	230.9	221
LO_4	0.931	227.2	223.9	210
$(GaSb)_8(AlSb)_{13}$				
LO_1	0.126	236.9	233.6	236
LO_2	0.253	236.0	232.7	234
LO_3	0.379	235.1	231.8	232
LO_4	0.506	231.1	227.8	228
LO_5	0.632	229.8	226.5	223

Для исследуемых сверхрешеток рассчитаны кривые фононной дисперсии для различных направлений зоны Бриллюэна и соответствующие плотности состояний. Проведено сопоставление плотностей состояний для монослойной СР и соответствующих объёмных материалов. Плотность состояний СР в целом сохраняет основные особенности плотности состояний объемных композитов. Исследована зависимость плотности состояний исследуемых сверхрешеток от числа монослоев.

Для напряженных изокатионных сверхрешеток проведена оценка влияния двуосной деформации на фононные спектры объёмных материалов. Частоты этих мод в соединениях с большей постоянной решетки испытывают сдвиг в область высоких, с меньшей - в область низких энергий. При двуосном напряжении понижается симметрия кристаллической решётки, появляется неаналитичность длинноволновых оптических мод при подходе к центру зоны Бриллюэна. Соответствующие результаты представлены в таблице 2. Из таблицы видно, что сдвиг частот имеет наибольшую величину при $\theta=\pi/2$ (θ - угол между осью четвёртого порядка и волновым вектором). В таблице сдвиги частот берутся со знаком "+", если материал испытывает двуосное растяжение, со знаком "-" если – двуосное сжатие.

Таблица 2. Сдвиг частот объёмных материалов при двуосной деформации (в $см^{-1}$)

Соединение	TO_1 ($\Delta\omega$)		TO_2 ($\Delta\omega$)		LO ($\Delta\omega$)	
θ	0	$\pi/2$	0	$\pi/2$	0	$\pi/2$
ZnSe (подложка ZnS)	0.6	0.6	10.7	0.6	8.6	17.2
ZnS (подложка ZnSe)	-16.8	-0.8	-0.8	-0.8	-9.7	-23.7
ZnSe (подложка ZnTe)	-19.0	-0.7	-0.7	-0.7	-9.8	-26.0
ZnTe (подложка ZnSe)	0.6	0.6	12.7	0.6	14.4	26.8
ZnS (подложка ZnTe)	-44.6	-1.4	-1.4	-1.4	-21.3	-59.6
ZnTe (подложка ZnS)	1.1	1.1	17.7	1.1	27.6	41.3

Теоретическое исследование колебательных состояний полупроводниковых сверхрешёток в модели Китинга позволяет объяснить качественные особенности фононных спектров данных структур, необходимых для интерпретации имеющихся экспериментальных данных, а также для предсказания новых возможных экспериментальных проявлений соответствующих им свойств. Расчет в этой модели позволяет внести ясность при интерпретации полученных результатов с точки зрения теории химической связи (эффективный заряд, силовые константы, степень ионности и ковалентности), проследить основные особенности фононных спектров СР, связанные с дополнительной периодичностью, созданной в направлении оси роста.

1. Effect of invariance requirements on the elastic strain energy of crystals with application to the diamond structure / P.N. Keating // Phys. Rev. – 1966. – Vol. 145. – № 2. – P. 637 - 645.

2. Колебательные спектры сверхрешёток $(GaAs)_n(Ga_{1-x}Al_xAs)_m$ в модели Китинга / Е.Н. Прыкина, Ю.И. Полыгалов, А.В. Копытов // ФТП. – 2003. – № 3. – С. 328 – 329.

3. Ab initio study of structural, dielectric and dynamical properties of GaN / K. Karch // Phys. Rev. – 1998. – Vol. 57. – № 12. – P. 7043 - 7049.

4. Light scattering from quantum confined and interface optical vibrational modes in strained - layer GaSb/AlSb superlattices / G.P. Schwartz, G.J. Gualtieri, W.A. Sunder, L.A. Farrow // Phys. Rev. B.: Condens. Matter, 1987, Vol. 36, № 9, P. 4868 - 4877.

ГИГАНТСКАЯ АСИММЕТРИЯ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В ВЫСОКОПОДВИЖНОМ ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ НА ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

А. Воробьев[a,b], K.-J. Friedland[a], H. Kostial[a], R. Hey[a], U. Jahn[a], E. Wiebicke[a], Ю. Юкечева[b], В. Принц[b]

(a) Paul-Drude Institute for Solid State Electronics, Berlin, Germany;

(b) Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия,

e-mail: alex@isp.nsc.ru

Неплоские двумерные системы в последние годы привлекают внимание многих исследователей [1-3]. Движение электронов в двумерной системе на искривленной поверхности управляется локальным значением нормальной к поверхности компоненты вектора магнитного поля, поэтому однородное внешнее магнитное поле создает градиент эффективного магнитного поля в цилиндрическом двумерном электронном газе (ДЭГ) (рис. 1). Ранее неплоские двумерные системы создавались, в основном, эпитаксией на подложках с рельефом, предварительно созданным литографическими методами или возникшим в результате фасетирования ростовой поверхности [4].

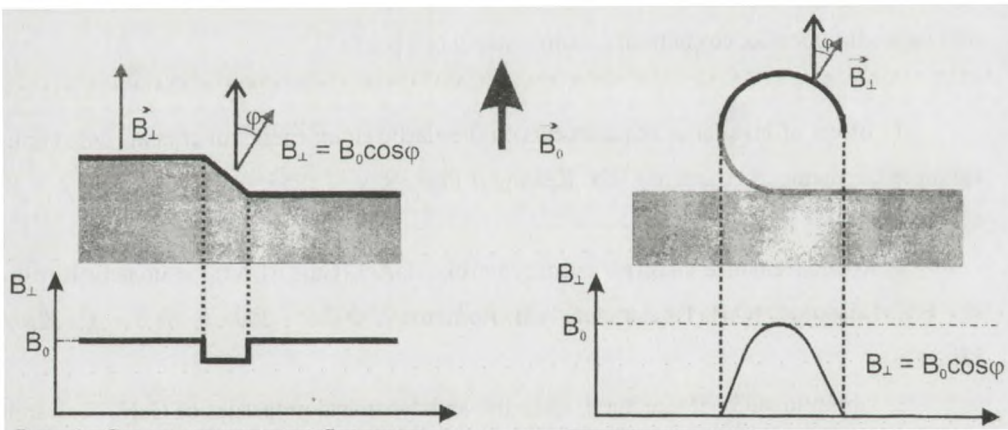


Рис. 1. Схематическое изображение поперечного сечения структур для исследования неплоского ДЭГ (сверху) и профиля эффективного магнитного поля от координаты (снизу). Слева – подложка с рельефом, справа – свернутая свободная пленка.

Метод трехмерного микро- и наноструктурирования с использованием встроенных механических напряжений [5] позволил создавать структуры с ДЭГ на цилиндрической поверхности и электрические контакты к нему [6-10]. Возможность создания высокоподвижного ДЭГ в тонкой свободной пленке появилась в результате использования концепции подавления рассеяния на флуктуациях примесного потенциала [11]. В данной работе был создан высокоподвижный ДЭГ на цилиндрической поверхности и проведены измерения его магнитосопротивления при протекании тока параллельно направлению градиента магнитного поля.

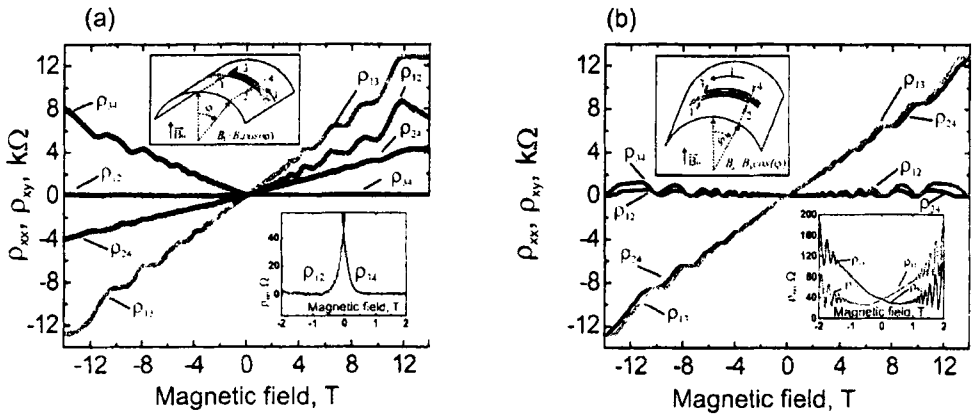


Рис. 2. Магнитосопротивление цилиндрического ДЭГ, измеренное при различных положениях изогнутого холловского мостика относительно направления внешнего магнитного поля. На верхних вставках показана геометрия эксперимента, на нижних – зависимость продольного сопротивления от магнитного поля в увеличенном масштабе.

Экспериментально показано, что при протекании тока в направлении градиента магнитного поля магнитосопротивление ρ_{xx} обладает сильной асимметрией – отношение значений ρ_{xx} для противоположных направлений магнитного поля может превышать 1000. Этот эффект проявляется уже в классических магнитных полях и сохраняется в квантующих (до 14 Тл). Даны объяснения асимметрии магнитосопротивления для классического и квантового режимов электронного транспорта. В режиме классического диффузионного транспорта асимметрия магнитосопротивления рассматривается как проявление "статического скин-эффекта" - экспоненциальной зависимости плотности тока от поперечной координаты в двумерной системе, помещенной в неоднородное магнитное поле [12]. Режим квантового транспорта электронов описан в рамках подхода Бюттикера-Ландауэра [13];

рассмотрено положение токовых каналов в цилиндрическом ДЭГ в сильном магнитном поле, проведено сравнение расчетных значений магнитосопротивления с измеренными.

1. A. Kleiner, Phys. Rev. B, **67**, 155311 (2003).
2. L.I. Magarill, D.A. Romanov, and A.V. Chaplik, JETP, **86**, 771 (1998).
3. A. Lorke, S. Böhm, and W. Wegscheider, Superlatt.& Microstruct., **33**, 347 (2003).
4. M.L. Leadbeater, C.L. Foden, J.H. Burroughes, M. Pepper, T.M. Burke, L.L. Wang, M.P. Grimshaw and D.A. Ritchie, Phys. Rev. B, **52**, R8629 (1995).
5. V.Ya. Prinz, V.A. Seleznev, A.K. Gutakovsky, A.V. Chehovskiy, V.V. Preobrazhenskii, M.A. Putyato and T.A. Gavrilova, Physica E, **6**, 828 (2000).
6. A.B. Vorob'ev and V.Ya. Prinz, Semicond. Sci. Technol., **17**, 614 (2002).
7. A.B. Vorob'ev, V.Ya. Prinz, Yu.S. Yukecheva, and A.I. Toropov, Physica E, **23**, 171 (2004).
8. A.B. Vorob'ev, V.Ya. Prinz and A.I. Toropov, *Proc. 12th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"*, St.-Petersburg, Russia 2004, 360.
9. S. Mendach, O. Schumacher, Ch. Heyn, S. Schnüll, H. Welsch, W. Hansen, Physica E, **23**, 274 (2004).
10. S. Mendach, O. Shumacher, H. Welsch, Ch. Heyn, W. Hansen, and M. Holz, Appl. Phys. Lett. 88, 212113 (2006).
11. K.-J. Friedland R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **77**, 4616 (1996).
12. A. V. Chaplik, JETP Lett. 72, 503 (2000).
13. M. Büttiker, Phys. Rev. Lett. 57, 1761 (1986).

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА СПИНОВУЮ КОГЕРЕНТНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ В GaAs КВАНТОВЫХ ЯМАХ

Р.В. Чербунин[a,b], И.А. Югова[a,b], И.В. Игнатьев[a,b], И.Я. Герловин[a], А. Гряйлих[b], Д.Р. Яковлев[b], Ю.П. Ефимов[a], С.А. Елисеев[a], Ю.К. Долгих[a], Ю.П. Ефимов[a], В.В. Овсянкин[a], М. Байер[b].

(a) Санкт-Петербургский государственный университет, 199036, С.-Петербург, Россия;

(b) Университет Дортмунда, 44221, Дортмунд, Германия

1. Введение

Ориентация электронного спина в полупроводниках активно рассматривается в последнее время как перспективный способ реализации квантовых вычислений, а также записи и хранения оптической информации. В настоящем сообщении приводятся результаты исследования спиновой динамики электронов в высококачественных структурах с GaAs квантовыми ямами. Мы установили, что времена сохранения спиновой когерентности в исследуемых структурах составляют 10-15 нс, что согласуется с литературными данными [1,2], и предполагаем, что они определяются сверхтонким взаимодействием электронов с ядрами решетки. Влияние ядерных спинов на релаксацию электронного спина в различного типа наноструктурах уже обсуждалось в литературе [3-5].

2. Техника эксперимента

Исследовалась наноструктура с 15 нм GaAs квантовой ямой, выращенная на n-легированной подложке. На верхнюю поверхность образца был нанесен полупрозрачный золотой электрод. Приложение электрического смещения между подложкой и электродом позволяло менять концентрацию свободных электронов в квантовой яме. Образец помещался в криостат со сверхпроводящим магнитом, позволявшим производить измерения в магнитном поле. Для регистрации спиновой ориентации использовалась техника двухимпульсного возбуждения с поляризационной чувствительностью. Источником накачивающего и пробного оптических импульсов являлся перестраиваемый пикосекундный Ti-сапфир лазер. Величина регистрируемого сигнала была пропорциональна углу вращения плоскости поляризации пробного пучка, индуцированного действием циркулярно поляризованной накачки (фотоиндуцированный эффект Керра) [7]. Измерялась зависимость сигнала от временной задержки между накачивающим и пробным импульсами как функция условий эксперимента.

3. Экспериментальные результаты

Эксперименты показали, что сигнал керровского вращения в поперечном магнитном поле имеет вид периодических осцилляций. Частота осцилляций соответствует скорости прецессии электронного спина вокруг направления поля. При этом было установлено, что время затухания осцилляций более, чем на порядок, превышает время радиационного распада экситонов в квантовой яме. Совокупность этих данных означает, что ответственными за сигнал являются ориентированные светом резидентные электроны.

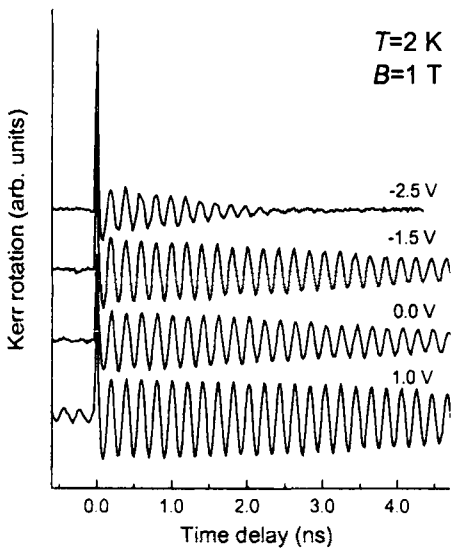


Рис. 1. Зависимость сигнала керровского вращения от времени в поперечном магнитном поле для различных значений напряжения на электроде.

Влияние концентрации электронов на спиновую динамику продемонстрировано на рис. 1. Изменение концентрации осуществ-лялось путем приложения внешнего электрического смещения. Видно, что при отсутствии внешнего смещения, время затухания осцилляций состав- ляет приблизительно 4 нс и не меняется при приложении небольших (до 1.5 V) отрицательных смещений. Независимость от смещения свидетельствует в пользу фонового легирования как источника резидентных электронов. При больших отрицательных смещениях скорость затухания керровского сигнала возрастает, что объясняется опустошением квантовой ямы за счет туннелирования электронов в подложку.

При положительных смещениях, больших 0.8 V, концентрация электронов в квантовой яме начинает возрастать за счет диффузии электронов из легированной подложки. Как видно из рис. 1, увеличение концентрации приводит к заметному увеличению времени затухания осцилляций. При этом осциллирующий сигнал наблюдается и в области отрицательных временных задержек, т.е. он полностью не затухает за время, соответ-ствующее периоду следования лазерных импульсов – 12 ns.

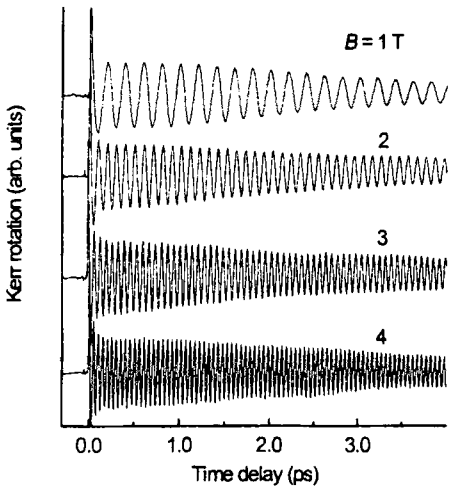


Рис. 2. Сигнал керровского вращения для различных величин поперечного магнитного поля.

Помимо этого, исследовалась зависимость времени затухания биений от магнитного поля и температуры. Существенно отметить, что время затухания биений не сокращается при увеличении магнитного поля (см. рис.2). Последнее означает, что затухание осцилляций не обусловлено разбросом значений электронного g-фактора. Кроме того, было установлено, что время затухания биений остается постоянным при повышении температуры вплоть до 12 К и только затем начинает быстро сокращаться. Постоянство времени затухания осцилляций в области низких температур указывает на неэффективность спин-фононной релаксации и релаксации по механизму Дьяконова-Переля.

Исходя из этого, можно сделать вывод, что наиболее вероятным механизмом, ответственным за распад спиновой когерентности в исследованном образце, является прецессия электронного спина в локальных магнитных полях, созданных флуктуациями ядерных спинов.

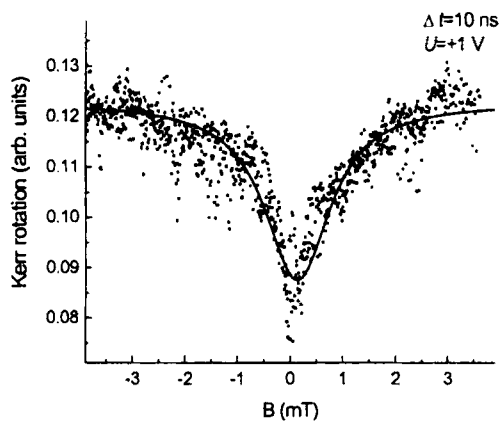


Рис. 3. Зависимость керровского сигнала от величины продольного магнитного поля.

Для оценки средней величины флуктуирующего ядерного поля в исследуемой структуре мы измерили зависимость величины сигнала от внешнего магнитного поля, ориентированного вдоль оси роста структуры (продольное поле). Согласно выводам работы [8, 9], взаимодействие с ядерными флуктуациями должно приводить к появлению провала в полевой зависимости степени ориентации.

При этом ширина провала соответствует средней величине флуктуирующего ядерного поля. Согласно результатам измерений, представленным на рис. 3, эта величина в исследуемой структуре составляет $\Delta B_n = 2\pm1$ мТ. Такая величина случайного поля может создаваться за счет взаимодействия с приблизительно 5×10^6 ядерными спинами, что соответствует размеру области локализации электрона, порядка 100 нм.

4. Заключение

Основным результатом настоящей работы следует считать обнаружение долгоживущей спиновой когерентности в GaAs квантовых ямах. При этом установлено, что время существования когерентности ограничено сверхтонким взаимодействием электронного спина с флуктуирующими ядерными полями. Внешнее электрическое поле, меняя концентрацию резидентных электронов, меняет степень их локализации. Делокализация электронов при увеличении их концентрации сопровождается эффективным усреднением ядерных полей и, как следствие, увеличением времени когерентности электронного спина.

1. R.I. Dzhioev, V.L. Korenev, I.A. Merkulov, B.P. Zakharchenya, D. Gammon, Al.L. Efros, and D.S. Katzer, Phys. Rev. Lett., **88,** 256801 (2002).
2. G.V. Astakhov, T. Kiessling, D.R. Yakovlev, E.A. Zhukov, M. Bayer, W. Ossau, B.P. Zakharchenya, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut, Phys stat. sol. (b), **243**, 858 (2006).
3. *Оптическая ориентация* Под ред.: Б. П. Захарченя, Ф. Майер, Л. «Наука», 1989
4. I.A. Merkulov, Al.L. Efros, M. Rosen, Phys. Rev. B, **65**, 205309 (2002).
5. P.-F. Braun, X. Marie, L. Lombez, B. Urbaszek, T. Amand, P. Renucci, V.K. Kalevich, K.V. Kavokin, O. Krebs, P. Voisin, and Y. Masumoto, Phys. Rev. Lett., **94**, 116601 (2005).
6. R. Oulton, R.V. Cherbunin, A. Greilich, I.V. Ignatiev, D.R. Yakovlev, and M. Bayer, *Proc. 14 Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology,* (St Petersburg, 2006), Ioffe Inst., p. 129 (2006).
7. S.A. Crooker, D.D. Awschalom, J.J. Baumberg, F. Flack, N. Samarth, Phys. Rev. B, **15**, 7574 (1997).

МОДЕЛЬ ГИСТЕРЕЗИСА ТУННЕЛЬНОГО ТОКА В ДВУХБАРЬЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ w-GaN/AlGaN(0001)

А.Н. Разжувалов, С.Н. Гриняев
Сибирский физико-технический институт им В.Д. Кузнецова,
634050, пл. Новособорная, 1, Томск, Россия, e-mail: shuvalov@phys.tsu.ru

Нитридные гетероструктуры *w*-GaN/AlGaN(0001) находят все более широкое применение в приборах электроники - высокочастотных транзисторах, светодиодах, лазерах и т.д. [1]. Представляет интерес использование квантовых свойств этих материалов в устройствах с поперечным транспортом, прежде всего, в двухбарьерных резонансно-туннельных диодах (РТД), обладающих высоким отношением токов пик/долина (≈32 [2]) и выраженной петлей гистерезиса вольт-амперной характеристики при комнатной температуре [3]. Особенности свойств этих структур в значительной степени обусловлены влиянием спонтанной поляризации и пьезоэффекта.

В настоящей работе приводятся результаты самосогласованного расчета туннельного тока и развивается модель петли гистерезиса в двухбарьерных структурах $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$(n c_1)/GaN(k c_2)/$Al_{0.3}Ga_{0.7}N$(m c_1) (n c_1, k c_2, m c_1 – толщины слоев вдоль гексагональной оси, c_1, c_2 - постоянные решетки). Детали метода расчета описаны в [4].

На рис.1 показаны вычисленные плотность туннельного тока (j) и концентрация двумерного электронного газа в квантовой яме (n_w) структуры GaN($2c_1$)/AlGaN($6c_2$)/GaN($2c_1$) при напряжениях, когда внешнее и внутреннее поля в яме направлены в разные стороны. Сплошные линии отвечают случаю, когда напряжение увеличивается (прямая ветвь тока); пунктирные линии – когда напряжение уменьшается (обратная ветвь). Участок туннельного тока с отрицательной дифференциальной проводимостью наблюдается в области напряжений, где резонансные уровни расположены вблизи уровня Ферми. На кривой $j(V)$ имеется участок почти линейной зависимости с резким скачком при напряжении $V_{cr}^{(1)} = 5.4$ V. Похожие особенности наблюдаются и в концентрации $n_w(V)$. Скачки тока и концентрации происходят в момент проваливания (появления) резонансного уровня E_r под край (над краем) зоны проводимости эмиттера E_{ce} для прямой (обратной) ветви. При проваливании резонансного

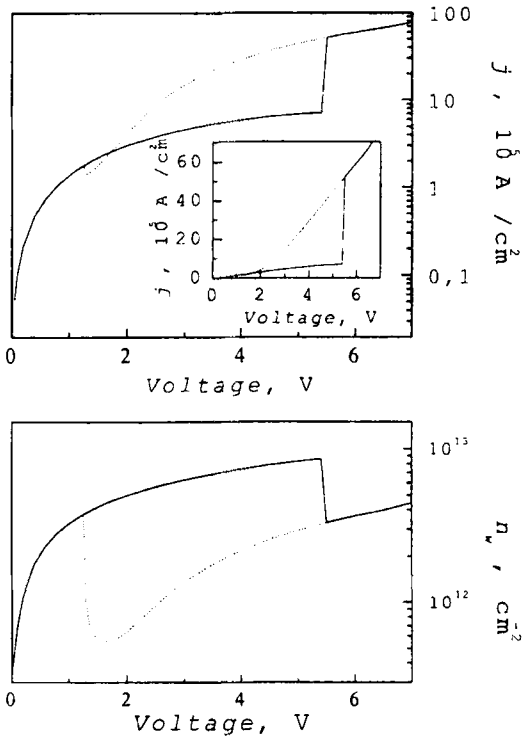


Рис.1

уровня заряд и потенциальная энергия электрона в области ямы (W) резко уменьшаются, при появлении уровня - увеличиваются.

Был проведен анализ зависимости профиля потенциальной энергии, резонансных уровней и концентрации электронов от напряжения. Для прямой ветви, с ростом напряжения профиль потенциала двухбарьерной структуры становится все более симметричным, что усиливает локализацию волновой функции в яме и приводит к росту электронного заряда в ней. Это, наряду с квадратичным эффектом Штарка [5], замедляет движение E_r относительно E_{ce} с ростом V. Вследствие этого уровень E_r оказывается близким к уровню Ферми E_f в большом интервале напряжений и зависимость $j(V)$ имеет почти линейный характер в согласии с [4]. К моменту, когда выравниваются уровни ($E_r = E_{ce}$), в яме накапливается большой заряд, поэтому при проваливании первого уровня происходит сильное понижение потенциала W, при котором второй, более широкий резонанс оказывается вблизи E_f. В результате при $V_{cr}^{(1)}$ возникает скачок тока, а электронный заряд перераспределяется из области ямы в прилегающие к квантовой структуре области коллектора и эмиттера. С ростом напряжения $V > V_{cr}^{(1)}$ сопротивление структуры уменьшается, поскольку зарядовая плотность, отвечающая второму резонансу, меньше плотности первого резонанса.

При обратном изменении напряжения (в сторону $V = 0$) ток не повторяет ход прямой ветви при $V < V_{cr}^{(1)}$, а меняется вдоль продолжения участка для $V > V_{cr}^{(1)}$. В результате возникает явление гистерезиса тока. При достижении напряжения $V_{cr}^{(2)} = 1.3$V на обратной ветви наблюдается небольшой рост тока, связанный с открытием канала туннелирования через первый резонансный уровень. После этого значения тока прямой и обратной ветви совпадают.

Наблюдающиеся закономерности связаны с влиянием ближайших к E_f резонансов, что позволило провести интерпретацию гистерезиса тока и корреляции функций $j(V)$ и $n_w(V)$ в рамках упрощенной модели.

Вблизи резонанса коэффициент прохождения $D(E)$ можно представить в виде [6]:

$$D \approx D_{2,1} \cdot \frac{\int_{a_1}^{a_1+L} \left|\Psi_{\rightarrow\atop\leftarrow}(E_r, z)\right|^2 dz}{\alpha_r \cdot L} \cdot \frac{\hbar^2/(2\tau_r)^2}{(E-E_r)^2 + \hbar^2/(2\tau_r)^2} \quad , \qquad (1)$$

где: τ_r - время жизни электрона на резонансном уровне E_r; D_1 и D_2 – коэффициенты прохождения через барьеры со стороны эмиттера и коллектора соответственно при энергии E_r ; $\Psi_{\rightarrow}$ и $\Psi_{\leftarrow}$ - волновые функции электронов, налетающих на квантовую область слева и справа соответственно; $\alpha_r \equiv 1 + (1 - D_2)e^{-2\,\mathrm{Im}\,k_r L}$, $\mathrm{Im}k_r$ – мнимая часть волнового вектора при E_r, L – ширина ямы.

В этом приближении формула для плотности туннельного тока принимает вид:

$$j_{\mathrm{mod}} = e \cdot \frac{D_2}{\alpha_r L} \cdot \sqrt{\frac{2(E_r - W(z_1))}{m^*}} \cdot n_{W_{\rightarrow}} - e \cdot \frac{D_1}{\alpha_r L} \cdot \sqrt{\frac{2(E_r - W(z_2))}{m^*}} \cdot n_{W_{\leftarrow}} \ , \qquad (2)$$

где: e – заряд электрона; $z_{1,2}$ - координаты левой (z_1) или правой (z_2) границ квантовой области; m^* - эффективная масса;

$$n_{W_{\rightarrow\atop\leftarrow}} = \frac{(m^*/2)^{3/2} kT}{2\pi\hbar^3} \cdot \frac{\int_{well} \left|\Psi_{\rightarrow\atop\leftarrow}(E_r, z)\right|^2 dz \cdot \ln\left\{1 + \exp\left(\frac{E_f - E_r}{kT}\right)\right\}}{\sqrt{E_r - W(z_{1,2})}} \cdot \Gamma$$

- парциальная поверхностная концентрация двумерного электронного газа, образованная падающими слева ($\rightarrow$) и справа ($\leftarrow$) на квантовую область электронами, имеющими энергии в интервале $E_r \pm \Gamma$ ($\Gamma = \hbar/\tau_r$).

Результаты вычислений по формуле (2) (точечные кривые на рис.2) близки к данным точного расчета (сплошная и пунктирная линии). Анализ модельной плотности тока j_{mod} позволил объяснить механизм скачка тока при $V_{cr}^{(1)}$. Изменение величины тока в момент проваливания E_r в основном определяется произведением $\Gamma^* D_2$. Для прямой ветви при $V < V_{cr}^{(1)}$ эти параметры связаны с нижним резонансом и равны $D_2 = 0.14$, $\Gamma = 0.007\,eV$. При напряжениях, несколько больших $V_{cr}^{(1)}$, параметры связаны со вторым резонансом и равны $D_2 = 0.41$, $\Gamma = 0.048\,eV$. При этом увеличение D_2 вызвано

понижением профиля потенциала квантовой области, а рост Γ обусловлен уменьшением времени жизни электронов на втором резонансе. Увеличение $\Gamma^* D_2$ и приводит к скачку тока при $V_{cr}^{(1)}$ почти в 20 раз. На обратной ветви вблизи скачка при V > $V_{cr}^{(2)}$, $D_2 = 0.08$, $\Gamma = 0.044\,eV$, а при V < $V_{cr}^{(2)}$, $D_2 = 0.06$, $\Gamma = 0.007\,eV$, поэтому при $V_{cr}^{(2)}$ произведение $\Gamma^* D_2$ меняется слабо и скачок тока мал.

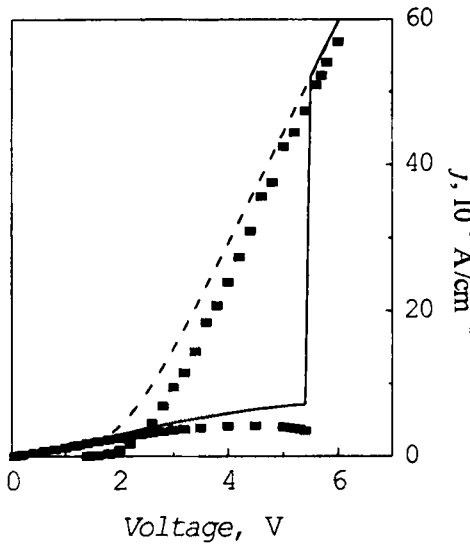


Рис.2

Таким образом, гистерезис туннельного тока в нитридных структурах связан с необратимостью изменения концентрации двумерного электронного газа в области ямы в момент перехода резонансного уровня из открытого канала в темновую область. Большая ширина петли гистерезиса и большой скачок тока обусловлены сильной асимметрией потенциала квантовой области за счет влияния внутренних полей.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 06-02-16627-а.

1. S. Nakamura, *Introduction to Nitride Semiconductor Blue Lasers and Light Emitting Diodes*, London, Taylor & Francis, 2000.
2. A. Kikuchi and K.Kishino. Appl. Phys. Lett., **81**, 1729 (2002).
3. A.E. Belyaev, C.T. Foxon, S.V. Novikov, O. Makarovsky. Appl. Phys. Lett., **83**, 3626 (2003).
4. С.Н. Гриняев, А.Н. Разжувалов. ФТП, **40** (6), 695 (2006).
5. С.Н. Гриняев, А.Н. Разжувалов. ФТП, **37** (4), 450 (2003).
6. В.Я. Демиховский, Г.А. Вугальтер. Физика квантовых низкоразмерных структур (М., Логос, 2000).

1D AND 2D LOW-DIMENSIONAL SYSTEMS OF CHARGED PARTICLES IN A DIELECTRIC EXPOSED TO ION OR ELECTRON BEAM

D.I. Vaisburd

Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russia, e-mail: vaisburd@tpu.ru

1 The results of experimental and theoretical research, modeling and computing of the linear and non-linear electronic processes in wide-bandgap dielectrics exposed to ion and electron beams show that low-dimensional distributions of charge mainly contribute to various processes including conductivity, electron emission, electrical breakdown and flashover. One type of low-dimensional electronic system is met in the case of exposure of dielectric material to high energy ions: protons, alpha-particles and heavy ions. Such transient low-dimensional structures of electrons and holes play fundamental role in the decisive stages of dielectric interaction with ion beam during the implantation. 1DES model of track brings a new insight to mechanism of track formation (explosion) in dielectrics. Another type of low-dimensional electron system 2DES arises in a dielectric under the injection of high-density electron beam of nanosecond pulse duration. 2D electron systems have been studied for about 30 years in semiconducting materials especially MOS transistors and heterostructures. But 2DES in dielectric are studied for the first time in previous [2-5] and present works.

2 Transient 1D Electronic (Excitonic) System in Heavy Charged Particle Track. The radial distribution of electric charge, field strength and potential in proton, alpha-particle and multicharge ion track in insulating material were calculated in 1992 for the first time [1]. NaCl crystals were used as an example. The δ-electrons were assumed to transport and distribute the charge in the track. Propagation of these electrons in the medium produces the 'instantaneous' electric charge distribution in the heavy particle track during 10^{-15} ... 10^{-14} s. Uncharged electronic excitations such as plasmons and excitons do not contribute to charge distribution but considerably contribute to distribution of the energy deposited from heavy particle to the substance. The calculations show that negative charge of knocked-out electrons is decelerated in low density on track periphery and positive charge of holes is concentrated with high density in the core of the track (Fig. 1). The track core creates a deep potential well for slow electrons (Fig. 2). The depth of the well is 0.3 eV in the track of proton of energy 1 MeV/nucleon and is 1.2 eV in the track of alpha-particle with the same energy per nucleon. Low-energy electrons can move freely only along the track axis, but they are bound to the positive track core and perform quantum oscillations in radial cross-section. Thus, the elec-

trons and holes form one-dimensional excitonic system (1DEXS) in the track of charged heavy particle in a dielectric.

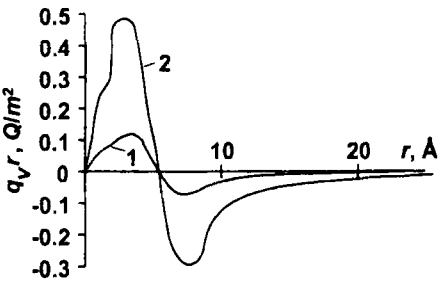


Fig. 1. "Instantaneous" radial distribution of electric charge in proton tracks (1) and alpha-particle tracks (2) in NaCl; r is the distance from the track axis, q_v is the volume charge density

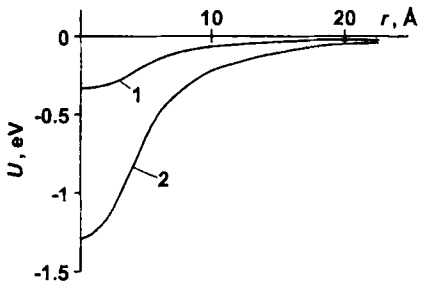


Fig. 2. Electron potential energy in proton tracks (1) and alpha-particle tracks (2) as a function of distance from the track axis in NaCl

3 Transient 2D Electronic System (2DES) in a Dielectric Exposed to Pulsed Power Electron Beam. The experimental research of wide-bandgap dielectrics under the action of high-current-density electron beam (HCD) was started many years ago in 1969 by our Lab for Nonlinear Physics at Tomsk Polytechnic University in Russia and continues up to present time. We use the electron guns of GIN type (1–20 ns, 0.1–10000 A/cm^2, 0.20–0.45 MeV) designed and produced in our Lab. During this research some transient effects in dielectrics have been observed and studied: 1) Intraband radioluminescence, 2) Electrical conductivity of high energy carriers (high energy conductivity), 3) High power critical emission from dielectric into vacuum and its transition to vacuum discharge and bulk breakdown, 4) Cold brittle destruction of insulating materials which occurs when heating the sample by electron beam does not exceed 10°, 5) Generation of the longitudinal and flexural acoustic waves, 6) Plastic bending of filamentary materials (whiskers) resulting from generation of dislocation avalanches, caused by high thermoelastic stress of the order of 10^8–10^9 Pa.

Experimental investigation of electron emission from the dielectric's surface induced by HCD electron beam started in 1975 [6, 7]. HCD electron accelerators of GIN type were used for injection of primary beam into a sample. Subnanosecond time-resolution in the measurements allowed us to observe high power critical emission and study its intrinsic properties [8-12].

1) High power electron emission arises in a critical way when the density of negative charge injected by primary electron beam and trapped in the sample reaches $(1\text{-}8)\cdot10^{-7}$ C/cm^2 and creates electric field of critical value in the range $(0.2\text{-}1.2)\cdot10^6$ V/cm for different dielectrics: LiF, NaF, NaCl, KCl, quartz, fused silica, polyethylene, teflon, polyvinyl, PMMA. Critical

field strength is of the same order for emission and non-uniform electrical breakdown of dielectrics.

2) Emission induced by HCD electron beam arises in the form of gigantic single pulse, which duration is several nanoseconds and somewhat longer than injection one.

3) Pulse of emission delays from injection one for 1-20 ns. The time delay decreases along with increase of primary beam current density.

4) Coefficient of emission may be estimated as ratio of emission pulse area to that of injection one. It varies from 0.7 to 1.0, i.e. the average emission current density is of the order of injection one: 10-1000 A/cm^2. This fact is of high importance for understanding the mechanism of emission. The detailed research of transient electrical conductivity of dielectrics induced by HCD electron beam shows that major part of that has picosecond lifetime, i.e. disappears simultaneously with irradiation pulse. During the emission pulse delayed for several nanoseconds from the end of injection one the bulk conduction current induced by the impact ionization is so small that cannot supply the intense emission observed. These data give experimental evidence for intensive accumulation of conduction electrons in dielectric's subsurface.

5) Detailed description of experimental data with figures and tables presented in [8-12].

6) Experimental research and theoretical analysis with numerical calculations of the emission gave the following results. The strong electric field of the order of $10^5 \ldots 10^6$ V/cm, from one side, and electron-hole gas of the moderate/high density of $10^{12} \ldots 10^{19}$ cm^{-3}, from the other side, are created. Strong electric field separates the mobile electrons from the holes and presses them to the surface layer of thickness of 10...50 Å (Fig. 3). And this process results in formation of two-dimensional electron system (2DES). 2D-electrons are trapped in 1D quantum well normal to the surface and may become band carriers along the 2D parallel to the surface (Fig. 4).

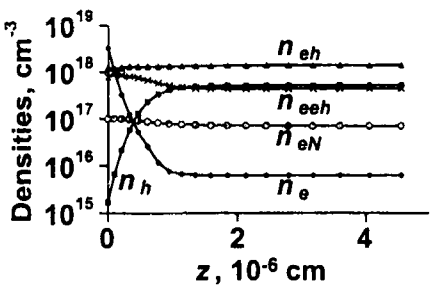


Fig. 3 Spatial distribution of densities n_e, n_h, n_{eh}, n_{eeh} and n_{eN} in the subsurface layer

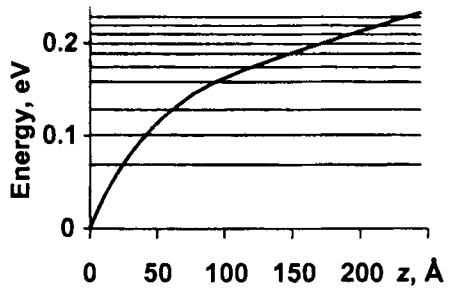


Fig. 4 Potential energy profile and energy levels for Z-part of full electron energy

It is shown that such 2DES may perform quantum phase transition of 'insulator-metal' type. And surface conductivity may jump from 10^{-10} up to 10^{1} $(Ohm \cdot cm)^{-1}$. Thus 2D electron liquid becomes the main source of pulsed power electron emission from dielectric into vacuum.

[1] A.G. Vaysburd and D.I. Vaysburd: Nucl. Track Radiat. Meas., **20** (2), 315 (1992) [Int. J. Radiat. Appl. Instrum., Part D]

[2] D.I. Vaisburd: Proc. of 1st Int. Cong. on Rad. Phys., High Curr. Electr., and Modif. of Mat. Vol. I: 11th Int. Conf. on Rad. Phys. and Chem. of Cond. Matt. Tomsk Polytech University/ Ed.: D. Vaisburd. Novosibirsk: Nauka, 394 (2000).

[3] K.E. Evdokimov, A.G. Sibiryakov, and T.A. Tukhfatulin: Proc. of 1st Int. Cong. on Rad. Phys., High Curr. Electr., and Modif. of Mat. Vol. I: 11th Int. Conf. on Rad. Phys. and Chem. of Cond. Matt. Tomsk Polytech University/ Ed.: D. Vaisburd. Novosibirsk: Nauka, 422 (2000).

[4] D.I. Vaisburd: Proc. of 4th Int. Conf. on Electric Charges in Non-Conductive Materials. Tours, France, 49 (2001).

[5] K.E. Evdokimov and D.I. Vaisburd: Proc. of 4th Int. Conf. on Electric Charges in Non-Conductive Materials. Tours, France, 282 (2001).

[6] I.N. Balichev, D.I. Vaisburd, and G.I. Hering: Russian Physics Journal, 3, 157 (1975) (in Russian).

[7] I.N. Balichev, D.I. Vaisburd, and G.I. Hering: Pis'ma Zh. Tekhnich. Fiz., **2** (7), 327 (1976) (in Russian).

[8] S. Tverdokhlebov and D. Vaisburd: Proc. 2nd Int. Conf. on Space Charge in Solid Dielectrics, SFV, Antibes–Juan-les-Pins, France, 118 (1995).

[9] D. Vaisburd: Proc. 2nd Int. Conf. on Space Charge in Solid Dielectrics, SFV, Antibes–Juan-les-Pins, France, 126 (1995).

[10] D. Vaisburd, S. Tverdokhlebov, T. Tukhfatullin: Proc. XVII Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Berkeley, California, Vol. **1**, 435 (1996).

[11] D. Vaisburd: Proc. 3rd Intern. Conf. on Electric Charge in Solid Insulators, CSC'3, Tours, France, June 29 - July 3, Paris: SFV, 185 (1998).

[12] D.I. Vaisburd, S.I. Tverdokhlebov, and T.A. Tukhfatulin: Russian Physics Journal. **40** (11), 1064 (1998).

[13] D.I. Vaisburd, K.E. Evdokimov. Physica Status Solidi (c), **2** (1), 216 (2005).

ФОРМИРОВАНИЕ GaAs/InGaAs МИКРО- И НАНООБОЛОЧЕК С ПОМОЩЬЮ ЗОНДОВОЙ ЛИТОГРАФИИ

А.В. Принц, Ю.А. Мелконян, В.А. Селезнев, В.Я. Принц
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия

Одной из главных задач современной микро- и наноинженерии является создание высокоточных трехмерных структур и функциональных конструкций. Одним из перспективных путей формирования 3D микро и наноструктур является формирование трехмерных микро- и нанооболочек (трубок, спиралей, корругированных систем) из эпитаксиальных пленок под действием внутренних напряжений [1]. При освобождении напряженной эпитаксиальной пленки от подложки, пленка сворачивается в трубку или изгибается в гофрировку [2]. Решение проблемы формирования разнообразных функциональных конструкций из таких 3D–оболочек требует развития литографических методик. Данная работа направлена на применение методов зондовой литографии для изготовления полупроводниковых микро- и нанооболочек, получаемых из напряженных пленочных гетероструктур GaAs/InGaAs.

Одно из преимуществ зондовой литографии состоит в возможности формирования рисунка без использования резиста. Благодаря этому, появляется возможность осуществлять литографию на одной структуре многократно, не разрушая трехмерные микроструктуры, полученные на предыдущих этапах.

Для получения микро- и наноструктур методом освобождения напряженной пленки от подложки, необходимо обеспечить доступ травителя к жертвенному слою, то есть необходимо в заданной области гетеропленки вскрыть окна на глубину до жертвенного слоя. С помощью зондовой литографии это можно сделать либо процарапав (силовая зондовая литография), либо окислив (локальное анодное окисление) верхнюю гетеропленку.

Все измерения и зондовые литографии осуществляли с помощью атомного силового микроскопа «Solver P-47H» фирмы NT-MDT. На рис. 1 показаны две трубки, которые свернулись от царапины, полученной силовой зондовой литографией.

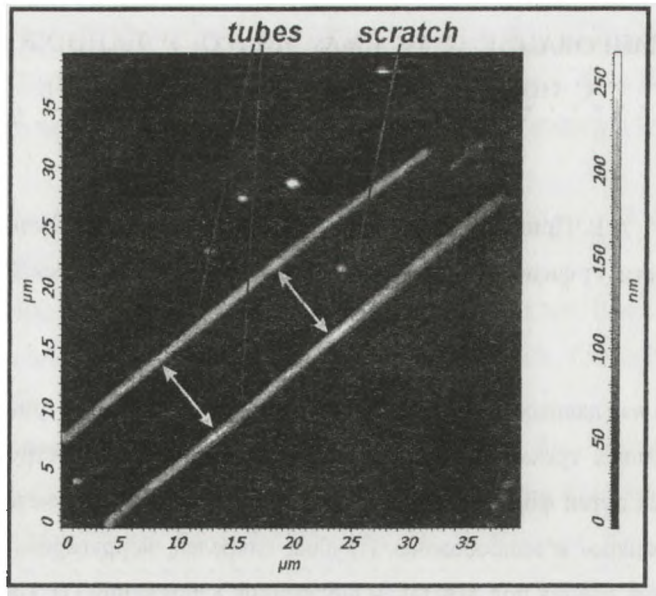


Рис. 1. Нанотрубки, сформированные с помощью АСМ–литографии. На структуре, содержащей 25 ML AlAs/1ML InAs/5ML GaAs, выращенной с помощью молекулярной эпитаксии на подложке GaAs (100), была проведена контактная силовая литография. В режиме векторной литографии было сформировано окно в пленке 1ML InAs/5ML GaAs, через которое было осуществлено травление жертвенного слоя AlAs и формирование многовитковых нанотрубок (внутренний диаметр 50 нм). Изображение получено в полуконтактном режиме.

Для более толстых гетеропленок использование силовой литографии невозможно из-за недостаточной глубины модификации поверхности. Так для структуры, состоящей из жертвенного слоя AlAs толщиной 15 нм, напряженного сжатого слоя $In_{0,2}Ga_{0,8}As$ толщиной 9 нм, и слоя GaAs толщиной 15 нм, необходимо прокислить напряженную структуру до жертвенного слоя более, чем на 24 нм. Это осуществлялось с помощью локального анодного окисления. При подаче на зонд отрицательного, относительно образца, потенциала в месте контакта зонда на поверхности образца будет протекать электрохимическая реакция - анодное окисление, на поверхности образца формируется слой окисла [3, 4]. Впоследствии этот оксид можно легко удалить химическими методами.

С помощью локального анодного окисления формировали набор линий. Разность потенциалов между зондом и образцом изменяли внешним источником напряжения, позволяющим варьировать напряжение до 100 вольт. Высота линий локального анодного окисления в среднем составляла 50 нм. Окисел, образовавшийся при окислении GaAs/InGaAs, растворяется в плавиковой кислоте, что удобно в нашем случае, так как для травления жертвенного слоя AlAs мы использовали водный раствор HF. Таким образом, после растворения линий окисла травитель через окна проникал к жертвенному слою AlAs и растворял его. Напряженный, сжатый бислой GaAs/InGaAs освобождался от связи с подложкой и сворачивался в трубки. Глубина окисления структуры по оценкам составляла более 110 нм.

Благодаря тому, что модификация поверхности осуществляется локально, мы использовали один и тот же образец многократно. После травления рисунков, полученных первой литографией, и сворачивания трубок на этих участках образец промывали и повторно подвергали локальному анодному окислению на участках, не подвергшихся травлению, не разрушая при этом уже сформированных трехмерных структур. Таким образом, на одной структуре формировали трубки, состоящие из разного числа витков. Кроме того, для создания сложных наборов трехмерных нанооболочек весьма важна возможность формировать трубки и оболочки последовательно, чтобы исключить взаимное влияние.

С помощью локального анодного окисления осуществима модификация уже сформированных трубок и гофрировок. Мы проверили эту возможность, формируя оксидные линии на поверхности туннелеподобных гофрированных структур. Такие структуры формируются из гетероструктур, содержащих напряженный монослой, вместо бислоя [2]. На структуре, подвергшейся травлению и содержащей туннелеподобные гофрированные структуры, мы осуществляли локальное анодное окисление, при этом оксидные линии формировались не только на плоских, но и на выпученных участках пленки (рис. 2).

Таким образом, продемонстрирована перспективность использования зондовой литографии как для формирования микро- и нанооболочек, так и для последующей модификации формы и свойств уже сформированных трехмерных пленочных оболочек.

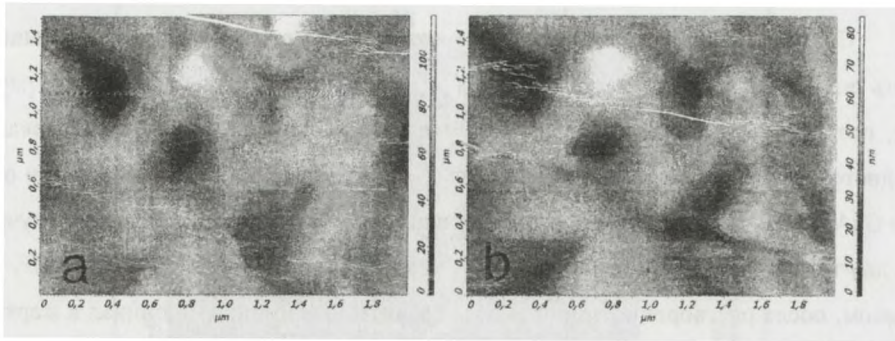


Рис. 2. АСМ–изображение гофрированной зигзагообразной InGaAs нанооболочки: a) до модификации, b) после локального анодного окисления. Окислительная линия была проведена между стрелками и, таким образом, отрезана часть структуры. Структура для формирования гофрированных структур содержала жертвенный слой AlAs толщиной 15 нм и напряженный сжатый слой $In_{0,2}Ga_{0,8}As$ толщиной 9 нм.

1. V.Ya. Prinz, V.A. Seleznev, A.K. Gutakovsky, A.V. Chekhovskiy, V.V. Preobrazhenskii, M.A. Putyato, and T.A. Gavrilova. "Free-standing and overgrown InGaAs/GaAs nanotubes, nanohelices and their arrays", Physica E, **6**, 829 (2000).
2. V.Ya. Prinz. "Precise semiconductor nanotubes and nanocorrugated quantum systems". Physica E, **24**, 54 (2004).
3. R. Held, T. Vancura, T. Heizel, and Ensslin. "In-plane gates and nanostructures fabricated by direct oxidation of semiconductor heterostructures with an atomic force microscope". Appl. Phys. Lett., **73**, 262 (1998).
4. R. García, M. Calleja, F. Pérez-Murano. "Local oxidation of silicon surfaces by dynamic force microscopy: Nanofabrication and water bridge formation". Appl. Phys. Lett., **72**, 2295 (1998).

ЭФФЕКТ ПОЛЯ В ГЕТЕРОНАНОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ InAs/GaAs

И.А. Карпович, С.В. Тихов, Л.А. Истомин, А.В. Кутузов
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950, Нижний Новгород, Россия, e-mail: fdp@phys.unn.ru

Исследование эффекта поля (ЭП) в гетеронаноструктурах с квантовыми точками (ГКТ) InAs/GaAs представляет интерес в связи с разработкой новых методик диагностики этих структур. При встраивании слоя КТ в область пространственного заряда (ОПЗ) поверхностного барьера КТ должны проявлять себя в ЭП аналогично поверхностным состояниям (ПС) как электронные ловушки для индуцированных носителей. В связи с конкуренцией КТ и ПС за захват носителей высокая плотность ПС в GaAs создает трудности в выделении вклада КТ на характеристиках ЭП. Для определения параметров КТ как ловушек, в частности глубины залегания уровней КТ, обычно используются измерения емкостных эффектов в барьерах Шоттки или p-n – переходах [1, 2]. В настоящей работе изучалась возможность использования для этого ЭП.

ГКТ выращивались методом газофазной МОС-гидридной эпитаксии на полуизолирующих подложках (100) GaAs [3]. Буферный слой n-GaAs толщиной ≈1 мкм имел концентрацию электронов $n_o \approx 10^{16}$ см$^{-3}$. Самоорганизованные КТ InAs имели высоту ≈ 5 нм, латеральный размер ≈ 40 нм, поверхностную концентрацию ≈ 5 10^9 см$^{-2}$ и энергию основного оптического перехода 0.9 – 0.95 эВ. Слой КТ заращивался покровным слоем GaAs разной толщины d_c = 5, 20, 100 и 300 нм, что позволяло изменять его положение в ОПЗ от границы с поверхностностью до границы с квазинейтральной областью.

Исследования ЭП проводились на двух типах МДП–структур: целиком слоистых структурах с нанесенным на поверхность ГКТ диэлектрическим слоем (Al_2O_3) толщиной ≈ 1 мкм и металлическим слоем и на разборных структурах с прижимной пластинкой слюды толщиной 30 нм в качестве диэлектрика. Сравнение свойств этих структур позволяло выявить наличие и влияние на ЭП низкочастотной дисперсии диэлектрической проницаемости тонких диэлектрических слоев. Измерялись частотная зависимость подвижности в малосигнальном ЭП $\mu_F(f)$ по методу [4] и динамическая зависимость поверхностной проводимости $\Delta\sigma_s$ от переменного напряжения на полевом

электроде V_g в режиме большого сигнала на частоте f ≈100 Гц. Первым методом определялся так называемый фактор захвата

$$\theta(f) = \mu_F(f)/\mu_F(\infty) = \Delta Q_{sv}(f)/Q_s,$$

где $\mu_F(\infty)$ – подвижность в ЭП на достаточно высокой частоте, когда захват отсутствует и $\mu_F(\infty) = \mu_D$ – дрейфовой подвижности носителей в ОПЗ, $\Delta Q_{sv}(f)$ –свободная часть заряда индуцированных носителей в ОПЗ, $Q_s = C_g V_g$ – полный индуцированный заряд, C_g – удельная емкость МДП–конденсатора. Частота $f_{1/2}$, на которой $\mu_F = (\mu_F(0) + \mu_F(\infty))/2$, где $\mu_F(0)$ – подвижность на низкой частоте при завершившемся захвате на ловушки, определяет время релаксации эффекта поля $\tau_F = 1 / 2\pi f_{1/2}$.

На рис. 1 приведены измеренные в разборной МДП–структуре частотные зависимости θ для буферного слоя GaAs и ГКТ с разной толщиной покровного слоя. Подобные зависимости получены и на слоистых МДП–структурах с теми же ГКТ.

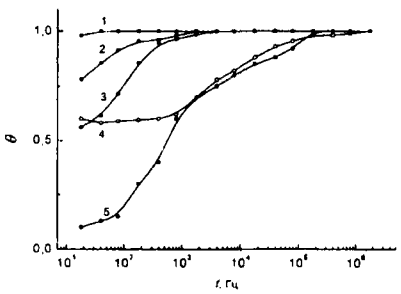


Рис.1. Частотная зависимость фактора захвата в МДП–структурах.
Толщина покровного слоя d_c, нм :
1 – нет КТ (буферный слой),
2 – 5, 3 – 20, 4 – 100, 5 – 300.

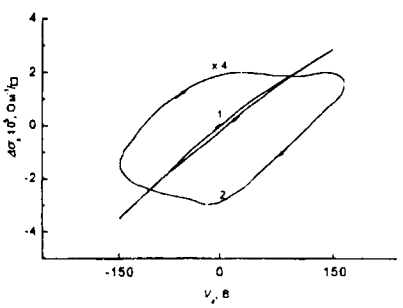


Рис.2. Сильносигнальный эффект поля в МДП–структурах.
1 –буферный слой,
2 – ГКТ с d_c = 20 нм.

На буферном слое GaAs не наблюдается дисперсии ЭП, связанной с захватом электронов на ПС, так как из-за большой высоты поверхностного барьера в GaAs (≈ 0.6 эВ) она должна проявляться в области частот f < 10 Гц. Встраивание слоя КТ в ОПЗ смещает область дисперсии θ к более высоким частотам, причем наибольшее смещение имеет место, когда слой КТ находится вблизи границы ОПЗ и квазинейтральной облас-

ти (кривые 4, 5). При повышении температуры область дисперсии смещается в сторону еще более высоких частот.

Детальный анализ частотных и температурных зависимостей ЭП в ГКТ показал, что при $d_c \approx 100$ нм область дисперсии μ_F можно разложить на две области: низкочастотную и высокочастотную (на кривой 5 это области с $f_{1/2} \approx 5 \cdot 10^2$ и $\approx 3 \cdot 10^4$ Гц). Низкочастотная дисперсия, для которой энергия активации τ_F (≈ 0.5 эВ) близка к высоте поверхностного барьера, связана с захватом электронов на поверхностные и, возможно, объемные ловушки в ОПЗ (как и в ЭП на буферном слое). Влияние встраивания слоя КТ в ОПЗ на эту дисперсию может быть связано с установленным фактом уменьшения высоты поверхностного барьера в ГКТ по сравнению с его высотой в буферном слое (на 0.05 – 0.1 эВ), причина которого еще не совсем ясна. Другой причиной может быть образование электронных ловушек в ОПЗ при встраивании слоя КТ, связанное с напряженным состоянием этого слоя и наличием в нем некоторого количества крупных релаксированных в результате образования дислокаций кластеров.

Высокочастотная область дисперсия в основном связана непосредственно с захватом электронов в КТ. Значения времени релаксации ЭП τ_{FD} и фактора захвата θ_D для этого процесса, очевидно, должны зависеть от высоты поверхностного барьера в месте расположения КТ и высоты эмиссионного барьера для уровня основного состояния электронов в КТ. При уменьшении толщины покровного слоя, т.е. при приближении слоя КТ к поверхности, время τ_{FD} должно увеличиваться, а фактор θ_D приближаться к единице. Поэтому эта область дисперсии становится почти незаметной при относительно тонком покровном слое (кривые 2, 3). Результирующий фактор захвата в ГКТ $\theta = \theta_s\theta_D$, где θ_s – фактор захвата на ПС ($\theta_s << \theta_D$). Из-за близости θ_D к единице, особенно при повышенных температурах, этим методом не удается определить энергию активации τ_{FD} для высокочастотной дисперсии.

На динамических кривых сильносигнального ЭП в буферном слое GaAs практически нет гистерезиса (рис. 2, кривая 1). Причиной этого является отсутствие захвата электронов на ПС на частоте измерения ≈ 100 Гц, что хорошо согласуется с частотной зависимостью малосигнального ЭП (кривая 1 на рис. 1). На кривой ЭП в ГКТ (кривая 2) наблюдается ярко выраженная петля гистерезиса, связанная с захватом электронов непосредственно квантовыми точками. Температурная зависимость ширины петли гистерезиса по оси напряжений $\Delta V(T)$ имеет активационный характер с энергией активации

E_D = 0.17 – 0.2 эВ для разных ГКТ. Эта энергия характеризует высоту барьера для термической эмиссии захваченных в КТ электронов. При энергии основного перехода в КТ 0.9 эВ и ширине запрещенной зоны GaAs 1.43 эВ эмиссионный барьер для дырок составляет соответственно 0.36 – 0.33 эВ.

Рассматривая захват электронов в КТ как захват на моноэнергетические ПС [5], расположенные на глубине E_D ниже дна с-зоны GaAs, можно оценить сечение захвата электронов квантовыми точками s_{nD} по формуле $s_{nD} = (\tau_{FD} v N_c)^{-1} \exp(E_D/kT)$, где v – тепловая скорость электронов, N_c – эффективная плотность состояний в с-зоне GaAs. Оценка дает значения $\approx 3 \cdot 10^{-15}$ см^2.

Проведенные исследования показывают, что методика ЭП может быть полезной для диагностики ГКТ, в частности для изучения механизмов захвата электронов и дырок в КТ и эмиссии их из КТ в матрицу.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 06-02-16159) и Минобрнауки РФ (грант РНП.2.1.1.2741).

1. P. N. Brunkov, A. Patane, A. Levin, L. Eaves, P. C. Main. Phys. Rev. B, **65**, 085326 (2002).
2. М.М. Соболев, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, А.В. Максимов, Н.Н. Леденцов. ФТП, **31**, 1249 (1997).
3. И.А. Карпович, Б.Н. Звонков, С.Б. Левичев, Н.В. Байдусь, С.В. Тихов, Д.О. Филатов, А.П. Горшков, С.Ю. Ермаков. ФТП, **38**, 448 (2004).
4. H.C. Montgomery. Phys. Rev., **106**, 441 (1957).
5. В.Н. Овсюк. Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда. Наука. Сибирское отделение. Новосибирск (1984).

АНАЛИЗ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ГЕТЕРОСТРУКТУР С InGaAs/GaAs КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ И InAs/GaAs КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ ПО ДАННЫМ ЕМКОСТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ И СПЕКТРОСКОПИИ ПОЛНОЙ ПРОВОДИМОСТИ

А.Н. Кузнецова, И.С. Шулгунова

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, Россия

В настоящее время структуры с квантовыми ямами и квантовыми точками являются базовым вариантом структур для современных лазеров и светодиодов. Оказалось, что создание лазеров с квантово-размерной активной областью позволяет получить не только непрерывную генерацию при комнатной температуре и более низкие значения пороговых токов, но и делает их температурную зависимость более слабой, благодаря чему непрерывная генерация возможна и при температурах на много десятков градусов выше. Кроме того, структуры с квантовыми ямами можно использовать для модуляции светового излучения из области межзонного оптического поглощения, так как в таких структурах существуют резкие линии экситонного поглощения, интенсивность которых гораздо больше, чем в однородных полупроводниках, и их положение зависит от приложенного электрического поля, так как, во-первых, под действием электрического поля меняется форма самой ямы, а, во-вторых, изменяется положение уровней квантования как в зоне проводимости, так и в валентной зоне.

В данной работе речь пойдет об определении энергетических параметров гетероструктур с InGaAs/GaAs-квантовыми ямами и InAs/GaAs-квантовыми точками. В настоящее время область применения таких структур в опто- и наноэлектронике очень широка.

В качестве объектов исследований был выбран набор тестовых полупроводниковых структур с одиночными квантовыми ямами на основе системы твердых растворов $In_xGa_{1-x}As/GaAs$. Структуры были выращены по технологии газофазной эпитаксии из паров металлоорганических соединений (MOCVD). Шероховатость гетерограниц при этом не превышала двух атомных монослоев. Осаждение происходило при температурах 650 и 700°C. Подложка была легирована до уровня 10^{18} $см^{-3}$. Между квантовой ямой и подложкой расположена прослойка GaAs n-типа проводимости толщиной 350 нм. На поверхности образца находится кеп-слой GaAs, толщина которого составляет порядка 300 нм. Прослойка и поверхностный слой были равномерно легированы крем-

нием. Уровень легирования составляет величину приблизительно (6-7) 10^{16} $см^{-3}$. Нелегированными оставались лишь узкие области полупроводника толщиной 5 нм (спейсеры), прилегающие непосредственно к квантовой яме с обеих сторон. Толщина квантовых ям составляла от 6 до 9.5 нм, они оставались нелегированными. Мольная доля индия в твердом растворе InGaAs варьировалась от 6.5 до 29%. Как известно, в этом диапазоне составов происходит псевдоморфный рост эпитаксиальных слоев InGaAs на подложке GaAs.

Самосогласованное решение уравнений Шредингера и Пуассона [1] позволило получить такую важную информацию о гетероструктурах с InGaAs/GaAs-квантовыми ямами, как реальный вид профиля дна зоны проводимости (рис.1) и величина разрыва зоны проводимости. Зная эти характеристики, мы рассчитали энергии связанных состояний и соответствующие им волновые функции в зоне проводимости в зависимости от состава твердого раствора, толщины активного слоя и приложенного обратного смещения. Именно эти параметры определяют количество уровней в квантовой яме и их положение. Пересчитав реальный профиль дна зоны проводимости в профиль потолка валентной зоны (рис.2), нам удалось рассчитать значения энергии связанных состояний в валентной зоне, так же как и для зоны проводимости с различными составом твердого раствора, толщиной активной области и приложенным обратным напряжением. В отличие от зоны проводимости, для которой расчеты дают всего один уровень квантования, в валентной зоне их оказывается несколько. Можно предположить, что большая концентрация основных носителей заряда модифицирует профиль зоны проводимости таким образом, что остается всего один уровень, а валентная зона изменяется так, что, наоборот, появляются дополнительные уровни, которые могут принять на себя неосновные носители заряда (дырки), стекающиеся к активной области из-за большой концентрации электронов в зоне проводимости.

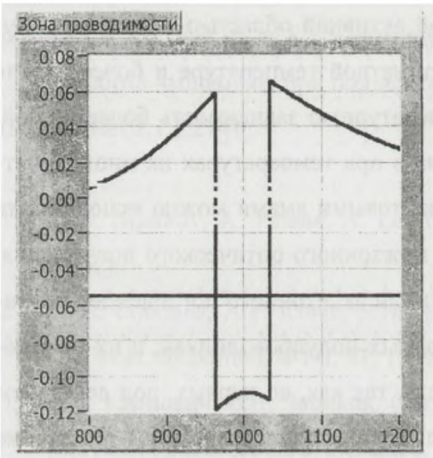


Рис.1 Реальный профиль дна зоны проводимости и энергетические уровни для электронов. ($In_xGa_{1-x}As$, x = 0.325, ширина ямы 6.8 нм)

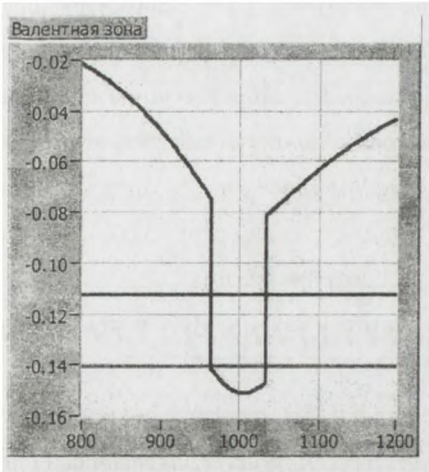


Рис.2 Реальный профиль потолка валентной зоны и энергетические уровни для дырок. ($In_xGa_{1-x}As$, x=0.325, ширина ямы 6.8 нм)

Для расчета энергии связанных состояний, как в зоне проводимости, так и в валентной зоне, реализован алгоритм численного решения конечно-разностного уравнения Шредингера матричным методом в среде графического программирования LabVIEW:

$$\begin{bmatrix} a_1 & b_2 & \dots & 0 & 0 \\ b_2 & a_2 & \dots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & a_{N-1} & b_N \\ 0 & 0 & \dots & b_N & a_N \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \dots \\ \psi_{N-1} \\ \psi_N \end{bmatrix} = E_i \cdot \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \dots \\ \psi_{N-1} \\ \psi_N \end{bmatrix}$$

Для псевдоморфных напряженных квантовых ям с составом более 0,2 расщепление подзон легких и тяжелых дырок в валентной зоне S оказывается больше разрыва валентной зоны. Это позволило нам упростить вычисления, решая для валентной зоны не систему из двух уравнений, а только одно - для тяжелых дырок, сохраняя при этом достаточную степень точности. Полученные результаты вполне согласуются с данными фотолюминесценции. Например, для образца с толщиной активного слоя 8 нм и составом твердого раствора x = 0,22 длина волны излучения составила 1008 нм, фотолюминесценция для этого образца дает 1024 нм.

По виду волновой функции мы определяем концентрацию в объемных материалах и рассчитываем вероятности межуровневых и межзонных переходов, используя процедуру численного интегрирования. Для всех проведенных нами расчетов наибольшей вероятность всегда оказывается для перехода E1-HH1, а для запрещенных переходов она на три-четыре порядка меньше.

В данной работе мы представляем также результаты измерений гетероструктур с квантовыми ямами и самоорганизующимися квантовыми точками InAs/GaAs, полученные методом спектроскопии полной проводимости ("admittance"), которая дает информацию о глубоких уровнях, их параметрах, а также о динамических характеристиках носителей на глубоких уровнях (уровнях квантования).

Исследуемые структуры представляют собой диодные p-n-структуры GaAs, со слоистой структурой, выращенные методом MOCVD на подложках n^+-GaAs. В образцах первой группы активная зона помещалась в середину толстого слоя GaAs, однородно легированного Si до n = 1.7 10^{16} $см^{-3}$, и представляла собой три слоя вертикально

связанных КТ, разделенных барьерами GaAs толщиной 0.8 нм [3], сформированных вследствие эффектов самоорганизации в процессе роста в режиме Странского-Крастанова. Кроме образцов с КТ, проводились измерения второй группы образцов, содержащих только смачивающий слой InAs, который по сути является квантовой ямой. Данные структуры формировались в результате быстрого заращивания осажденного слоя InAs, более тонкого, чем для первой группы образцов, слоем GaAs, тем самым не давая возможности формирования трехмерных островков InAs.

Измерения проводились в диапазоне частот 1 кГц...1 МГц и температур 10...300 К.

Анализ полученных спектров показал, что наличие КТ в исследуемых структурах обуславливает сигнал проводимости, на порядок превышающий аналогичный сигнал для образцов со смачивающим слоем. На рис.3 представлены спектры проводимости для образцов с КТ и со смачивающим слоем, полученные на частоте 1 МГц при приложенном обратном смещении -2,7В.

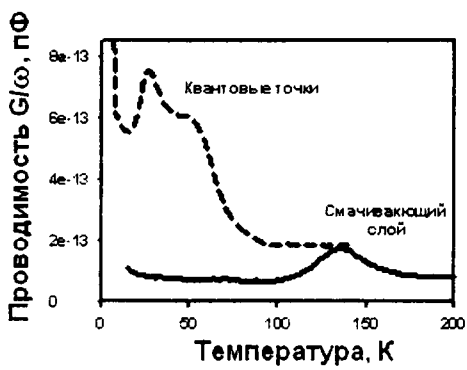


Рис. 3. Спектры проводимости, измеренные при обратном смещении -2,7 В, на частоте тестового сигнала 1 МГц.

Обе группы образцов демонстрировали пики на спектрах проводимости, которые в обоих случаях смещались в область более высоких температур при увеличении частоты тестового сигнала, при этом амплитуда сигнала возрастала.

При фиксированной частоте тестового сигнала в образцах с квантовой ямой температурное положение пиков проводимости не меняется при изменении обратного смещения, тогда как в случае со структурами, содержащими КТ, положение пика проводимости в сильной степени зависит от приложенного обратного смещения.

Таким образом, анализ спектров полной проводимости исследуемых образцов показывает кардинальные отличия спектров для гетероструктур с квантовыми ямами и самоорганизующимися квантовыми точками, связанные с различной природой физических явлений, происходящих в этих структурах.

1. V.I. Zubkov, M.A. Melnik, A.V. Solomonov, E.O. Tsvelev, F. Bugge, M. Weyers, G. Tränkle // Phys. Rev. B, **70** (7), 075312 (2004).

О МОДЕЛИ ПОРИСТОГО ПОЛУПРОВОДНИКА С РАСПРЕДЕЛЁННЫМ ДИСПЕРСИОННЫМ ПАРАМЕТРОМ

В.В. Учайкин, Р.Т. Сибатов

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

Известно, что в пористом кремнии в процессе порообразования вокруг каждой поры возникают обеднённые носителями заряда области. В случае, когда обеднённые области соседних пор перекрываются, проводимость осуществляется либо посредством термической активации носителей в модели флуктуирующего потенциала по обеднённой матрице, либо путем межкристаллитных перескоков носителей. Это приводит к дисперсионному переносу [1], характеризующемуся степенной релаксацией фототока

$$I(t) \propto \begin{cases} t^{-1-\alpha_i}, & t < t_T, \\ t^{-1-\alpha_f}, & t > t_T, \end{cases} \qquad 0 < \alpha_i \neq \alpha_f < 1. \tag{1}$$

Анализ дрейфовой подвижности носителей заряда в *por*-GaAs, выполненный в работе [2], привел авторов к выводу о сходстве механизмов переноса в *por*-Si и *por*-GaAs.

Известная модель Шера и Монтролла переноса заряда в неупорядоченных полупроводниках приводит к характеристикам (1), в которых $\alpha_i = \alpha_f = \alpha$. Параметр α определяется степенью неупорядоченности полупроводника. Основное положение этой модели заключается в том, что носители заряда в процессе переноса захватываются в локализованные состояния на случайные времена, распределённые по асимптотически степенному закону с показателем $0<\alpha<1$.

В [3] установлено, что значение α, определённое по зависимости времени пролёта носителей в *por*-Si от напряжённости поля, отличается от значения, найденного по кривым переходного фототока. Для объяснения этого различия авторы предположили существование дополнительного разброса носителей по подвижностям в структурно неоднородных образцах пористого кремния. Естественно продолжить развитие этой идеи, предположив существование разброса параметра α. В настоящей работе мы покажем, что этого предположения достаточно для обоснования результата (1), по крайней мере, в случае дискретного спектра $\{\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_n\}$.

Пусть k_j – концентрации ловушек, захватывающих носители на случайные времена τ_j, распределённые по асимптотически степенному закону с показателем α_j:

$$\mathrm{P}\{\tau_j > t\} \sim \frac{1}{\Gamma(1-\alpha_j)} (c_j t)^{-\alpha_j}, \quad t >> c_j^{-1}, \quad 0 < \alpha_j < 1$$

где c_j – нормировочные константы. Согласно обобщённой предельной теореме при условии, что носитель совершил достаточно большое число скачков n, суммарное время T_j пребывания носителя в ловушках j-го типа распределено по устойчивому закону:

$$Q_{j,n}(t) = \mathrm{P}\{T_j < t\} = G^{(\alpha_j)}(b_j t n^{-1/\alpha_j}), \qquad b_j = c_j \left(k_j \Big/ \sum_j k_j \right)^{-1/\alpha_j}, \tag{2}$$

где $G^{(\alpha_j)}(t)$ – функции устойчивого распределения с показателем α_j.

Функция распределения $Q_n(t)$ времени $T = \sum_j T_j$, затраченного носителем на совершение n скачков, равна свертке функций (2):

$$Q_n(t) = Q_{1,n}^{*} Q_{2,n}^{*} Q_{3,n}^{*} \ldots (t).$$

Преобразование Лапласа последнего выражения даёт

$$\tilde{Q}_n(\lambda) = \int_0^\infty Q_n(t) \exp(-\lambda t)\, dt = \prod_j \tilde{Q}_{j,n}(\lambda) = \frac{1}{\lambda} \prod_j \exp\left[- n (\lambda / b_j)^{\alpha_j} \right] = \frac{1}{\lambda} \exp\left[- n \sum_j (\lambda / b_j)^{\alpha_j} \right].$$

Вероятность совершения n скачков за время $T = t$ равна

$$W_n(t) = \mathrm{P}\{N(t) = n\} = \mathrm{P}\{N(t) < n+1\} - \mathrm{P}\{N(t) < n\} = Q_{n+1}(t) - Q_n(t).$$

При $n >> 1$ трансформанта Лапласа функции $W_n(t)$ по времени имеет вид:

$$\tilde{W}_n(\lambda) = \lambda^{-1} \sum_j (\lambda / b_j)^{\alpha_j} \exp\left(- n \sum_j (\lambda / b_j)^{\alpha_j} \right).$$

Поскольку мы считаем, что ловушки распределены однородно по образцу, то при $x >> \xi$, где ξ – среднее расстояние между ловушками, трансформанта плотности носителей заряда по времени

$$\tilde{f}(x, \lambda) = \frac{1}{\xi \lambda} \sum_j (\lambda / b_j)^{\alpha_j} \exp\left(- \frac{x}{\xi} \sum_j (\lambda / b_j)^{\alpha_j} \right). \tag{3}$$

Плотность переходного фототока в образце определяется из соотношений:

$$I(t) = \frac{1}{L} \int_0^L j(x,t)\, dx, \qquad j(x,t) = e N \frac{d}{dt} [(x - L) f(x,t)],$$

где L – длина образца, N – поверхностная плотность фотоинжектированных носителей. С учётом (3) для трансформанты Лапласа $\tilde{I}(\lambda)$ получаем:

$$\tilde{I}(\lambda) = \frac{eN\xi}{L} \, \frac{1 - \exp\left(- L \sum_j (\lambda / b_j)^{\alpha_j} / \xi \right)}{\sum_j (\lambda / b_j)^{\alpha_j}}. \tag{4}$$

Если параметр α может принимать только одно значение, то обратное преобразование Лапласа формулы (4) приводит к решению:

$$I(t) = \frac{eN\alpha\xi c}{L}\ t^{\alpha-1}\int_{s_0}^{\infty} s^{-\alpha} g^{(\alpha,1)}(s)\,ds, \quad s_0 = t(L/\xi c)^{-1/\alpha}.$$

Эта функция имеет асимптотики (1), в которых $\alpha_i = \alpha_f = \alpha$. Время пролёта в этом случае пропорционально $(L/E)^{1/\alpha}$.

Проведём асимптотический анализ формулы (4). Поведение функции $I(t)$ при $t \to \infty$ определяется функцией (3) при $\lambda \to 0$:

$$\tilde{I}(\lambda) \sim \frac{eN\xi}{L}\ \frac{L\sum_j (\lambda/b_j)^{\alpha_j}/\xi - \frac{1}{2}\left(-L\sum_j (\lambda/b_j)^{\alpha_j}/\xi\right)^2}{\sum_j (\lambda/b_j)^{\alpha_j}} \sim eN - \frac{eNL}{2\xi}(\lambda/b_{\min})^{\alpha_{\min}},$$

где $\alpha_{\min}$ – минимальное значение из набора $\{\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_n\}$, $b_{\min}$ – соответствующее ему значение нормировочной константы. Обратное преобразование Лапласа приводит к

$$I(t) \propto t^{-1-\alpha_{\min}}, \quad t \to \infty.$$

Когда $\lambda/b_j >> (\xi/L)^{1/\alpha_j}$ для всех j, то

$$\tilde{I}(\lambda) \sim \frac{eN\xi}{L\cdot\sum_j (\lambda/b_j)^{\alpha_j}} \sim \frac{eN\xi}{L\cdot(\lambda/b_{\max})^{\alpha_{\max}}}, \quad \lambda \to \infty,$$

где $\alpha_{\max}$ – максимальное значение из набора $\{\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_n\}$, $b_{\max}$ – соответствующее ему значение нормировочной константы. Отсюда

$$I(t) \propto t^{-1+\alpha_{\max}}, \quad t \to 0.$$

Таким образом, в случае, если показатель степени в распределении времени пребывания носителей в ловушке может принимать одно из значений упорядоченного набора $\{\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_n\}$ (дискретный спектр), то на начальном временном участке поведение переходного тока определяется максимальным значением $\alpha_{\max}=\alpha_n$, а на конечном – минимальным значением $\alpha_{\min}=\alpha_1$ α_n, что согласуется с упомянутыми выше экспериментами. Если сделанные нами предположения верны, то исследование переходного тока в промежутке между двумя асимптотиками могло бы пролить свет на распределение ловушек по параметру α и возможно получить информацию об их природе.

1. O. Bisi, S. Ossicini, L. Pavesi. Surface Science Reports, **38**, 1 (2000).
2. Н.С. Аверкиев, Л.П. Казакова, Э.А. Лебедев и др. ФТП, **34**, 757 (2000).
3. Н.С. Аверкиев, Л.П. Казакова, Н.Н. Смирнова. ФТП, **36**, 355 (2002).

EMISSION OF TWO-DIMENSIONAL (2D) ELECTRONS FROM DIELECTRIC INDUCED BY NANOSECOND INJECTION OF HIGH-DENSITY ELECTRON BEAM

D.I. Vaisburd, K.E. Evdokimov

Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russia, e-mail: vaisburd@tpu.ru

1 Critical electron emission from dielectrics (CEED) exposed to high-current-density electron beam has been studied in the Lab for Nonlinear Physics at TPU since 1975. The main properties of CEED according to [1-4] are following: 1) CEED arises when injected charge density reaches $(1...8)\ 10^{-7}$ C/cm and creates critical electric field strength in the range $(0{,}2...1{,}2)\ 10^{6}$ V/cm; 2) CEED arises as single pulse with several nanosecond duration and the average emission current have the order of initial one; 3) CEED pulse delays from initial beam pulse for 1-20 ns; 4) the ratio of emission pulse area to that of injection one (so called emission coefficient) varies from 0,7 to 1,0; 5) CEED transforms to vacuum discharge between dielectric surface and metallic collector if electron current to emission centers is maintained at a certain level; 6) photos of dielectric surface and vacuum gap during the CEED indicates directly its space non-uniformity; 7) the stopping potential up to -6 kV does not affect the CEED noticeably. In recent experiments the measured delay of emission pulse from the initial one was in the range from 1 to 60 ns. The goal of this work is to consider the basic processes in dielectric under the action of high-current-density electron beam leading to critical electron emission.

2 The first process to discuss is ionization of the medium by electron impact. In every such act electron with energy E vanishes and three particles appear: ejected electron with energy W, hole with energy I equal to ionization potential of filled level, and scattered electron with energy $T = E - W - I$. Two electrons are identical and one of them with lower energy is considered as ejected. The main characteristics of impact ionization process are total Q and differential σ cross-sections. The large volume of experimental data on the ionization cross-sections of atoms and molecules by electron impact obtained by various authors using different methods has been analyzed. The empirical formula for the ionization cross section has been suggested, which for $I < E < 10\ I$ has resonant form and for large E smoothly transforms into the Bethe formula:

$$Q_{LB} = \frac{4\pi a_0^2 \, N \, Ry^2 M_i^{\,2}}{I^2}\left(\frac{\beta}{\sqrt{\Gamma^2+(u/\alpha-\alpha/u)^2}}\frac{1}{e^{(u-u_F)/u_0}+1}+\frac{ln(u+1)}{u+1}\frac{1}{e^{(u_F-u)/u_0}+1}\right), \quad (1)$$

where M_i^2, Γ, α, β, u_F, and u_0 are parameters. Using the available experimental data, these parameters was calculated by the least-squares method for H, He, Ne, Ar, C, N, O, Li, Na, H_2, N_2, O_2, *K*-shells of C, N, Ne, Ar, K, Ca, Rb, and Sr atoms and molecules. Comparison of experimental data on ionization of atoms by electron impact with theoretical formula of Bethe [5] and empirical formulas of Lotz [7], Alkhazov [8], Kim and Rudd [9], authors of [10] shows that suggested formula explains experimental data best of all. Detailed description is published in [6].

3 The electrons and holes which have lost their ability to ionize the medium (so-called "passive") make the decisive contribution to many fast processes with a characteristic time in the range $10^{-14} \div 10^{-12}$ s: high-energy conductivity, intraband luminescence, etc. The distribution of non-ionizing electrons and holes before the electron-phonon relaxation is called "instantaneous". The method developed for calculation of the "instantaneous" distribution of non-ionizing electrons and holes in a dielectric [11, 12]. It is based on the solution of a system of kinetic equations and empirical formula for the ionization cross-section, and takes into account the impact and Auger ionization and recoil of holes due to momentum conservation. Using this method, the "instantaneous" distribution of non-ionizing electrons and holes in NaCl was calculated (Fig. 1, 2).

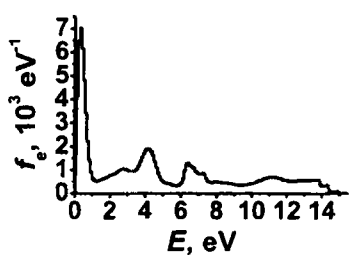


Fig. 1 "Instantaneous" energy distribution of non-ionizing electrons in NaCl within the conduction band

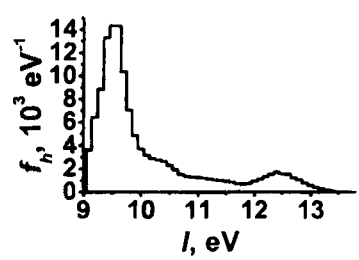


Fig. 2 "Instantaneous" energy distribution of non-ionizing holes in NaCl within the valence band

4 Detailed model of critical electron emission describing the most processes in dielectric under the action of high-current-density electron beam leading to CEED developed in [13-17]. Computer calculation according to the model for NaCl sample under the irradiation of GIN type electron accelerator gives the following results. *First*, strong electric field presses the electrons to the surface due to high induced conductivity (Fig. 3). *Second*, due to such

polarization of medium electric field is concentrated in subsurface layer of dielectric (Fig. 4).

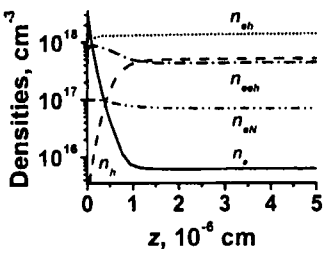


Fig. 3 Profile of densities n_e, n_h, n_{eh}, n_{eeh} and n_{eN} in the subsurface layer

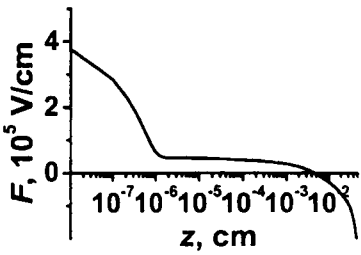


Fig. 4 Profile of electric field strength in dielectric bulk and in surface layer

Third, electric field of such profile creates one dimensional (1D) potential well in subsurface layer. The parameters of the well are similar to those of low-dimensional structures. *Fourth*, solution of 1D Schrodinger equation gives the spectrum of z-component (normal to the surface) of full electron energy (Fig. 5). In that way the secondary electrons forms two-dimensional (2D) system in subsurface layer. *Fifth*, the increase of electric field in subsurface layer leads to following two effects: 1) the potential well narrows resulting in the rise of ground energy level from the bottom of the well; 2) potential barrier at the dielectric-vacuum boundary decreases due to Schottky's effect. Thus, with the rise of electric field the gap between the ground state and the top of potential barrier decreases. When the field achieves a critical value ($1.2 \cdot 10^6$ V/cm for NaCl) this gap vanishes. So the general probability of tunneling and over barrier transition of electron from dielectric to vacuum rises drastically in small interval of field strength and become 1 when field exceeds the critical value (Fig. 6).

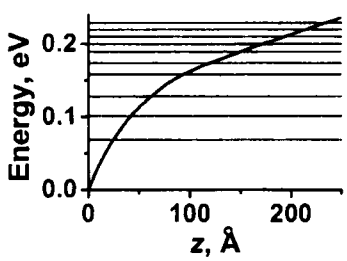


Fig. 5 Profile of potential energy in surface layer and spectrum of z-component of energy of electron

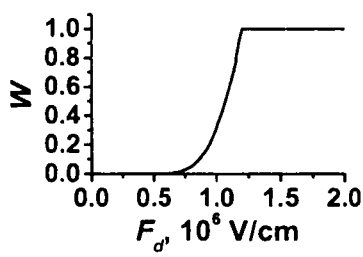


Fig. 6 Probability of tunneling W from the ground energy level to vacuum vs. electric field strength in dielectric F_d

Seventh, existence of the surface nonuniformity of microtip type leads to field enhancement on a microtip and formation of a "weak place" with large emission probability there. When such a state is formed the 2D electrons are emitted to vacuum mostly through this "weak place". The emission distorts the charge balance at the surface and non-zero tangent electric

field appears. This field causes surface current of 2D electrons and supports the emission process at microtip as long as density of 2D electrons there is enough to provide required field enhancement. Such a mechanism appears to be the main source of emission.

[1] I.N. Balichev, D.I. Vaisburd, and G.I. Hering. Russian Physics Journal, 3, 157 (1975) (in Russian).

[2] I.N. Balichev, D.I. Vaisburd, and G.I. Hering. Pis'ma Zh. Tehn. Fiz, **2** (7), 327 (1976) (in Russian).

[3] S.I. Tverdokhlebov and D.I. Vaisburd. Proc. 2nd Int. Conf. on Space Charge in Solid Dielectrics, SFV, Antibes–Juan-les-Pins, France, 118 (1995).

[4] D.I. Vaisburd, B.N. Semin, E.G. Tavanov, S.B. Matlis, I.N. Balychev, and G.I. Hering. Solid State High-Energy Electronics (Novosibirsk: Nauka, Russia 1982) (in Russian)

[5] H. Bethe. Ann. Phys., **5,** 325 (1930).

[6] D.I. Vaisburd, K.E. Evdokimov. Rus. Phys. J., 11, 81 (2003).

[7] W. Lotz, Z. Phys. **232,** 101 (1970).

[8] G.D. Alkhazov. Zh. Tekh. Fiz., **40** (1), 97 (1970), (in Russian)

[9] Y.-K. Kim and M.E. Rudd. Phys. Rev., **A50** (5), 3954 (1994).

[10] V.M. Povyshev, A.A. Sadovoy, V.P. Shevelko, *et al.* Preprint JINR E9-2001-148 (Dubna, 2001).

[11] D.I. Vaisburd and K.E. Evdokimov. Russian Physics Journal, **47** (11), 1107 (2004).

[12] D.I. Vaisburd, K.E. Evdokimov. Physica Status Solidi (c), **2** (1), 216 (2005).

[13] D.I. Vaisburd, S.I. Tverdokhlebov, and T.A. Tukhfatulin. Russian Physics Journal, **40** (11), 1064 (1998).

[14] D.I. Vaisburd. Proc. of 1st Int. Cong. on Rad. Phys., High Curr. Electr., and Modif. of Mat. Vol. I: 11th Int. Conf. on Rad. Phys. and Chem. of Cond. Matt. Tomsk Polytech University/ Ed.: D. Vaisburd. Novosibirsk: Nauka, 394 (2000).

[15] K.E. Evdokimov, A.G. Sibiryakov, and T.A. Tukhfatulin. Proc. of 1st Int. Cong. on Rad. Phys., High Curr. Electr., and Modif. of Mat. Vol. I: 11th Int. Conf. on Rad. Phys. and Chem. of Cond. Matt. Tomsk Polytech University/ Ed.: D. Vaisburd. Novosibirsk: Nauka, 422.

[16] D.I. Vaisburd. Proc. of 4th Int. Conf. on Electric Charges in Non-Conductive Materials. Tours, France, 49 (2001).

[17] K.E. Evdokimov and D.I. Vaisburd. Proc. of 4th Int. Conf. on Electric Charges in Non-Conductive Materials. Tours, France, 282 (2001).

ЭЛЕКТРОННЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ОДНОСЛОЙНОЙ НАНОТРУБКИ ЖЕЛЕЗА, АРМИРОВАННОЙ ТЕТРАЭДРОМ СВЯЗЕЙ КРЕМНИЯ

Н.Л. Зайцев, В.С. Демиденко, Т.В. Меньщикова
Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова,
Томск, Россия, e-mail: nzaitsev@phys.tsu.ru

Ввиду большой практической ценности кремния в последнее время интенсивно исследуются кремниевые клеточные структуры, армированные атомами переходных элементов [1], поскольку, будучи пустыми, они нестабильны, в отличие от углеродных. В случае нанотрубки из кремния термодинамические и кинетические факторы, которые в ряде случаев могут оказаться более важными, чем энергетические [2], способны обусловить ее переход в иную структуру в виде кластера кремния с тетраэдрическими связями, характерными для основного состояния этого элемента, инкапсулированного в нанотрубку из атомов переходных элементов. Анализ характера межатомного взаимодействия и магнетизма таких объектов на основании расчета электронной структуры может быть полезен в задачах физики малых частиц. Вместе с тем, нанотрубки, армированные кластерами кремния, способны вступать в надежные контакты с элементами микроэлектронной техники, что придает и практическое значение такому анализу.

В данной работе методом рассеянных волн рассчитана локальная электронная структура фрагмента нанотрубки железа, армированного пятиатомным кластером кремния с координацией ближайших соседей, как в решетке алмаза.

В качестве фрагмента нанотрубки выбрана гетероструктура $Fe_{32}Si_5$. Кластер кремния Si_5 (4 атома в вершинах тетраэдра, а один в центре) выступает каркасом плотноупакованного монослоя атомов железа, свернутого в виде нанотрубки из колец с четным числом атомов. Причем, выбранная гетероструктура является именно фрагментом нанотрубки, поскольку сохранили потенциальное поле от 20 атомов двух крайних колец (рис.1 слева). С учетом слабого влияния атомов Si на параметр решетки твердых растворов FeSi, кратчайшее расстояние между атомами кремния и железа в гетероструктуре взяли равным ему в ОЦК–железе. Такое условие, совместно с требованием максимальной симметрии структуры в целом, определило координаты остальных атомов железа в нанотрубке. На рис. 1 видно, что два атома Si располагаются вдоль нанотрубки и два – поперек, определяя несколько больший диаметр центрального кольца.

Внутренний атом кремния выступает центром системы, но не имеет атомов железа в непосредственном соседстве. Атомные электронные конфигурации, расстояния между атомами и радиусы МТ-сфер брали, как в работе [3].

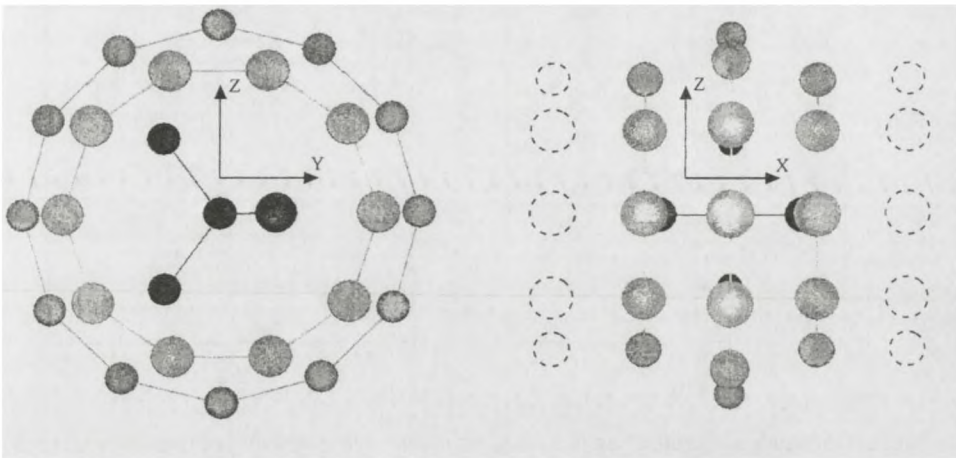


Рис. 1. Структура нанотрубки Fe_{32} с внутренним кластером кремния Si_5. На левом рисунке штрихом показаны атомы колец, которые создавали потенциальное поле, но во взаимодействии не участвовали

Результаты расчетов электронных спектров, приведенные на рис. 2, свидетельствуют о четком разделении спинполяризованных d-состояний железа и sp-гибридных состояний кремния на связывающие и антисвязывающие. Это является следствием сильной направленной межатомной связи между железной нанотрубкой и кремнием. Причем d-состояния железа со спином «вверх» заполнены почти полностью, как в объемном металле и нанотрубке без внутреннего кластера кремния. По сравнению с пустой трубкой железа в спектре гетероструктуры $Fe_{32}Si_5$, благодаря кремнию, уширяется d-зона, тем самым усиливается взаимодействие Fe-Fe и система стабилизируется. В полосе со спином «вниз» потолок валентной зоны попадает в щель, что также говорит об устойчивости данного образования. Несогласованность потенциалов колец, вызванная наличием кластера кремния, приводит к тому, что верхнее занятое состояние попадает в область состояний, принадлежащих центральному кольцу нанотрубки (рис. 2). Таким образом, в нанотрубке реализуются условия четкого разделения состояний железа на две подзоны, что также типично для ОЦК 3d-металлов и ферромагнитного железа в частности.

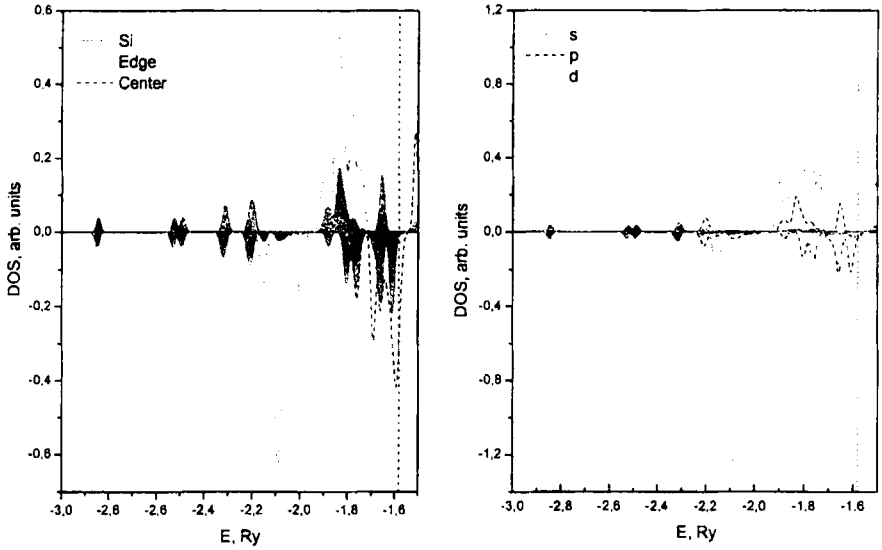


Рис. 2. Справа – локальные вклады в плотность электронных состояний кластера Si_5 (серая заливка), крайних колец Fe_{10} и центрального кольца Fe_{12}. Слева – парциальные s- (серая заливка), p- и d- вклады в электронный спектр фрагмента нанотрубки $Fe_{32}Si_5$. В нижней половине рисунков изображена полоса со спином «вверх». Вертикальным пунктиром отмечен потолок валентной зоны

Распределения электронной плотности в кольцах для наивысшего занятого состояния (рис. 3) показывают, что они симметричны относительно оси Z, но из-за кремния нарушается симметрия относительно оси Y. При этом в центральном кольце наблюдается повышенная плотность электронов в его правой части, с которой взаимодействуют атомы кремния в большей степени. В периферийных кольцах также наблюдается сильная связь кремния с атомами железа в правой половине кольца рис. 3.

Такая асимметрия вдоль оси Y согласуется с особенностями распределения локальных магнитных моментов, а именно, средний момент правой части центрального кольца составляет 3.4 μ_b, и на 0.5 μ_b больше, чем средний момент левой части. При этом локальные моменты по левой стороне кольца падают от атома, расположенного на оси Z, к атому на оси Y, а в правой части моменты атомов примерно одинаковые. По-видимому, асимметрия связана с атомами кремния, расположенными в плоскости YZ, имеющими локальные моменты ≈ 2.5 μ_b. В среднем локальные моменты атомов железа в периферийных кольцах имеют существенно меньшие значения $\approx 0.8\mu_b$, и атомы кремния, лежащие в плоскости XY, обладают теми же значениями.

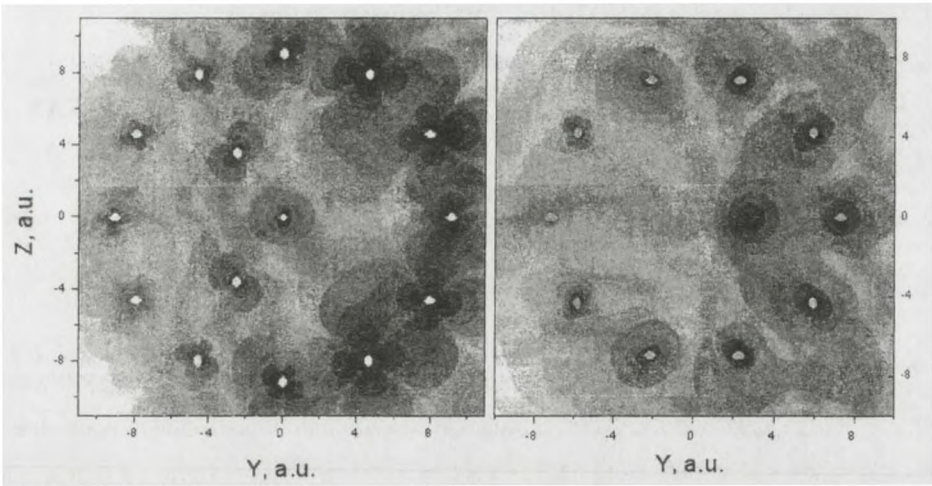


Рис. 3. Распределение электронной плотности в центральном кольце (слева) и в крайнем (справа) при энергии, соответствующей потолку валентной зоны для полосы со спином «вверх». Большая интенсивность черного цвета соответствует большей величине плотности

Обменно-корреляционные эффекты приводят к средней намагниченности гетероструктуры, меньшей, чем у полого фрагмента нанотрубки и объемного железа $1.5\mu_b, 1.6\mu_b, 2.2\mu_b$ соответственно. Параметр спиновой поляризации прифермиевских электронов гетероструктуры $P(E_f) = \frac{n_\uparrow - n_\downarrow}{n_\uparrow + n_\downarrow} = 1$ существенно выше, чем у объемного ОЦК–железа

Таким образом, в работе показано, что хотя электронные спектры гетероструктуры Fe32Si5 имеют общие черты со спектром объемного ферромагнитного железа, средний магнитный момент в ней ниже, при этом намагниченность центрального кольца существенно выше, чем крайних.

1. G. Mpourmpakis, G.E. Froudakis, A.N. Andriotis, M. Menon. Phys. Rev., **B68,** 125407 (2003).
2. F. Baletto, R. Ferrando. Rev. Mod. Phys., **77**, 371 (2005)
3. В.С. Демиденко, Н.Л. Зайцев, А.В. Нявро. ФТТ, **48** (8), 1486 (2006)

РАДИАЦИОННОЕ МОДИФИЦИРОВАНИЕ И ЛЕГИРОВАНИЕ ХИМИЧЕСКИМИ ПРИМЕСЯМИ КАК ПРОЦЕССЫ САМОКОМПЕНСАЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В.Н. Брудный[a], Н.Г. Колин[b]

(a) Томский госуниверситет, Томск, Россия;

(b) ФГУП «НИФХИ им. Л.Я. Карпова», Обнинск, Россия

Процессы легирования полупроводников, а в более широком смысле - неметаллических материалов, химическими примесями и радиационное модифицирование таких материалов в результате воздействия жесткого излучения (гамма – кванты, электроны, ионы, нейтроны) рассматриваются как проявление известного в термодинамике компенсаторного принципа Ле-Шателье для электронной подсистемы кристалла. Высокая чувствительность неметаллических материалов к таким воздействиям приводит к сильным изменениям в положении электронного химпотенциала (уровня Ферми F) в таких материалах при введении химических примесей или собственных дефектов решетки за счет облучения или пластической деформации. При этом увеличение энергии кристалла частично компенсируется перестройкой его атомной и электронной подсистем, что рассматривается как явление самокомпенсации.

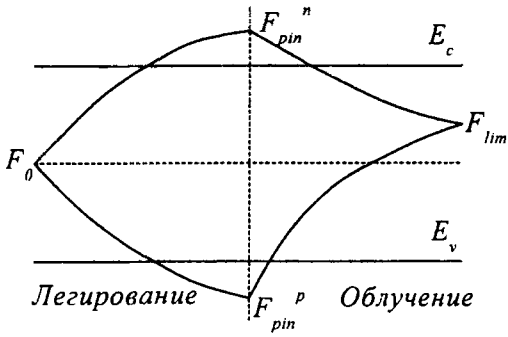
Легирование химическими примесями

Известно, что при введении в полупроводник химической примеси происходит отклонение химпотенциала кристалла относительно некоторого его "канонического" положения F_S в материале в положение, задаваемое уровнем легирования химической примеси [1, 2]. При этом выполняется “правило предельного уровня легирования”, что соответствует закреплению уровня Ферми в положении $F_{pin}^{\ n}$ ($F_{pin}^{\ p}$), здесь $F_{pin}^{\ n}$ ($F_{pin}^{\ p}$) - предельное положение уровня Ферми в полупроводнике, легированном донорными (акцепторными) примесями соответственно [3]. Допустимые отклонения уровня Ферми за счет химического легирования в полупроводниках составляют величину $\Delta E = \pm [F_S - (F_{pin}^{\ n} (F_{pin}^{\ p}))]$, значение которой в сильной степени определяется характером химической связи материала. Такое ограничение по уровню легирования полупроводников связывают с процессами самокомпенсации, тем более эффективными, чем ближе разность значений $|F_S - F|$ к величине ΔE. Среди важнейших механизмов самокомпенсации можно выделить "классический" механизм – генерацию компенсирующих собственных дефектов решетки преимущественно в материалах с большой долей ионной

связи, а при значениях $|F_S - F|$, близких величине ΔE - уменьшение энтальпии образования компенсирующих собственных дефектов решетки в ковалентных полупроводниках [4]; амфотерное поведение примесей с промежуточной валентностью, образование низкосимметричных комплексов примесь – дефект, формирование U^- - центров (центров с отрицательной корреляционной энергией). Величина ΔE(эВ) максимальна в ковалентных и сильно ковалентных полупроводниках и уменьшается с ростом доли ионной связи кристалла [5]. Именно по этой причине для ковалентных полупроводников возможно достижение высоких значений уровней предельного легирования $F_{pin}^{n}(F_{pin}^{p})$. В свою очередь, для ионных кристаллов и полупроводников с большой долей ионной связи процессы самокомпенсации при легировании примесями весьма эффективны, что обуславливает малую величину ΔE, низкие уровни их легирования, а часто и наблюдаемый устойчивый тип проводимости таких материалов.

Радиационное модифицирование

Поскольку с помощью высокоэнергетического облучения, как и при легировании, можно в широких пределах изменять электрофизические свойства полупроводников, то иногда радиационное модифицирование материала рассматривается как процесс его "легирования" за счет введения собственных дефектов решетки донорного и акцепторного типов по аналогии с легированием материала химическими примесями, что не корректно. Действительно, если под легированием полупроводника понимать смещение уровня Ферми относительно его канонического положения F_S в кристалле, тогда радиационное модифицирование полупроводника скорее следует рассматривать как процесс, "обратный" его легированию. Действительно, при радиационном модифицировании химпотенциал материала возвращается из положения F в каноническое для данного материала положение $F_S(\equiv F_{lim})$ [6-8]. Здесь F_{lim} - предельное положение уровня Ферми в облученном полупроводнике. Это определяет эволюцию электронных свойств неметаллического материала при воздействии жесткой радиации. При этом скорость деградации электронных параметров полупроводника зависит от исходной разности $|F - F_S(\equiv F_{lim})|$ для данного материала. Изменение положения уровня Ферми в полупроводнике при легировании "мелкими" донорными (акцепторными) примесями и последующем высокоэнергетическом облучении такого материала схематически показано на рисунке.



Изменение положения уровня Ферми полупроводника при легировании донорными или акцепторными примесями и при последующем жестком радиационном воздействии (показан материал с предельным уровнем легирования при последующем радиационном воздействии). Здесь: (E_c - E_v) – ширина минимальной запрещенной зоны кристалла, F_0 – исходное положение уровня Ферми в нелегированном (собственном) полупроводнике, $F_{pin}^{(n)}$ ($F_{pin}^{(p)}$) - предельные уровни легирования донорными (акцепторными) примесями, $F_{lim}(\equiv F_S)$ – предельный (канонический) уровень Ферми в облученном полупроводнике. (На рисунке представлен кристалл, у которого F_{lim} расположен в верхней половине запрещенной зоны, например, как в InP).

При жестком облучении генерируются собственные дефекты решетки, что открывает большие возможности для развития процессов самокомпенсации. Так, при облучении "чистого" Si электронами вблизи 300K основным компенсирующим дефектом является $2V_{Si}$, а в Si<P> - это низкосимметричный центр (V_{Si} – P), а в Si<B> - комплекс (B-Si_i). Аналогичное облучение GaAs приводит к формированию *E*- и *H*-ловушек, уровни которых расположены вблизи краев запрещенной зоны. В то же время бомбардировка GaAs электронами при $(300\text{-}400)^0$C приводит к образованию *P*-дефектов, уровни которых сгруппированы вблизи $F_{lim} = E_v + 0.6$ эВ.

Условие зарядовой нейтральности облученного полупроводника в случае $F \approx F_{lim}$ может быть описано уравнением

$$(n^2_{lim} - n^2_i)/n_{lim} = N_{RD}^{+} - N_{RA}^{-},$$

здесь n_{lim} – концентрация свободных электронов, соответствующая условию $F = F_{lim}$ и n_i - собственная концентрация свободных электронов. В условиях практически полной компенсации это уравнение может быть переписано в виде

$$N_{RD}^{+} \approx N_{RA}^{-}.$$

Это уравнение электронейтральности для полупроводника, в котором имеют место низкая плотность свободных носителей заряда и высокая плотность заряда, связанного на радиационных дефектах, так что степень компенсации материала $K \approx 1$. Таким образом, реакцию полупроводника на воздействие жесткой радиации следует рассматривать как процесс "радиационной" самокомпенсации, в результате которого понижается исходная электрическая активность материала, так что материал переходит в "пре-

дельное" состояние, соответствующее $F \approx F_{lim}(F_S)$. Электрофизические свойства и тип проводимости такого материала не зависят от характера радиационных нарушений и целиком определяются особенностями его энергетического спектра, т.е. расположением уровня $F_{lim}(\equiv F_S)$ относительно ближайших экстремумов зоны проводимости и валентной. Именно это определяет тип проводимости облученного материала: n-тип проводимости для InP, n^+ - тип для InAs, InN, HgTe; p- тип проводимости для Ge, AlSb; p^+ - тип для GaSb, InSb; или близкий к i – типу проводимости материал (Si, GaAs, GaP, AlAs, GaN, AlN, SiC, CdTe). При этом всегда выполняется условие сильной компенсации $K \approx 1$, так что процесс радиационного модифицирования неметаллического материала – это всегда процесс "радиационной" самокомпенсации, при котором уровень Ферми "возвращается" в каноническое для каждого полупроводника положение $F_S(\equiv F_{lim})$, задаваемое энергетическим спектром идеального кристалла. Это открывает возможности для разработки предсказательных моделей поведения полупроводников в условиях воздействия жесткой радиации.

В заключение можно отметить, что легирование полупроводника химическими примесями приводит к смещению химпотенциала (уровня Ферми) относительно его канонического положения $F_S(\equiv F_{lim})$ для данного материала до значений $F_{pin}{}^n(F_{pin}{}^p)$, а жесткое радиационное воздействие на полупроводник – к его "возврату" в это каноническое положение. Такое закрепление уровня Ферми вблизи $F_S(\equiv F_{lim})$ имеет место не только в облученных полупроводниках, но и в полупроводниках после глубокой пластической деформации, на границах металл/полупроводник, полупроводниковая гетеропара, а также проявляется в поверхностных явлениях в полупроводниковых материалах.

Работа выполнена при поддержке проекта МНТЦ # 3029 "Radiation Effects in Semiconductors III-Nitrides" и Госконтракта Роснауки № 02.435.11.2027.

1. E. Tokumitsu. Jap. J. Appl. Phys., **29** (L698) (1990).
2. Н.В. Агринская, Т.В. Машовец. ФТП, **28** (9), 1505 (1994).
3. S.B. Zhang, S.H. Wei., A. Zunger. Phys. Rev. Lett., **84** (6), 1232 (2000).
4. W. Walukiewitch. Appl. Phys. Lett., **54**, 2094 (1989).
5. C.G. Van de Walle and J. Neugebauer. Nature, **423** (5), 626 (2003).
6. V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, V.E. Stepanov. Physica, **B212**, 429 (1995).
7. В.Н. Брудный, С.Н. Гриняев, Н.Г. Колин. Материаловедение, **3** (72), 17 (2003).
8. V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, N.G. Kolin. Physica, **B348**, 213 (2004).

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ МОНОКРИСТАЛЛОВ InP, ОБЛУЧЕННЫХ РЕАКТОРНЫМИ НЕЙТРОНАМИ

В.М. Бойко[a], В.Т. Бублик[b], М.И. Воронова[b], Н.Г. Колин[a], Д.И. Меркурисов[a], К.Д. Щербачев[b]

(a) Филиал ФГУП «НИФХИ им. Л.Я. Карпова», Обнинск, Россия, тел. (48439)-74731; e-mail: fci58@mail.ru;

(b) Московский государственный институт стали и сплавов (технологический университет), Москва, Россия

Исследовано влияние облучения реакторными нейтронами на структуру монокристаллов фосфида индия. Впервые обнаружено, что радиационные дефекты, образующиеся при облучении InP реакторными нейтронами, приводят к уменьшению периода решетки. Этот эффект сильнее заметен в кристаллах, сильно легированных примесью Te. Наличие в пучке составляющей тепловых нейтронов, приводящих к образованию в материале атомов Sn, не вызывает существенного изменения периода решетки. Термообработка облученных образцов до температуры порядка 600°C приводит к отжигу радиационных дефектов и восстановлению периода решетки. Высказано предположение, что образуется такое сочетание дефектов, в котором преобладает влияние дефектов, уменьшающих период решетки, в их числе рассматривается антиструктурный дефект P_{In}.

Облучение образцов проводилось в вертикальных каналах ядерного реактора ВВР-ц при температуре ≤ 70°C, как преимущественно быстрыми нейтронами (Cd-пеналы), $\varphi_б = 5\ 10^{13}$ [см$^{-2}$с$^{-1}$], так и полным спектром реакторных нейтронов ($\varphi_{sn} / \varphi_{fn} \approx 1$). При облучении быстрыми нейтронами концентрация носителей заряда в образцах InP после соответствующих термообработок оценивается по эмпирической формуле

$$n = 0.2\, F_{fn}\,, \qquad (1а),$$

а при облучении полным спектром реакторных нейтронов – из выражения [1, 2]

$$n = 2.1\, F_{sn}\,. \qquad (1б)$$

В качестве основного структурного метода исследования было выбрано прецизионное измерение периода решетки методом Бонда. Использовали $CuK_{\alpha 1}$-излучение (λ = 0.15405934±0.00000082 нм), исследовалось асимметричное отражение (337), точность измерений параметра решетки ±1 10^{-6} нм. Для изучения микродефектов (МД), обра-

зующихся при облучении, использовали метод диффузного рассеяния рентгеновских лучей (ДРРЛ). Распределение интенсивности ДРРЛ проводили на трехкристальном рентгеновском дифрактометре в схеме (*n; -n; n*). Монохроматор и анализатор – однократно отражающие совершенные кристаллы InP(111). Использовали Mo$K_{\alpha 1}$ – излучение (λ = 0.07093 нм). Измерения проводили в окрестности узла 333 обратной решетки. Методика измерений описана в работе [3]. Образцы для измерений представляли собой пластины InP, легированные Te и Sn, диаметром до 2 дюймов и толщиной не более 2 мм, вырезанные перпендикулярно к направлению роста из слитков, выращенных вдоль оси [111].

В отличие от других полупроводниковых соединений $A^{III}B^{V}$, в которых с ростом флюенса нейтронов происходит увеличение периода решетки, в кристаллах InP при облучении быстрыми нейтронами или полным спектром реакторных нейтронов период решетки уменьшается (рис. 1). Уменьшение периода решетки кристалла при облучении наблюдается для всех значений концентрации примеси Te в исходном материале. При облучении быстрыми нейтронами реактора уменьшение периода решетки в образцах с концентрацией ОНЗ до $8 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$ происходит практически при всех дозах. Максимальное уменьшение при флюенсе $2.3 \cdot 10^{19}$ см$^{-2}$ достигает величины $\Delta a = 1.7 \cdot 10^{-5}$ нм. Однако для кристаллов с $n = 3.9 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ уменьшение существенно больше, общее уменьшение периода решетки $\Delta a = 6.5 \cdot 10^{-5}$ нм. При облучении полным спектром реакторных нейтронов число образующихся за счет ядерных реакций атомов донорной примеси Sn на порядок больше, чем при облучении быстрыми нейтронами, а Δa в образцах с концентрацией Te, меньшей $4.0 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, соответствует значению Δa для случая облучения теми же флюенсами быстрых нейтронов. Осо-

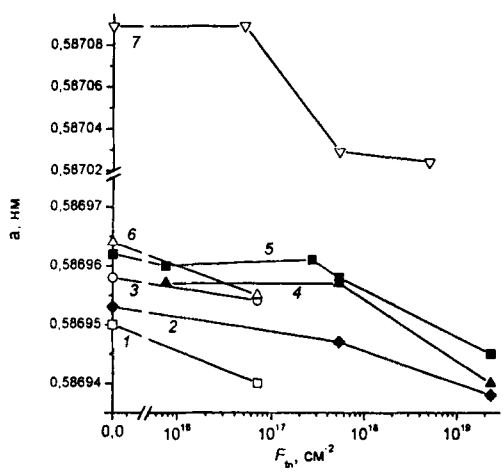


Рис. 1. Зависимости периода решетки от флюенса быстрых нейтронов для образцов InP с различным исходным содержанием примеси n, см$^{-3}$: 1 - $2 \cdot 10^{18}$ (Sn); 2 - $3.5 \cdot 10^{16}$ (Te); 3 - $3.5 \cdot 10^{16}$ (Te) ; 4 - $2 \cdot 10^{17}$ (Te) ; 5 - $8 \cdot 10^{17}$ (Te) ; 6 - $4.7 \cdot 10^{16}$ (Te) ; 7 - $3.9 \cdot 10^{18}$ (Te)

бенно большое уменьшение периода решетки наблюдается также при $n \approx 3.9 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$. Анализ данных по ДРРЛ для образцов, облученных максимальной дозой полного спектра реакторных нейтронов, показал, что хотя в образце период решетки меньше, чем до облучения, тем не менее, основные МД относятся к межузельному типу. После термообработки до 600°С период решетки увеличивается и достигает значения периода решетки необлученного материала.

Таким образом, экспериментально впервые обнаружено, что РД, образующиеся при облучении InP нейтронами, приводят к уменьшению периода решетки. Этот эффект сильнее заметен в сильно легированных кристаллах. Предполагается, что уменьшение периода связано с образованием такого сочетания дефектов, в котором преобладает действие дефектов, уменьшающих период решетки, в том числе антиструктурного дефекта P_{In}. Выявленное уменьшение периода решетки в кристаллах, облученных быстрыми нейтронами, исчезает после отжига при 400°С. Характер изменения периода решетки и ДРРЛ позволили предположить, что отжиг РД происходит в следующем порядке. Начинается отжиг с аннигиляции антиструктурных дефектов P_{In}. Затем идет интенсивная аннигиляция точечных дефектов на фоне растворения мелких МД, и при повышении температуры отжига до 500°С увеличивается количество крупных МД. В кристаллах, облученных полным спектром нейтронов, последовательность отжига дефектов та же, но период решетки становится даже больше исходного значения до облучения, из-за легирования оловом, значительная часть которого сохраняется в межузельных позициях вплоть до отжига при 600°С. Роль примеси Te при концентрациях, когда заметна политропия, видимо, связана, кроме наличия Te_i, и с тем, что в структуре кристалла образуются комплексы In_2Te_3, изоморфные с решеткой InP, содержащие одну стехиометрическую вакансию на молекулу, в которую попадает P_i , причем состояние атомов фосфора в этой позиции достаточно устойчиво.

1. Н.Г. Колин, Д.И. Меркурисов, С.П. Соловьев. ФТП, **34** (2), 157 (2000).
2. Н.Г. Колин, Д.И. Меркурисов, С.П. Соловьев. ФТП, **34** (2), 153 (2000).
3. В.Т. Бублик, С.Ю. Мацнев, К.Д. Щербачев, М.В. Меженный, М.Г. Мильвидский , В.Я. Резник ФТТ, **45** (10), 1825 (2003).

THE RADIATION DEFECTS INTRODUCTION IN InP SHOTTKY DIODES

V.V. Peshev and E.G. Soboleva
Yurga Technological Institute at Tomsk Polytechnical University, Yurga, Russia,
e-mail: sobolevaeno@mail.ru

In our earlier works [1-3], we investigated the effects of charge state of radiation defects on their introduction into GaAs by comparing the spectra of deep level transient spectroscopy (DLTS) of the diodes irradiated at zero and reverse bias voltage. Here we present the results of formation of radiation defects in InP-diodes with the Schottky barrier.

The specimens under study were layers of *n*-InP grown on strongly doped substrates by the method of gas-transport epitaxy, with the concentration of free charge carriers being $n = 2 \cdot 10^{15}$ cm^{-3}. They were irradiated in a γ-contour of a fast-neutron reactor at an intensity of $dD/dt = 1.7 \cdot 10^{12}$cm^{-2} s^{-1}. The total γ-quanta flux was $D = 1.2 \cdot 10^{17}$ quant/cm^2. The specimens were also irradiated by electrons with the energy 1 and 4 MeV in a pulsed accelerator. The radiation intensity was selected so that the space charge region (SCR) specified by the bias

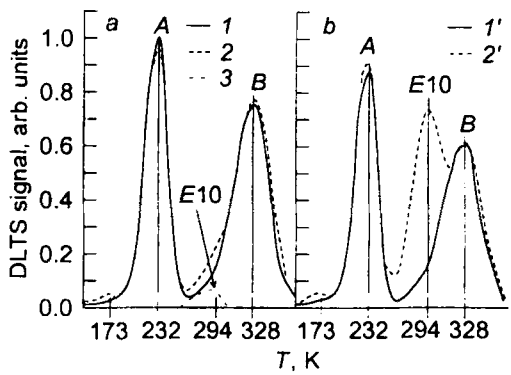


Fig. 1. DLTS spectra from two specimens of indium phosphide irradiated by γ-quanta at $D = 1.2 \cdot 10^{17}$cm^{-2} in the time window $t_1/t_2 = 2/10$ [ms/ms], at the bias voltage during the measurements 4 V, and the filling-pulse height 4 V: before irradiation (curve *1*), after irradiation at $U = 0$ (curve *2*), and curve *1* deducted from curve *2* in the region of the *E*10 peak (*a*); before irradiation (curve *1'*), and after irradiation at $U = 10$ V (curve *2'*) (*b*).

voltage would not decrease during the electron beam current pulse. The Schottky-barrier diodes were irradiated by applying a bias voltage of $U = 10$ V and without that ($U = 0$). The

deep center concentration was measured by the DLTS method. The bias voltage U_b setting the depth of the region investigated by the measurements was 4 V (less than 10 V to ensure the measurements only in the SCR irradiated).

In the initial specimens, two electron traps due to the growth process were observed, *A* (E_C - 0.37 eV) and *B* (E_C - 0.55 eV), whose concentrations were $1.5 \cdot 10^{14}$ cm^{-3} and $1.0 \cdot 10^{14}$ cm^{-3}, respectively (Fig. 1, curves *1* and *1'*). Following the irradiation by γ-quanta at room temperature, along with the radiation-induced peaks in the DLTS spectra we observe a peak at $T = 294$ K (Fig. 1*a*, curve *3* and Fig. 1*b*, curve *2'*). The activation energy of electron thermoemission from the level of this center was determined from the "signature" of this center in the specimens biased by irradiation. In so doing, the filling-pulse duration was reduced to 0.1 μs in order to make this peak dominant over the *B* peak. The activation energy of electron thermoemission thus obtained was equal to 0.62 ± 0.1 eV, which corresponded to *E*10 centers in the notations used in [4] and to *E*5 centers in [5]. From the comparison of curves *2* (or *3)* and *2'* with curves *1* and *1'* it is evident that the concentration of *E*10 centers in the SCR is much higher than it is in the neutral range (NR). The rate of introducing *E*10 centers into the NR is $1.8 \cdot 10^{-4}$ cm^{-1}, which agrees with the data reported in [5], while for the SCR this rate is by a factor of 8 higher and is equal to $1.42 \cdot 10^{-3}$ cm^{-1}. For the case of irradiation by the 4 MeV electrons, these rates for the NR and SCR are equal to 0.13 and 0.78 cm^{-1}, respectively, and their ratio is equal to 6, which is lower than under γ-quanta irradiation.

Shown in Fig. 2 are the distribution profiles of the *E*10 center, small donor, and *B*-trap concentrations in a specimen irradiated by γ-quanta at the bias voltage $U = 10$ V. It is evident

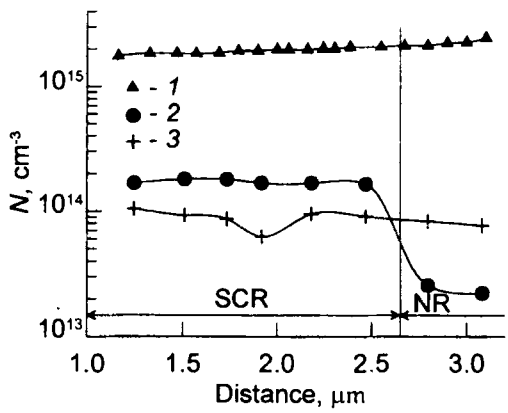


Fig. 2. Concentration distribution profiles of small donors (curve *1*), *E*10 centers (curve *2*) and growth traps (curve *3*) in InP irradiated by γ-quanta at room temperature and bias voltage $U = 10$ V.

that the concentration profile of $E10$ defects is of a stepwise character, and the rate of their introduction is irrespective of the electric field strength in the SCR (the center concentration does not change in the most part of the SCR, while the field strength is linearly decreasing downwards from the semiconductor surface). The step "coordinate" in the curve is equal to that of the SCR boundary prescribed by the voltage 10 V in the course of irradiation.

Figure 3 presents the temperature dependences of concentration of $E10$ centers in the SCR (curves *1-3)* and in the NR (curves *1'* and *2'*) in the course of isodose irradiation of different intensity. It is seen in the figure that at low temperatures the center concentration in the SCR and NR coincide, then, as the temperature is increased, the concentration in the SCR is sharply increased and reaches saturation, while that in the NR remains the same.

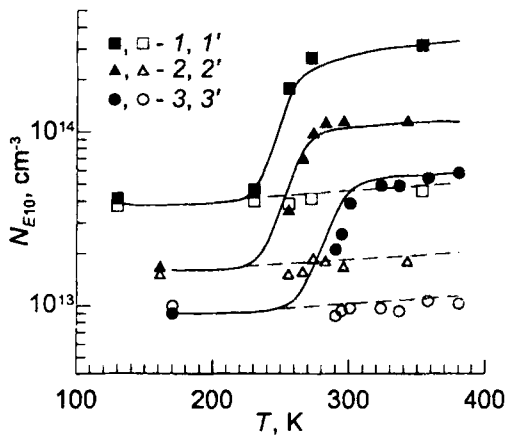


Fig. 3. Experimental (symbols) and calculated (lines) temperature dependences of $E10$ center concentration in the NR and SCR of indium phosphide for the case of isodose irradiation by electrons. Open symbols and dashed lines (NR), filled symbols and solid lines (SCR) for $D = 1.13 \cdot 10^{15}$ cm ^{2}, $t_{irr} = 360$ s, $E = 1$ MeV (curves *1* and *1'*), $D = 4.7 \cdot 10^{14}$ cm^{-2}, $t_{irr} = 180$ s, $E = 1$ MeV (curves *2* and *2'*) and $D = 2.4 \cdot 10^{14}$ cm^{-2}, $t_{irr} = 7$ s, $E = 4$ MeV (curves *3* and *3'*).

According to the data reported in [4], $E10$ center is a complex defect formed at the temperature about 340 K. An increase in the rate of embedding such centers as this (secondary defects) could then be accounted for by the effect of their charge states on the barrier potential for the formation of complexes on the one hand and on the probability of dissociation of the Frenkel pair (FP). The fact that the ratio of the rates of introducing $E10$ centers into the SCR and NR is decreased as the recoil atom energy is increased and the presence of a section in the curves (Fig. 3) where the concentrations of the centers in the SCR and NR coincide at

low irradiation temperatures testify in favor of the latter mechanism. Thus, the process of separation of the FP controls the process of formation of these complexes, and an increase in the concentration of free components immediately results in higher concentration of the complexes "impurity atom - FP component".

Shown in Fig. 3 (SCR - solid lines, NR - dotted lines) are the calculated temperature dependences of introducing the complexes for the irradiation times used in our experiments. During the calculations, use was made of a model where the barrier height depends on the charge states of the FP components and the dynamics of variation in the charge states in the SCR and NR is taken into consideration [6]. It is clear from the figure that the calculation is in good agreement with the experiment. In a theoretical work [7], the author obtained the depth of occurrence of the vacancy levels of indium and phosphorus, E_C - 0.97 and E_C - 0.65 eV, respectively. The activation energy of electron emission from the vacancy level obtained by fitting the curves to the experimental data is E_e = 0.72 eV, which agrees well with the vacancy level of phosphorus.

Thus, it has been shown that the rates of introducing $E10$ centers and their temperature dependences are significantly different in the NR and SCR of n-type indium phosphide. It has been established that this difference is due to different probability of the FP annihilation rather than with possible differences in the potential barriers heights for their formation or the energy of FP component migration in the NR or SCR. It has been found out that a component of phosphorus sublattice makes part of the complex $E10$ defect.

1. A.P. Mamontov and V.V. Peshev. Fiz. Tekhn. Poluprovodn., **16**, No. 5 (1982).
2. A.P. Mamontov, V.V. Peshev, I.P. Chernov. Fiz. Tekhn. Poluprovodn., **16**, No. 12 (1982).
3. V.N. Brudnyi and V.V. Peshev. Phys. Status Solidi (a), **118,** No. 1 (1990).
4. J. Suski, A. Sibille, J. Bourgoin. Sol. State Comm., **49**, No. 9 (1984).
5. T.I. Kol'chenko, V.M. Lomako, S.E. Moroz. Fiz. Tekhn. Poluprovodn., **21**, No. 6 (1987).
6. V.N. Brudnyi, V.V. Peshev, A.P. Surzhikov. Radiation-induced Defect Formation in Electric Fields: Gallium Arsenide, Indium Phosphide, Novosibirsk, Nauka (2001).
7. T.L. Reinecke. Physica, **117B & 118B** (1983).

РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННОЕ И МИКРОВОЛНОВОЕ ГЕТТЕРИРОВАНИЕ В HEMT НА ОСНОВЕ AlGaN/GaN И AlGaAs/GaAs ГЕТЕРОСТРУКТУР

А.Е. Беляев, С.А. Витусевич, Б.А. Данильченко, Р.В. Конакова,
А.М. Куракин, В.В. Миленин
Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины, Киев, Украина;
Институт физики НАН Украины, Киев, Украина

Геттерирование структурно-примесных дефектов из объема монокристаллов полупроводниковых материалов или приборных структур уже давно стало технологической операцией, смысл которой заключается в сохранении или улучшении структурного совершенства подвергающихся геттерированию образцов. В большинстве случаев эти технологические операции так или иначе связаны с термообработками различной длительности или комбинациями термообработок с другими активными воздействиями [1]. Однако такие обработки не универсальны и в ряде случаев их эффективность ниже ожидаемой. Это относится, например, к технологии изготовления полупроводниковых микроволновых приборов – диодов, транзисторов, формируемых на тонкопленочных авто- или гетероэпитаксиальных структурах. Продолжительные температурные обработки таких образцов могут привести к изменению толщин рабочих слоев полупроводниковой структуры, другим нежелательным эффектам. В то же время атермические обработки позволяют направленно управлять параметрами полупроводниковых структур без изменения их геометрических размеров (толщин базовых областей, размеров переходных слоев на границах раздела полупроводник-полупроводник, металл-полупроводник и др.).

К таким обработкам, прежде всего, относят малодозовые радиационные обработки, ультразвуковые, микроволновые и различные их комбинации, не приводящие к повышению температуры образцов [2-8]. Эффект геттерирования в большинстве работ подтверждается увеличением времени жизни (диффузионной длины) неосновных носителей заряда в объемном полупроводнике или эпислоях, подвижности в канале транзистора, уменьшением обратных токов в диодах. Однако эффекты атермического геттерирования практически не изучались в HEMT, тогда как именно в этих приборах подобные исследования актуальны в силу технологической сложности изготовления HEMT и наличия в них весьма тонких полупроводниковых слоев, разрушение которых

вызывает деградацию параметров транзисторов. В данном сообщении на примере арсенидгаллиевых ПТШ, HEMT на основе AlGaAs/GaAs и AlGaN/GaN гетероструктур с использованием γ-радиации от источника ^{60}Co и микроволнового излучения частотой 2,45 ГГц рассмотрены эффекты геттерирования и их влияние на параметры транзисторов.

Облучение γ-квантами ^{60}Co проводилось в диапазоне доз $10^4 \div 10^7$ Р на установке МРХ-25 М в Институте физики НАНУ. Микроволновая обработка осуществлялась в течение 1÷10 секунд с использованием магнетронного излучения частотой 2,45 ГГц, и удельной мощностью 1,5 Вт/см^2.

До и после активных воздействий измерялись вольтамперные характеристики HEMT. На тестовых структурах измерялись фазовый состав в металлизации и кривизна (рентгеновские методы), профили распределения компонентов в контактах (электронная оже-спектроскопия) и столкновительный параметр уширения, свидетельствующий о дефектности приповерхностной области полупроводника (спектры электроотражения).

Таблица

Влияние γ-радиации и микроволнового излучения на изменение параметров транзисторов и тестовых структур

Тип структур	γ-облучение до дозы 10^6Р			микроволновая обработка 10 с		
	$\frac{R_{обл}}{R_0}$	$\frac{S_{обл}}{S_0}$	$\frac{I_{обл}}{I_0}$	$\frac{R_{обл}}{R_0}$	$\frac{S_{обл}}{S_0}$	$\frac{I_{обл}}{I_0}$
ПТШ GaAs	2,7	1,18	1,15	∞	1,11	1,15
AlGaAs/GaAs HEMT	2,8	1,12	1,10	3,2	1,18	1,17
AlGaN/GaN HEMT	-	1,12	1,1	-	-	-
AlGaN/GaN тест	16	-	-	9,2		-
AlGaAs/GaAs тест	6,2	-	-	3,5	-	-

Здесь R, S, I – радиус кривизны тестовых структур; крутизна и ток насыщения транзисторов; символы 0 и обл. – исходное и облученное состояние.

Результаты измерений представлены в таблице. Из таблицы видно, что после активных обработок обоих типов улучшаются параметры транзисторов – увеличиваются крутизна и ток насыщения. При этом существенно уменьшается разброс параметров HEMT по пластине. На спектрах электроотражения наблюдалось сильное уменьшение

столкновительного параметра уширения в GaAs и гетероструктурах обоих типов в том же диапазоне активных воздействий, в котором улучшаются параметры ПТШ и НЕМТ, свидетельствующее об уменьшении дефектности приповерхностных слоев полупроводника. Об отсутствии межфазных взаимодействий в слоях металлизации при активных воздействиях, при указанных выше режимах обработок, свидетельствуют результаты рентгеновской дифрактометрии и электронной оже-спектрометрии. На границах раздела фаз металл–полупроводник после малодозовых активных воздействий уменьшается ширина переходного слоя. Названные факторы указывают на стимулированное активными обработками геттерирование дефектов. Эти результаты находятся в соответствии с ранее предложенной концепцией о радиационно-стимулированном структурно-примесном упорядочении в полупроводниках $A^{III}B^{V}$ [2, 8].

1. Лабунов В.А., Баранов И.Л., Бондаренко В.П., Дорофеев А.М. Современные методы геттерирования в технологии полупроводниковой электроники. \\ Зарубежная электронная техника. – 1983 – №11. – С.3-66.

2. Мамонтов А.П., Чернов И.П. Эффект малых доз ионизирующего излучения. \\ М.: Энергоатомиздат. 2001.-286 с.

3. Оболенский С.В. \\ Микроэлектроника. – 2004. – Т.33, №2. – С.148-152.

4. Оболенский С.В., Скупов В.Д. \\ Письма в ЖТФ. – 2000. – Т.26, №15. – С.1-5.

5. Олих О.Я., Островский И.В. \\ ФТТ. – 2002. – Т.44, №7. – С.1198-1202.

6. Belyaev A.E., Venger E.F., Ermolovich I.B., Konakova R.V, Lytvyn P.M., Milenin V.V., Prokopenko I.V., Svechnikov G.S., Soloviev E.A., Fedorenko L.L. Effect of microwave and laser radiations on the parameters of semiconductor structures. \\ Kiev: Intas. – 2002. – 191 p.

7. Vitusevich S.A., Klein N., Belyaev A.E. et al. \\ Phys. Stat. Sol. (a). – 2003. – V.195, N1. – P.101-105.

8. Эффекты радиационного упорядочения в слоистых структурах на основе соединений A^3B^5 / Борковская О.Ю., Дмитрук Н.Л., Конакова Р.В., Литовченко В.Г. и др. Препринт № 6. Киев: ИФ АН УССР. – 1986. – 68 с.

ВЛИЯНИЕ БУФЕРНОГО СЛОЯ НА РАДИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КВАЗИБАЛЛИСТИЧЕСКИХ ТРАНЗИСТОРОВ

В.Т. Громов, В.П. Шукайло, О.В. Ткачев
РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск, Россия

Развитие полупроводниковой электроники привело к созданию элементов, в частности, полевых GaAs транзисторов Шоттки (ПТШ), размеры активных областей которых соизмеримы с такими важными величинами для микроэлектроники, как длина свободного пробега носителей заряда, их дебройлевская длина волны и размерами радиационных повреждений, образованных при ионном или нейтронном облучении. Радиационные эффекты в таких приборах изучены недостаточно.

В данной работе изучалось влияние нейтронного облучения на ПТШ с эффективной длиной канала около 30 нм. ПТШ имели различное исполнение буферного слоя, отделяющего канал транзистора от подложки. Гомобуфер образован обедненным слоем n^--GaAs (рис.1). Гетеробуфер создаётся введением Al с получением тонкого слоя соединения AlGaAs. Буфер из сверхрешётки – это чередующиеся слои AlAs/GaAs.

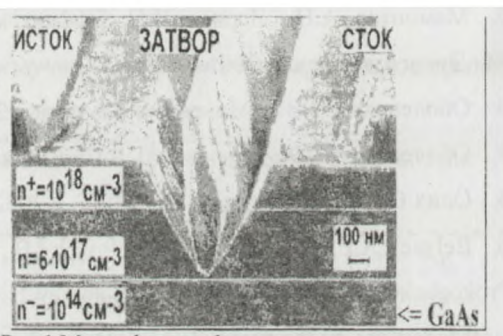


Рис.1 Микрофотография полевого транзистора с гомобуфером.

Оригинальность конструкции транзисторов состоит в исполнении затвора, который имеет V – образную форму, см. рис.1 [1]. Это позволяет получить эффективную длину канала около 30 нм, что, делает характер переноса носителей в канале, близким к баллистическому.

В работе проводили измерения сток-затворных и сток-истоковых вольт - амперных характеристик (ВАХ) до и после облучения флюенсом нейтронов. Характеристики снимали с помощью генератора пилообразного напряжения, время нарастания напряжения составляло Т = 3 мс. Ток регистрировали на нагрузке с помощью цифрового осциллографа TDS 220.

В качестве источника нейтронов делительного спектра использовали реакторы ИГРИК и ЯГУАР. Средняя энергия нейтронов в импульсе 1,1 МэВ, минимальная ширина импульса на полувысоте для ЯГУАРА составляла 800 мкс, для ИГРИКА - 2,4 мс. До-

за сопутствующего γ - излучения в месте установки образцов не превышала 10^5 Р за импульс. Погрешность измерений эффективного флюенса быстрых нейтронов кремниевыми детекторами РИД-Н $\leq \pm 20\%$ [2].

Как показали измерения, в большинстве случаев наблюдается необратимая (по крайней мере, до нескольких месяцев) деградация характеристик ПТШ.

На рисунках 2-5 представлены относительные изменения порогового напряжения, крутизны сток-затворных ВАХ, сток-истоковых ВАХ и их токов насыщения. Сток-затворные характеристики снимали при $U_c = 2{,}5$ В, сток-истоковые - при $U_з = 0$ В.

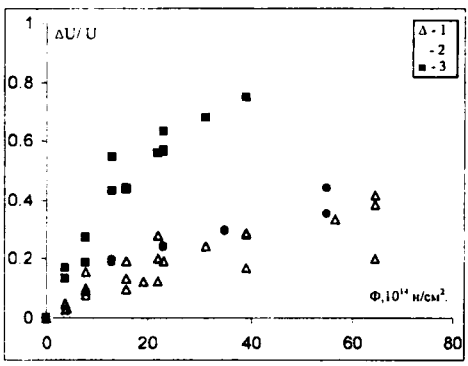


Рис.2. Зависимость относительного изменения порогового напряжения ($\Delta U/U$) от флюенса нейтронов. ПТШ: 1 – со сверхрешёткой; 2 – с гетеробуфером; 3 – с гомобуфером.

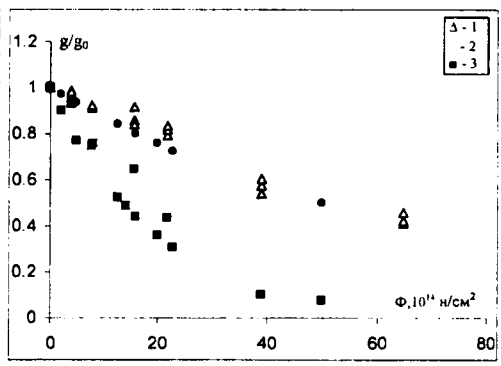


Рис. 3 Зависимость относительного изменения крутизны сток – истоковых характеристик (g/g_0) в зависимости от флюенса нейтронов. ПТШ: 1 – со сверхрешёткой; 2 – с гетеробуфером; 3 – с гомобуфером.

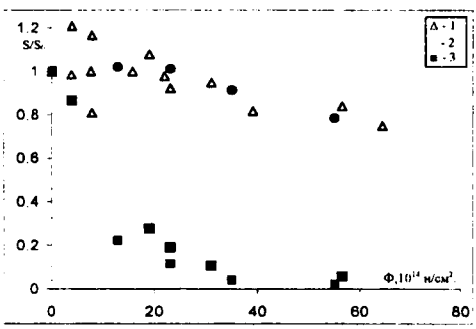


Рис.4 Зависимость относительного изменения крутизны сток – затворных характеристик (S/S_0) в зависимости от флюенса нейтронов. ПТШ: 1 – со сверхрешёткой; 2 – с гетеробуфером; 3 – с гомобуфером.

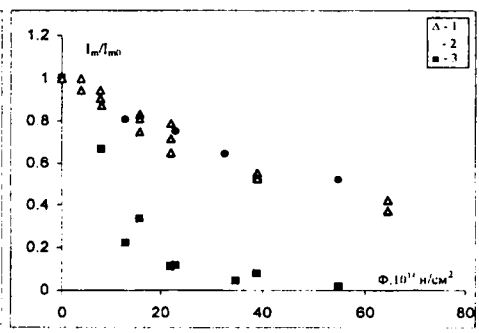


Рис.5 Зависимость относительного изменения тока насыщения приборов (I_c/I_{c0}), в зависимости от флюенса нейтронов. $U_з$=0, $U_{с-и}$=2,5 В. ПТШ: 1 – со сверхрешёткой; 2 – с гетеробуфером; 3 – с гомобуфером.

Из приведенных графиков следует, что чувствительность к нейтронному облучению транзисторов со сверхрешеткой существенно ниже, чем у транзисторов с гомобуфером и несколько ниже (в среднем по образцам), чем у транзисторов с гетеробуфером.

Крутизна сток-истоковых ВАХ транзисторов со сверхрешеткой и гетеробуфером при $\Phi < 3\ 10^{15}$ н/см^2 практически не изменяется, а для отдельных транзисторов даже увеличивается.

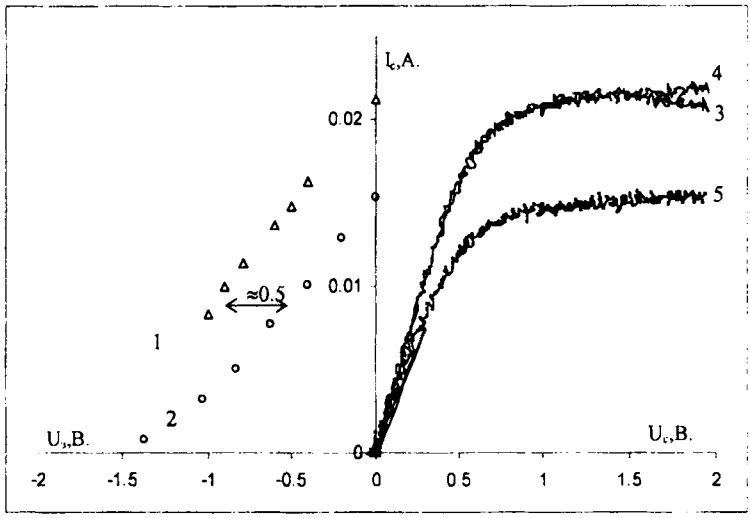


Рис.6. Компенсация напряжением на затворе деградации сток-истоковой характеристики ПТШ со сверхрешёткой. 1 - Сток-затворная характеристика, Ф=0 н/см^2; 2 - Сток-затворная характеристика, Ф=2,2 10^{15}н/см^2; 3 - Сток-истоковая характеристика, Ф=0 н/см^2, Uз=0; 4 - Сток-истоковая характеристика, Ф=2,2 10^{15}н/см^2, Uз=+0,5 В; 5 - Сток-истоковая характеристика, Ф=2,2 10^{15}н/см^2, Uз=0.

У транзисторов со сверхрешёткой после облучения флюенсом $\Phi \le 3{,}9\cdot10^{15}$н/см^2, при подаче дополнительного напряжения на затворы, наблюдается восстановление сток-истоковых ВАХ. При этом величина дополнительного потенциала примерно равна смещению порога сток-затворных ВАХ, (рис. 6). При флюенсах $\Phi \ge 3{,}9\cdot10^{15}$н/см^2 не удаётся компенсировать деградацию прибора дополнительным потенциалом на затворе.

На основе гипотезы о том, что удаление носителей заряда связано с образованием кластеров дефектов, и этот эффект превалирует, относительное изменение концентрации носителей можно оценить по выражению:

$$\frac{\Delta n}{n_0} = \left(1 - \ell^{-\frac{\varphi}{kT}}\right)\cdot\left(1 - \ell^{-\nu\cdot a\cdot\Phi}\right),$$

где ν – объем области пространственного заряда (ОПЗ) кластера, образованного нейтронным облучением, a (см$^{-1}$) – коэффициент пропорциональности, характеризующий эффективность кластерообразования, Φ – флюенс нейтронов облучения, φ - среднее

значение высоты потенциального барьера кластера. Полагая, что $\frac{\Delta n}{n_0} = \frac{\Delta U}{U_0}$ [3], из экспериментальных данных можно получить оценки параметров φ, α, ν, а также эффективный радиус кластера $r = \nu^{\frac{1}{3}}$. Удовлетворительное описание эксперимента получено при следующих значениях параметров:

$a = 0.2$ *см*$^{-1}$, φ = 0,047 эВ, для ПТШ с гетеробуфером и сверхрешёткой r = 55 нм, для ПТШ с гомобуфером r = 80 нм.

Таким образом:

- Чувствительность к нейтронному облучению транзисторов со сверхрешеткой существенно ниже, чем у гомополевых транзисторов, и несколько ниже (в среднем по образцам), чем у транзисторов с гетеробуфером.
- Нейтронное облучение создаёт дефекты, главным образом, в объёме полупроводника, влияние переходных слоёв на стойкость исследуемых структур в эксперименте не выявлено.
- Преимущественное влияние на электрофизические свойства оказывают кластеры радиационных дефектов, роль точечных дефектов минимальна.
- Ведущим фактором, определяющим более низкую чувствительность, является высокая концентрация основных носителей в рабочей области канала, которая определяется исполнением буферного слоя.
- При флюенсах нейтронов $\Phi < 3\ 10^{15}$н/см^2 деградация сток-истоковых ВАХ транзисторов, имеющих гетеробуфер или сверхрешетку, может быть компенсирована подачей на затвор дополнительного напряжения.

1. Оболенский С.В., Китаев М.А. Полевой транзистор с 30-nm затвором // Письма в ЖТФ. – 2000. – № 10. – С. 13–16.
2. Диянков В.С., Ковалев В.П. и др. ФММ, 81 (2), 119 (1996).
3. Громов В.Т., Шукайло В.П., Ткачёв О.В. Влияние нейтронного облучения на гетероструктурные GaAs полевые транзисторы. Тез. VI Межд. Уральского семинара «Радиац. физика металлов и сплавов», Снежинск, 20–26 февраля 2005 г., с. 135.

ЛОКАЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНЕЙТРАЛЬНОСТЬ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОБЛУЧЕННЫХ НИТРИДОВ A_3N

В.Н. Брудный, Н.Г. Колин.
Томский госуниверситет, Томск, Россия;
ФГУП «НИФХИ им. Л.Я. Карпова», Обнинск, Россия

В последние годы значительный интерес проявляется к нитридам группы A_3N как потенциальным материалам высокочастотной электроники и полупроводниковой оптики. Однако высокие температуры синтеза данных соединений и летучесть компоненты азота обуславливают значительные концентрации собственных ростовых дефектов, предположительно, в основном, в подрешетке азота, что ограничивает возможности практического использования нитридов. Известно, что воздействие высокоэнергетической радиации вызывает изменение электронных характеристик материала вследствие формирования в запрещенной зоне кристалла дефектных состояний. Это широко используется в радиационной технологии для управления свойствами полупроводников, такими как электрофизические, оптические, рекомбинационные и другие. Такие исследования важны и при изучении устойчивости полупроводникового материала к воздействию высокоэнергетической радиации. Все это выдвигает вопрос изучения собственных дефектов решетки и их влияния на свойства нитридов группы A_3N в число актуальных задач материаловедения. При этом недостаточно развитая технология получения нитридов A_3N и малое число экспериментальных данных по изучению собственных дефектов в этих материалах ставят необходимость разработки прогностических моделей, пригодных для анализа поведения данных материалов в условиях воздействия жесткой радиации, а также для априорной оценки их свойств после воздействия высокоэнергетического облучения.

При описании свойств облученных нитридов A_3N использовано представление об уровне локальной зарядовой электронейтральности *CNL* ("нейтральной" точке) кристалла, которое широко применяется при оценке электрофизических характеристик облученных полупроводников, построении энергетических диаграмм границ раздела металл/полупроводник и полупроводниковая гетеропара [1,2], а также при расчетах равновесного уровня легирования материала "мелкими" химическими примесями. Данный уровень в неметаллических материалах выступает как фундаментальный (канонический) параметр кристалла, единый во всех изотипных полупроводниках с родственным

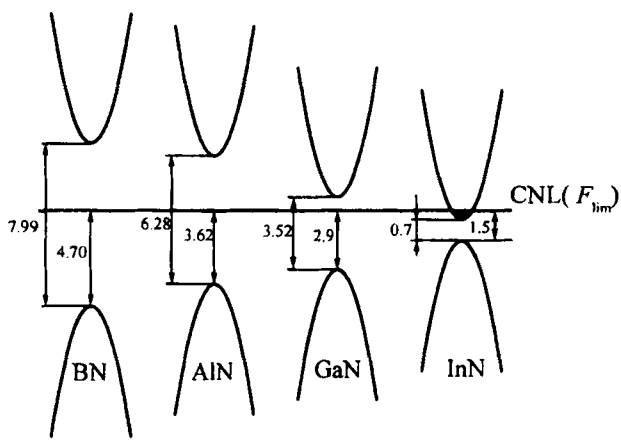
типом химических связей. Это позволяет оценить электрофизические свойства (тип проводимости, положение предельного уровня Ферми, номинал удельного сопротивления) полупроводниковых материалов после воздействия жесткой (облучение гамма – квантами, электронами, ионами, быстрыми нейтронами) радиации, а также рассчитать важнейшие параметры границ раздела (высоту барьера Шоттки, разрывы зон в полупроводниковых гетеропарах). Расчетные данные по оценкам значения CNL в нитридах A_3N суммированы в таблице.

Таблица. Расчетные значения ширины запрещенной зоны E_g и уровня локальной зарядовой нейтральности *CNL* в полупроводниках A_3N относительно потолка валентной зоны кристалла (эВ). Величины *CNL* для BN, AlN и GaN получены усреднением соответствующих значений, вычисленных в различных моделях [1,2]

	BN	AlN	GaN	InN
E_g (эВ)	7.99 [1]	6.28 [3]	3.52 [3]	0.7 [4]
CNL (эВ)	4.70 [1]	3.62 [3]	2.9 [3]	1.5 [4]

Согласно многочисленным исследованиям на других полупроводниках, значение *CNL* "проявляется" экспериментально как предельное положение уровня Ферми F_{lim} в облученном материале [1,2]. Это позволяет на основе данных таблицы построить положение F_{lim} относительно ближайших экстремумов зон проводимости и валентной в облученных полупроводниках группы A_3N, как это представлено на рисунке.

Из этих данных следует, что в результате облучения уровень Ферми в BN, AlN и



GaN должен смещаться вглубь фундаментальной щели, а в InN – в область разрешенных энергий зоны проводимости. К сожалению, в настоящее время не для всех нитридов A_3N имеются достаточные экспериментальные данные, подтверждающие результаты модельных оценок. Например, такие данные отсутствуют для соединения BN. Имеются результаты экспериментальных исследований для InN, в которых показано, что в результате облучения данного материала электронами или протонами формируются n^+ - слои с плотностью электронов около 4×10^{20} см$^{-3}$ [4]. Показано, что облучение GaN и AlN высокоэнергетическим частицами приводит к увеличению удельного сопротивления материала, что указывает на смещение уровня Ферми вглубь запрещенной зоны данных полупроводников [5]. Из анализа вольт - амперных характеристик облученных диодов на основе n- GaN оценено значение F_{lim} около 0.85 эВ ниже дна зоны проводимости [6], что с учетом точности таких оценок близко к результатам модельных расчетов. Таким образом, расчеты в целом подтверждаются экспериментальными исследованиями полупроводников данной группы, которые показывают увеличение сопротивления при облучении кристаллов GaN и AlN и переход в состояние n^+-типа проводимости для InN. Косвенно точность выполненных модельных расчетов для нитридов может быть оценена на основе соответствующих экспериментальных и расчетных данных для большой группы облученных полупроводников групп A_4 и A_3B_5, где было показано соответствие расчета и эксперимента при оценке значения *CNL* на уровне 0.1 эВ [1,2].

Поскольку стойкость полупроводника к облучению пропорциональна величине $1/|F_0\text{-}CNL|$, то эти данные также позволяют оценить устойчивость соединений A_3N к воздействию высокоэнергетической радиации, здесь F_0 – исходное положение уровня Ферми в материале. Из этих оценок следует, что наиболее устойчивыми к облучению будут исходные высокоомные образцы GaN, AlN и BN. С увеличением степени легирования этих материалов химическими примесями донорного или акцепторного типа их устойчивость к воздействию жесткой радиации должна понижаться. В то же время устойчивость InN к воздействию высокоэнергетической радиации должна будет максимальна для образцов n^+ - типа проводимости. Наибольшую устойчивость к воздействию жесткой радиации будут иметь образцы InN с плотностью свободных электронов около 4×10^{20} см$^{-3}$, при этом для $n > 4\times10^{20}$ см$^{-3}$, облучение должно приводить к уменьшению плотности свободных электронов, а при меньших концентрациях – к их увеличению.

Важную проблему в настоящее время представляет и вопрос о возможностях легирования данных материалов химическими примесями, поскольку предельный уро-

вень равновесного легирования $F_{pin}^{(n,p)}$ полупроводника "мелкими" донорными (n) или акцепторными (p) химическими примесями определяется соотношением $\Delta \approx \pm \left| CNL - F_{pin}^{(n,p)} \right|$ ("правило предельного уровня легирования" [7]). С учетом положения уровня CNL в зонном спектр нитридов следует ожидать высокого уровня легирования InN, до $n = (10^{17} - 10^{21})$ см$^{-3}$ согласно экспериментальным данным, а также достаточно эффективное легирование GaN "мелкими" донорными примесями. При этом должна наблюдаться низкая эффективность легирования BN и AlN примесями как донорного, так и акцепторного типов. Эти оценки в целом подтверждаются экспериментальными данными и, в частности, трудностями получения нитридов p- типа проводимости за счет их легирования химическими примесями и низкой эффективностью легирования донорными и акцепторными примесями AlN.

Таким образом, знание энергетического положения "нейтральной" точки в зонном спектре A_3N позволяет: прогнозировать изменение электрофизических свойств данных материалов при воздействии высокоэнергетической радиации (бомбардировке электронами, ионами, быстрыми нейтронами), рассчитывать их "предельные" электрофизические свойства, оценивать устойчивость этих материалов к воздействию такой радиации, а также эффективность легирования данных материалов "мелкими" химическими примесями.

Работа выполнена при поддержке проекта МНТЦ # 3029 "Radiation Effects in Semiconductors III-Nitrides", гранта РФФИ № 06-02-16700(а) "Электронная структура и оптические свойства вакансионных нанокластеров в w-(AlN, GaN, InN)" и Госконтракта Роснауки № 02.435.11.2027.

[1] V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, V.E. Stepanov. Physica, **B212**, 429 (1995).

[2] V.N. Brudnyi, S.N. Grinyaev, N.G. Kolin. Physica, **B348**, 213 (2004).

[3] В.Н. Брудный, С.Н. Гриняев, Н.Г. Колин. Изв. вузов. Физика, **49** (8), 75 (2006).

[4] J. Wu, W. Walukiewicz. Superlattices and Microstructures, **34**, 63 (2003).

[5] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, et.al. J. Appl. Physics, **98**, 033529 (2005).

[6] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, et.al. J. Appl. Physics, **94**, 3069 (2003).

[7] S.B. Zhang, S.-H. Wei, and Alex Zunger. Phys. Rev. Lett., **84**, 1232 (2000).

ПРЕДЕЛЬНОЕ ПОЛОЖЕНИЕ УРОВНЯ ФЕРМИ В СИЛЬНО ОБЛУЧЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

А.Я. Поляков[1], Н.Б. Смирнов[1], А.В. Говорков[1], А.В. Марков[1], Н.Г. Колин[2], Д.И. Меркурисов[2], В.М. Бойко[2], С. Дж. Пиртон[3], Ин-Хван Ли[4]

[1] ФГУП «Гиредмет», Москва, Россия, e-mail: polyakov@girmet.ru;

[2] Филиал ФГУП «НИФХИ им. Л.Я. Карпова», Обнинск, Россия;

[3] Department of Materials Science and Engineering, University of Florida, Gainesville, USA;

[4] Chonbuk National University, Korea

В работе изучено влияние облучения быстрыми реакторными нейтронами на электрические свойства эпитаксиальных слоёв нитрида галлия с электронной и дырочной проводимостью. Плёнки получены различными методами: МОС-гидридной эпитаксией, методом селективного заращивания (т.н. техника ELOG), методом хлорид-гидридной эпитаксии (ХГЭ), методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Показано, что основные закономерности наблюдаемых явлений – общие для всех методов получения пленок нитрида галлия. А именно: как в образцах n-типа, так и в образцах p-типа при облучении происходило удаление носителей тока, а после облучения дозами нейтронов $\approx 10^{18}$ см$^{-2}$ образцы становились высокоомными, со слоевым сопротивлением при комнатной температуре, превышающим 10^{12} Ом/квадрат, и энергией активации проводимости 0,8-0,95 эВ (см. рис. 1, на котором изображены температурные зависимости темнового тока, измеренного при 100 В на нескольких исследованных образцах с исходной проводимостью n- или p-типа).

Измерение вольт-амперных характеристик диодов Шоттки, приготовленных на таких сильно компенсированных облучением пленках, показывает, что они обладают проводимостью n-типа, независимо от исходного легирования пленки (см. рис. 2, на котором показана ВАХ диода Шоттки, полученного напылением золота на пленку p-GaN, облучённую дозой нейтронов 10^{18} см$^{-2}$; видно, что темновой ток значительно выше при положительном смещении, а фототок больше при отрицательном напряжении на металлическом электроде, что характерно для проводимости n-типа). Таким образом, наши данные свидетельствуют о том, что в сильно дефектных пленках нитрида галлия, облученных быстрыми нейтронами, уровень Ферми стабилизируется вблизи 0,8-0,95 эВ от дна зоны проводимости, так что в образцах p-типа происходит p-n конверсия типа проводимости. Предельное положение уровня Ферми в нитриде галлия

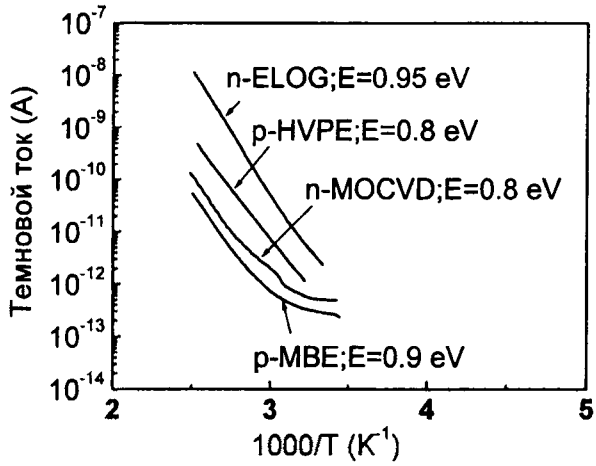


Рис. 1. Температурные зависимости темнового тока при 100 В, измеренные на нескольких различных образцах n-GaN и p-GaN после облучения дозой нейтронов 10^{18} см$^{-2}$

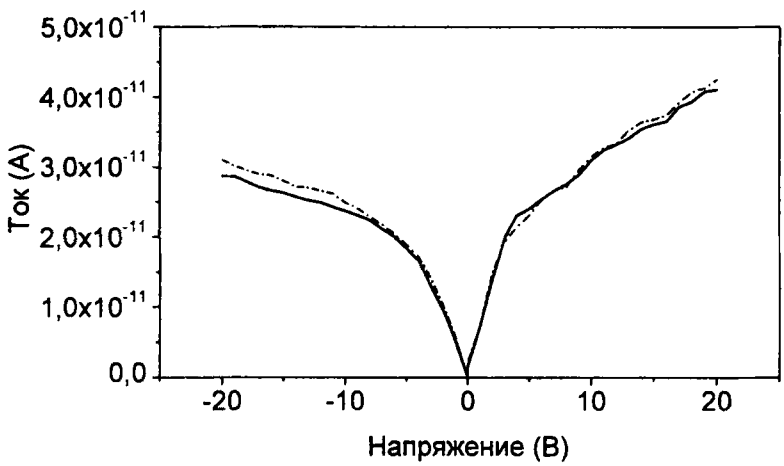


Рис. 2. ВАХ диода Шоттки, приготовленного на образце p-GaN, облученном нейтронами дозой 10^{18} см$^{-2}$; температура измерения 400 К; сплошная линия – измерение в темноте, штриховая линия – измерения при освещении УФ-лампой.

неплохо совпадает с высотой барьера Шоттки в материале n-типа: 0,8-1,1 эВ для Au, Pt, Pd, Ni.

Описанная ситуация является достаточно общей для широкого класса полупроводниковых соединений и часто связывается с существованием т.н. уровня электрической нейтральности (УЭН). Недавно выполненные расчеты положения этого уровня в нитриде галлия [1] неплохо качественно согласуются с описанными выше экспериментальными результатами, правильно предсказывая положение УЭН несколько выше середины запрещенной зоны, а также p-n конверсию в сильно облучённых образцах GaN p-типа проводимости.

Работа в ФГУП «Гиредмет» и Филиале ФГУП «НИФХИ им. Л.Я. Карпова» выполнена при частичной поддержке фонда МНТЦ (грант №3029).

1. В.Н. Брудный, С.Н. Гриняев, Н.Г. Колин. Изв. вузов. Физика, **49** (8), 75 (2006).

КОМБИНИРОВАННОЕ ОБЛУЧЕНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaAs

А.В. Градобоев, П.В. Рубанов
Юргинский технологический институт Томского политехнического университета,
Юрга, Кузбасс, Россия, e-mail: gradoboev1@mail.ru

Изделия электронной техники, эксплуатируемые в условиях космического пространства и на ядерных энергетических объектах, подвергаются действию различных радиационных полей, что и обуславливает интерес к исследованию их радиационной стойкости [1,2]. При этом могут наблюдаться случаи комбинированного (воздействие двух и более радиационных факторов, разнесенное во времени) и комплексного (одновременное воздействие двух и более радиационных факторов) воздействия различных радиационных полей.

Цель работы – исследование действия комбинированного облучения быстрыми нейтронами и электронами E_e = 3,5 Мэв на светоизлучающие диоды (СД) ИК-диапазона на основе двойных гетероструктур AlGaAs.

Объекты исследования (СД ИК-диапазона), были изготовлены в условиях серийного производства на основе двойных гетероструктур AlGaAs при использовании стандартных технологических процессов изготовления активного элемента (кристалла) и монтажа кристалла в пластмассовый корпус на теплоотвод. Комбинированное облучение быстрыми нейтронами и электронами проводили в пассивном режиме.

Исходные СД обладали ватт-амперной характеристикой, близкой к линейной, в достаточно широком диапазоне плотностей рабочего тока. После облучения разброс мощности излучения внутри партии приборов увеличивался и достигал ±15% при максимальных значениях флюенсов частиц, в то время как для исходных диодов разброс не превышал ± 5%.

На рис.1 и 2 показано типичное изменение мощности излучения СД при облучении различными флюенсами быстрых нейтронов и электронами в зависимости от плотности рабочего тока. В данном случае (так же, как и для всех последующих зависимостей) значение мощности излучения СД при данной плотности рабочего тока после облучения нормировано на значение мощности при той же самой плотности тока до облучения. Как видно из рис.1 и 2, степень изменения мощности излучения при облучении различными флюенсами нейтронов и электронов зависит от плотности тока. Для всего исследуемого диапазона плотностей тока (от 25 до 2000 А/см^2) наблюдается об-

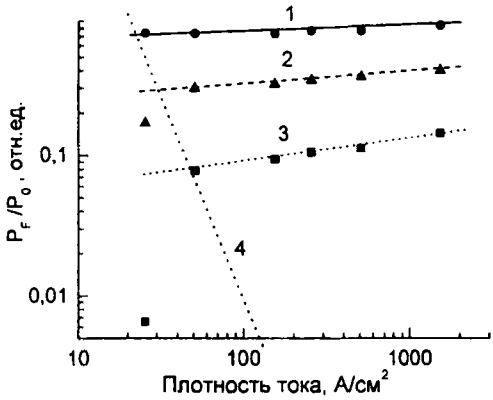


Рис.1 Изменение мощности излучения СД при облучении нейтронами: 1 – F_n = 2,28 10^{12}см$^{-2}$; 2 - F_n = 5,2 10^{12}см$^{-2}$; 3 - F_n = 2,32 10^{13}см$^{-2}$; 4 - граница между областями сильной и слабой зависимости степени деградации мощности излучения СД.

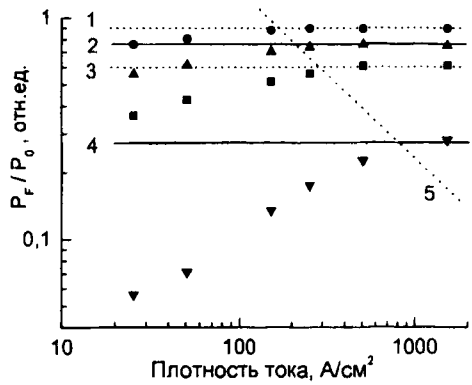


Рис.2 Изменение мощности излучения СД в результате облучения электронами: 1 – F_e = 8 10^{12}см$^{-2}$; 2 – F_e = 2,9 10^{12}см$^{-2}$; 3 – F_e = 1,35 10^{14}см$^{-2}$; 4 - F_e = 3,25 10^{14}см$^{-2}$; 5 – граница между областями сильной и слабой зависимости степени деградации мощности СД.

ратная пропорциональность между степенью деградации мощности излучения и плотностью рабочего тока, т.е. чем меньше плотность рабочего тока, тем выше степень деградации мощности излучения. Кроме того, можно выделить область сильной зависимости (область низкой плотности тока) и область слабой зависимости (область высокой плотности тока), которые на рис.1 и 2 разделены пунктирной линией (влево и вправо от пунктирной линии 4 (рис.1) и пунктирной линии 5 (рис.2), соответственно).

Из полученных результатов следует, что граница между сильной и слабой зависимостями сдвигается в сторону более высоких плотностей тока с ростом флюенса частиц. Наблюдаемые различия в степени деградации мощности излучения в зависимости от плотности тока приводят к тому, что ватт-амперная характеристика отклоняется от линейной. Таким образом, для изготовления СД с повышенной стойкостью к облучению нейтронами и электронами минимально допустимое значение плотности тока необходимо выбирать, исходя из того, какие максимальные флюенсы частиц могут воздействовать на диоды при эксплуатации.

Выполненные исследования по комбинированному облучению электронами и нейтронами показали, что предварительное облучение электронами не вносит заметного вклада в деградацию мощности излучения СД при последующем облучении нейтронами. При этом изменение мощности в результате такого облучения может быть представлено в виде простой суммы изменения мощности излучения СД за счет действия электронов и изменения мощности излучения СД за счет действия нейтронов.

С другой стороны, предварительное облучение нейтронами существенным образом изменяет скорость деградации мощности излучения СД при последующем облучении электронами, при этом степень изменения скорости деградации зависит от плотности тока, как это показано на рис.3. В данном случае, результаты измерения мощности излучения нормированы на ее значения после предварительного облучения нейтронами. Видно, что предварительное облучение нейтронами позволяет существенным образом повысить стойкость СД к последующему облучению электронами, при этом степень повышения стойкости зависит от плотности рабочего тока и флюенса частиц. На рис.4 показана зависимость степени повышения стойкости СД, предварительно облученных нейтронами, к последующему облучению электронами от плотности рабочего тока при $F_e = 3{,}25\ 10^{14}$см$^{-2}$.

Предварительное облучение быстрыми нейтронами изменяет характер деградации мощности излучения при последующем облучении электронами, как это видно из сопоставления результатов, показанных на рис.2 и 3. При этом закономерность изменения мощности излучения при последующем облучении электронами становится близкой к наблюдаемой при облучении быстрыми нейтронами (см. рис.1). Подобное повышение стойкости к облучению электронами после предварительного облучения нейтронами наблюдалось нами ранее для диодов Ганна, изготовленных на основе GaAs [3].

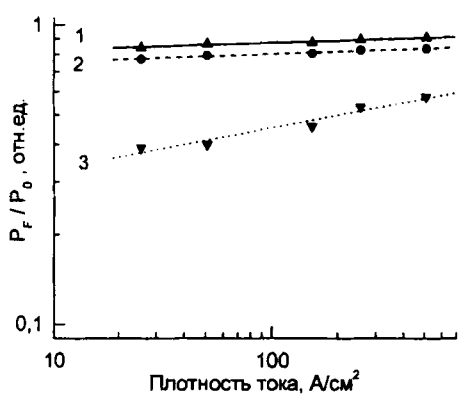


Рис.3 Изменение мощности излучения СД при облучении электронами: 1 – F_e = 2,9 10^{13}см$^{-2}$; 2 – F_e = 1,35 10^{14}см$^{-2}$; 3 - F_e = 3,25 10^{14}см$^{-2}$. СД предварительно облучены нейтронами $F_n = 2{,}32\ 10^{13}$см$^{-2}$.

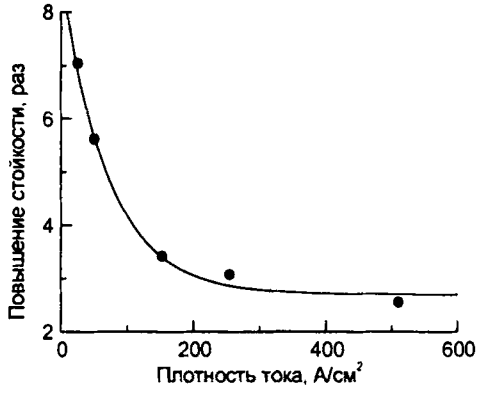


Рис.4 Зависимость степени повышения стойкости СД к облучению электронами от плотности рабочего тока. СД предварительно облучены нейтронами $F_n = 2{,}32\ 10^{13}$см$^{-2}$.

В заключение суммируем полученные результаты:

1. При облучении нейтронами и электронами обнаружена зависимость степени деградации мощности излучения СД на основе двойной гетероструктуры AlGaAs как от плотности тока, так и от флюенса частиц.
2. Граница между высокой и низкой плотностью тока (соответственно, граница между низкой и высокой скоростью деградации) с ростом флюенса нейтронов и электронов сдвигается в область более высоких значений плотности тока.
3. Предварительное облучение электронами не вносит заметного вклада в скорость деградации мощности излучения при последующем облучении быстрыми нейтронами. Суммарное изменение мощности излучения может быть представлено в виде простой суммы изменений от действия электронов и изменений от действия нейтронов.
4. Предварительное облучение быстрыми нейтронами существенно снижает скорость деградации мощности излучения при последующем облучении электронами. При этом, чем ниже плотность тока, тем выше стойкость к последующему облучению электронами. Можно предположить, что при комплексном действии быстрых нейтронов и электронов, будут наблюдаться результаты, идентичные наблюдаемым при комбинированном действии данных факторов.
5. Предварительное облучение быстрыми нейтронами может быть рекомендовано для использования в технологии изготовления приборов с повышенной радиационной стойкостью.

К сожалению, в настоящее время мы не можем ответить на вопрос о том, что является причиной появления установленных закономерностей при комбинированном облучении. В дальнейшем необходимо продолжить исследования комбинированного действия различных радиационных факторов на гетероструктуры AlGaAs.

1. Эффекты космической радиации в микроэлектронике. Малый тематический выпуск под ред. Ш.Э.Кернс и К.Ф.Галлоуэй // ТИИЭР – 1988, т.76, №11. – С. 23-159.
2. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники / Под ред. В.М.Кулакова, Е.А.Ладыгина – М.: Сов. радио, 1980 – 224с.
3. Градобоев А.В.// Международная школа-семинар «Физика конденсированного состояния – 2004», г. Усть-Каменогорск, 2004г.

V - 9

РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ МОЩНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ

А.А. Вилисов, Г.Н. Захарова
ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск, Россия,
e-mail: vilisovaa@mail.ru

Широкое использование излучений высоких энергий в практике, развитие ядерной энергетики и космических исследований выдвигают требования создания материалов и приборов, устойчивых к радиации.

Применение излучающих диодов в приборах космической техники, оборудовании ядерных реакторов накладывает на них жёсткое требование повышенной радиационной стойкости. При облучении в полупроводниковых элементах и устройствах проявляются радиационные эффекты, приводящие к изменению параметров электронной аппаратуры, сокращению сроков ее работы, сбоям и выходу из строя.

При радиационном воздействии в полупроводниковых материалах возникают структурные нарушения кристаллической решётки в виде вакансий и междоузельных атомов, дислокационные петли размером в несколько десятков ангстрем [1]. Радиационные дефекты, представляющие собой разупорядочения кристаллической решётки, являются эффективными каналами безызлучательной рекомбинации. Время жизни неосновных носителей заряда в областях разупорядочения резко уменьшается. Поэтому снижается доля актов излучательной рекомбинации и падает внутренний квантовый выход излучения.

Характер образования дефектов зависит как от природы и энергии бомбардирующих частиц, так и от свойств облучаемого материала (сильно легированный материал с мелкими примесными уровнями характеризуется более высокой радиационной стойкостью), толщины области рекомбинации (активной области).

Наиболее перспективным полупроводниковым материалом для ИК–излучателей с высокой радиационной стойкостью является двойная гетероэпитаксиальная структура (ДГС) в системе GaAs – AlAs [2]. Это связано, прежде всего, с тем, что в ДГС активная область заключена между слоями с более широкой запрещенной зоной, что препятствует прохождению инжектированных носителей из широкозонного полупроводника в узкозонный через вторую гетерограницу, которая для них представляет потенциальный барьер. Таким образом, в двойных гетероструктурах область генерации света локализована в узкозонной активной области. Как известно, чем меньше толщина области ре-

комбинации, тем выше радиационная стойкость материала. Кроме того, двойные гетероструктуры имеют достаточно высокий внешний квантовый выход, а основным критерием стойкости излучающих диодов к воздействию радиационных факторов является уровень изменения мощности излучения после воздействия [3].

Нами были разработаны мощные излучающие диоды (типовый представитель – диод АЛ148) на основе ДГС в арсениде галлия – алюминия и проведены испытания на воздействие различных факторов (γ-нейтронного импульса, γ-статики, облучения протонами и электронами) на параметры диодов (мощность излучения при различных токовых режимах).

При воздействии γ-нейтронного импульса при 5 10^{12} нейтрон/см^2 мощность падает на 50 % при малых токах, на (25–26) % при 3 А постоянного тока и на (26–27)% при 6 А импульсного тока. При (3–7) 10^{13} нейтрон/см^2 спад мощности составил (92–98)% для всех токов питания светоизлучающего диода.

После воздействия γ-частиц с дозой ł 10^6 рад спад мощности составил 15 % при токе 50 мА и (4–10)% при 3 А постоянного и 6 А импульсного токов.

После воздействия потока электронов 5 10^{13} эл/см^2 спад мощности незначителен как для малых токов, так и для больших, но при 5 10^{14} эл/см^2 спад составил 93% при токе 50 мА и (50–60) % при постоянном токе 3А и импульсном 6 А.

После воздействия потока протонов 10^{12} пр./см^2 спад для разных токов одинаков и составил (50–65) %, а при 10^{13} пр./см^2 спад составил 100 %.

Значительное снижение мощности при воздействии γ-нейтронного импульса и протонов связано с образованием в полупроводнике более высокой концентрации дефектов кристаллической структуры.

Наблюдаемая зависимость мощности излучения от прямого тока через светоизлучающий диод (после воздействия различных факторов) связана с изменением внутренней квантовой эффективности излучения. Изменение квантовой эффективности при малых токах много больше изменений, полученных при более высоких токах, что определяется соотношением излучательной и безызлучательной компонент рекомбинации инжектированных носителей заряда.

При высоких уровнях накачки все инжектированные носители рекомбинируют излучательно за очень короткое время, что является залогом малой чувствительности к облучению.

Сверхлинейность ваттамперной характеристики диодов связана с изменением вкладов излучательной и безызлучательной рекомбинации в общий темп рекомбинации. При увеличении уровня инжекции вклад излучательной рекомбинации растет.

Полученные результаты показали, что мощные излучающие диоды, изготовленные на основе высокоэффективных гетероструктур из AlGaAs и работающие в области высоких прямых постоянных и импульсных токов, вполне перспективны для использования их в различных устройствах космической техники и пр.

1. А.Я. Жуковский, Л.П. Дмитриева. Зарубежная электронная техника, № 20, 1973.
2. Р.К. Шарма, Б.Л. Пурохит. Полупроводниковые гетеропереходы. М.: Сов. радио, 1979.
3. Д. Ланг. Сб. «Точечные дефекты в твёрдых телах», Сер. «Новости ФТТ», вып. 9, 1979.

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ – АЛЮМИНИЯ И ИК–ДИОДЫ НА ИХ ОСНОВЕ

Н.В. Коршунова[1], Ю.К. Крутоголов[1], Ю.И. Кунакин[1], А.А. Матяш[1], А.М. Николаенко[1], А.А. Вилисов[2], Г.Н. Захарова[2], Т.И. Коханенко[2], Е.В. Чекинева[2]

1 - ОАО «НИИ материалов электронной техники», Калуга, Россия;

2 - ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск, Россия

Многопроходные двойные гетероструктуры на основе твердых растворов в системе AlAs – GaAs, излучающие в ближней инфракрасной области спектра, широко используются в оптоэлектронике, благодаря своей высокой квантовой эффективности. Однако, для целого ряда приборных применений, в том числе для систем передачи информации по открытому оптическому каналу, важное значение имеет не только мощность излучения, но и время срабатывания излучающего диода (ИД). Из теории следует, что для уменьшения длительности спада светового импульса при заданной плотности тока через *p-n*-переход необходимо увеличивать уровень легирования и уменьшать толщину активного слоя двойной гетероструктуры [1]. К сожалению, реализовать на практике многопроходные гетероструктуры на основе AlGaAs с длительностью переходных процессов ≈ 3 – 4 нс при удовлетворительной мощности излучения пока не удавалось [2].

В настоящей работе изучались условия формирования многопроходных двойных *p-n*-гетероструктур на основе твердых растворов AlGaAs с различным уровнем легирования активной области германием для создания высокоэффективных быстродействующих ИК-излучателей.

Исследования показали, что существующая технология, основанная на методе жидкофазной эпитаксии, не позволяет воспроизводимо получать тонкие (< 1,5 мкм) слои и не обеспечивает нужного распределения легирующей примеси, в частности Ge, по подрешеткам кристалла при ее введении в высоких концентрациях. Так, максимальная достигнутая концентрация носителей заряда в активных слоях p-$Al_xGa_{1-x}As$ (x < 0,05), легированных Ge, составляла ≤ 5×10^{18} $см^{-3}$ при быстродействии 6 – 8 нс и удовлетворительной мощности излучения. Довольно высокие значения времен срабатывания при реализованной концентрации носителей заряда указывают на влияние эффектов самопоглощения и переизлучения люминесценции в активном слое [3].

Необходимость дальнейшего повышения быстродействия потребовала формирования более тонких активных областей, а, следовательно, менее протяженных гетерограниц между слоями, резкого *p-n*-перехода с узкой областью пространственного заряда. Кроме того, для достижения более высокой концентрации носителей заряда при удовлетворительной мощности излучения требовалось создать условия для улучшения вхождения атомов Ge в подрешетку As. Это удалось достичь на основе анализа гидродинамической модели в условиях прокачной системы, переходом к более низкотемпературным режимам кристаллизации, протекающей в квазиравновесных условиях, с высокоточным контролем величин переохлаждения раствора в расплаве. В результате были получены многопроходные двойные гетероструктуры с толщиной активной области $\approx 0.6 - 0.8$ мкм и концентрацией носителей заряда $\approx 1\times10^{19}$ см$^{-3}$. При этом длительность переходных процессов снизилась до ≈ 3 нс при удовлетворительной мощности излучения.

Для уменьшения длительности переходных процессов ниже 3 нс традиционный метод получения двойных гетероструктур оказался неэффективным, поэтому основное внимание было уделено изучению распределения примесей в *p-n*-переходе с целью, во-первых, уменьшения количества донорно-акцепторных комплексов, компенсирующих активную область, и во-вторых, подбора оптимального количества примеси в n-эмиттере вблизи *p-n*-перехода. Это, в конечном счете, привело к уменьшению длительности переходных процессов до 2 нс и менее.

На всех этапах разработки материала его характеристики контролировались на специально изготовленных макетных образцах ИД. Кроме того, были проведены опытные партии по изготовлению и испытаниям мощных ИД.

В качестве базовой конструкции и технологии изготовления были приняты конструкция и технология диода АЛ148 [4]. Сравнительно большой диаметр мезаструктуры кристалла (диаметр 700 мкм) обеспечивает устойчивость диодов к протеканию больших постоянных токов (до 4 А). Корпус диода выполнен в виде массивного медного держателя с резьбовым выводом для крепления диода на радиатор, что обеспечивает тепловое сопротивление диода не более (5-7) град/Вт.

Ваттамперная характеристика (ВТАХ) диодов практически линейна до токов (3-4) А (рис.1). Мощность излучения диодов при импульсном токе 2 А и времена формирования импульса излучения составили: А – (400-500) мВт и (11-20) нс; Б – (200-330) мВт и (5-10) нс; В – (100-250) мВт и (3-5) нс (рис.2).

Полуширина спектральной полосы излучения составляет около 50 нм. Технологический разброс по центральной длине волны излучения для этих трёх модификаций диодов лежит в пределах (870-890) нм.

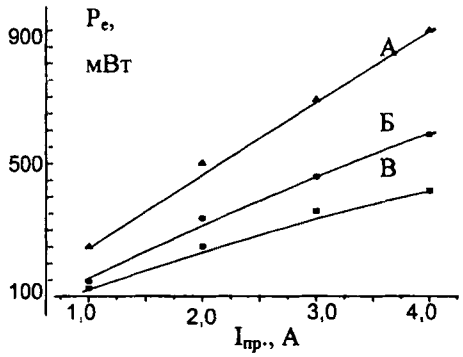


Рис.1 Ваттамперные характеристики диодов

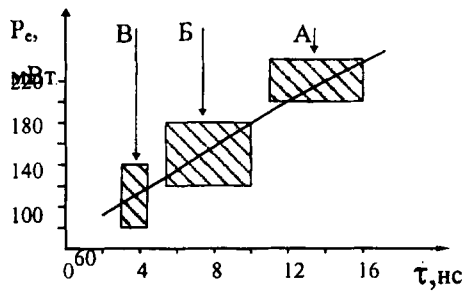


Рис.2. Области «мощность- быстродействие» ИК–диодов АОИ201-А,Б,В

Полуширина диаграммы направленности излучения диодов – от 15 до 30 градусов. По типовым зависимостям постоянного прямого тока от напряжения (ВАХ) определены напряжения отсечки: А - 1,1 В; Б – 1,13 В; В – 1,15 В. Величина последовательного сопротивления составляет несколько десятых долей ома.

Наименование параметра, режим измерения, единица измерения	**АОИ201А**		**АОИ201Б**		**АОИ201В**	
	не менее	не более	не менее	не более	не менее	не более
Мощность излучения при $I_{пр}$ = 1 А, мВт	180		100		50	
Постоянное прямое напряжение при $I_{пр}$ = 1 А, В		2,2		2,2		2,2
Сила излучения максимальная при $I_{пр}$ = 1 А, мВт/ср	700		400		200	
Угол излучения, градус	18	25	18	25	18	25
Время нарастания/спада импульса излучения ($I_{пр.имп}$ = 200 мА), нс		20		10		5

Выполненные исследования позволили начать производство новой серии мощных быстродействующих ИК–диодов типа АОИ201А,Б,В (АДКБ.432220.338 ТУ). Параметры диодов при температуре (25 ± 10)°С приведены в таблице.

Многообразие вариантов характеристик, гибкое управление ими в процессе изготовления и высокие значения параметров обеспечивают широкие возможности применения мощных ИК–диодов во многих разделах современной техники. Например, использование излучающего диода 3Л148А позволило создать атмосферные линии оптической связи со скоростями передачи информации 10 Мбит/с на дальность до 2 км, транспортные оптико-электронные координаторы, работающие в жёстких условиях внешних воздействий, устройства управления траекторией движения малогабаритных объектов на расстояниях до 2,5 км, а также инфракрасные осветители для систем ночного видения с глубиной наблюдения до (50-250) м [5-7]. В аналогичных осветителях излучающие диоды ТОМ120Н обеспечивают в условиях плохой видимости глубину наблюдения до (400-1000) м. ИК–осветители на основе диодов 3Л148А позволили повысить разрешающую способность микроскопических исследований поверхности твёрдых тел.

1. Я. Суэмацу, С. Катаока, К. Кисино, Я. Кокубун, Т. Судзуки, О. Исии, С. Ёнэдзава. Основы оптоэлектроники: Пер. с яп. – М.: Мир, 1988. – 288 с.

2. А.А. Вилисов, Г.Н. Захарова, А.М. Кухта, И.В. Нефёдцева, Е.Т. Поспелова, Т.А. Купцова. Электронная техника. Сер. Материалы, №3, 60 (1991).

3. Ю.К. Крутоголов, Л.В. Лебедева. Физика и техника полупроводников, **16**, 1278 (1982).

4. А.А. Вилисов, Г.Н. Захарова, А.М. Кухта, И.В. Нефёдцева. Электронная промышленность, №10, 120 (1990).

5. А.А. Вилисов, А.Г. Белоцерковский, Г.Н. Захарова, С.В. Куклев, Д.С. Соколов, П.А. Лежнин, Н.Д. Черненко. Электронная промышленность, №2-3, 103 (2002).

6. А.В. Медведев, А.Г. Белоцерковский, А.А. Вилисов. Электронная промышленность, №2-3, 152 (2002).

7. А.В. Полубарьев, А.Г. Белоцерковский, А.А. Вилисов. Электронная промышленность, №2-3, 106 (2002).

ЭФФЕКТ ВНУТРЕННЕГО ПЕРЕОТРАЖЕНИЯ В ИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДАХ

А.А. Вилисов, Г.Н. Захарова, Ю.О. Незнамова, Е.В. Чекинева
ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск, Россия, e-mail: vilisovaa@mail.ru

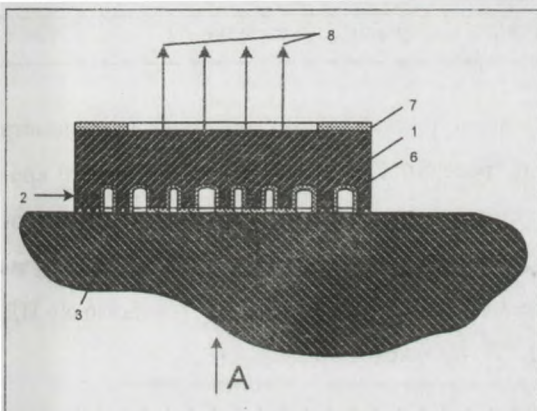
Для повышения световыхода в излучающих диодах (ИД) в большинстве конструкций кристалла используется средство внутреннего переотражения излучения, так называемая мезаструктура. Выполнение кристалла с мезаструктурой позволяет значительно увеличить внешний квантовый выход излучения за счёт внутренней фокусировки излучения мезой. Степень фокусировки излучения зависит от соотношения диаметра и высоты мезы. Чем больше отношение высоты мезы к её диаметру, тем больше внешний квантовый выход излучения кристалла [1,2].

Стремление увеличить мощность излучения приводит к необходимости увеличения площади кристалла. В этом случае практически невозможно создать мезу с оптимальным соотношением высоты и диаметра (ограничивает малая толщина кристалла). Использование мезы большого диаметра приводит к ограничению площади протекания тока, но при этом меза, как средство внутренней фокусировки, утрачивает свое свойство. В связи с этим было выполнено много работ, направленных на увеличение световывода в ИД с большой площадью активной области.

Для совмещения в одном приборе высокой эффективности и высокой мощности излучения перспективной является многомезовая конструкция кристалла [2]. В такой конструкции высокое значение внешнего квантового выхода реализуется за счёт оптимальных размеров каждой отдельной мезы, в целом обеспечивающих условия многопроходности и внутренней фокусировки генерируемого излучения, а снижение последовательного сопротивления достигается, благодаря параллельному включению множества мезаструктур, объединённых в одном кристалле. Многомезовые ИД представляют собой структуру с множеством параллельно соединённых ИД, которые имеют типичные диодные вольтамперные характеристики (ВАХ) с технологическим разбросом параметров. Экспериментальные исследования показали, что от мезы к мезе изменяются напряжения отсечки и последовательные сопротивления. Разброс значений электрических параметров диодов обусловлен, прежде всего, врождёнными дефектами эпитаксиальных структур. Кроме того, имеют место и технологические причины. Например, мезы вытравливаются и сплавляются с держателем неодинаково. Чем меньше диаметр мезы, тем большее влияние на её характеристики окажет попавшая в область

мезы неоднородность материала. Испытания показали, что многомезовая конструкция позволяет увеличить мощность излучения, но при этом снижается надежность ИД.

Следующий этап – формирование мезы в виде различных форм, например, в форме спирали (рис. 1,2) [3]. Выполнение мезаструктуры в виде спирали вдоль поверхности обеспечило устойчивость ИД к протеканию больших прямых токов, как и в диодах с большой площадью мезаструктуры. Действительно, даже если в область мезы попадает какая-либо неоднородность полупроводника, приводящая к повышению плотности тока в этом месте и, следовательно, перегреву данного участка, в данной конструкции имеется хороший общий теплоотвод по мезе. Тем самым до значительно более высоких значений прямых токов предотвращается локализация перегрева и прибор сохраняет работоспособность. В то же время для всех участков активной области, где генерируется излучение, сохраняются почти оптимальные условия фокусировки излучения мезаструктурой, что увеличивает внешний квантовый выход и КПД светодиода.



1- эпитаксиальная AlGaAs–гетероструктура; 2-активная область; 3-кристаллодержатель; 4-мезаструктура в виде спирали; 5-омический контакт к р-эмиттеру; 6-диэлектрик (SiO_2); 7-омический контакт к n-эмиттеру ; 8-излучение.

Рис. 1 – Излучающий кристал с мезой в виде «спирали»

Рис. 2 – Вид кристалла со стороны мезы

В экспериментах такая конструкция дала увеличение световывода, но оказалась недостаточно освоенной в технологическом плане.

Целью настоящей работы был поиск конструкции кристалла, обеспечивающей одновременно достаточно большую площадь контакта для сохранения надёжности ИД, и в тс же время световывод излучения из кристалла на уровне многомезовых конструк-

ций. С этой целью было предложено техническое решение – формировать на тыльной стороне кристалла «анти-мезы», то есть лунки (рис. 3). Простая логика вкупе с законами геометрической оптики позволяет надеяться на достижение положительного эффекта в плане внутренней фокусировки генерируемого в кристалле излучения.

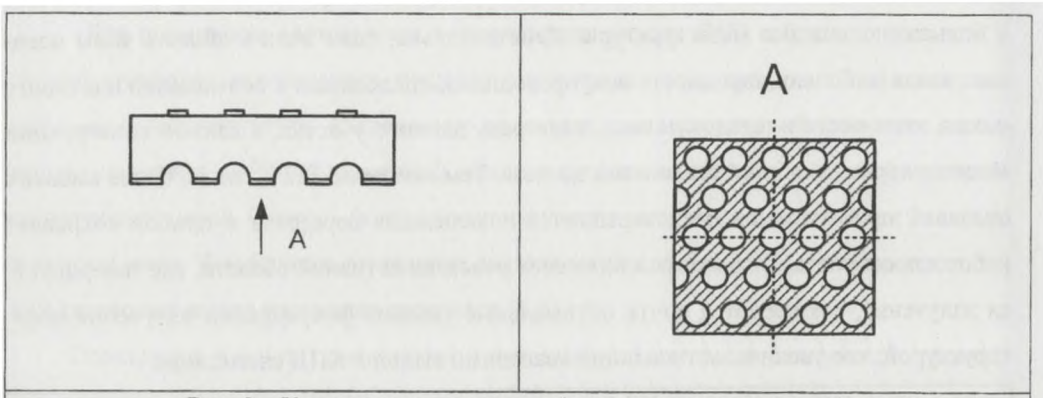
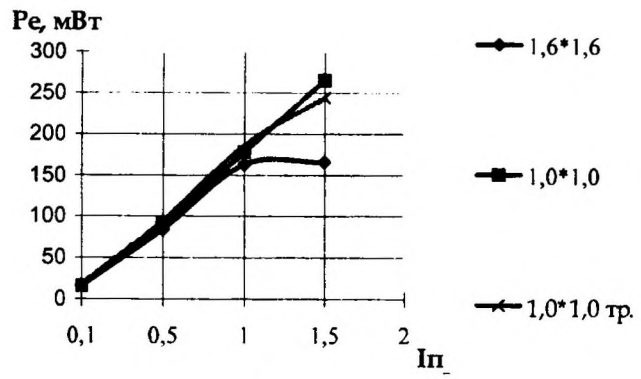


Рис. 3 – Конструкция кристалла (справа вид по стрелке А)

Были изготовлены ИД с различной конфигурацией лунок (варьировались диаметр и глубина лунок, их плотность на единицу поверхности) и с разными размерами кристаллов (1,0×1,0 мм^2 и 1,6×1,6 мм^2). Ваттамперные характеристики ряда ИД для различных размеров кристаллов приведены на рис. 4. Как видно из графиков, здесь достигается мощность излучения, несколько превышающая значения для «стандартных» ИД типа АОИ201Б (100 мВт при прямом токе 1 А) на таком же материале.



Важное значение для обеспечения надёжности и приемлемого световывода имеет форма омического контакта с противоположной стороны кристалла (в нашем случае - к n-эмиттеру). Пока получены лучшие результаты для такого контакта в виде сетки.

Проведённые пробы по изготовлению кристалла с «лунками» в ряде экспериментов позволили наблюдать ожидаемый эффект увеличения световывода. Положительными свойствами такой конструкции кристалла являются: уменьшение теплового и последовательного сопротивлений и увеличение надежности работы прибора. Кроме того, существенно упрощается технологический маршрут изготовления кристалла (исключаются операции двухсторонней фотолитографии).

1. Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, Д.З. Гарбузов и др. ЖТФ, **48**, 809 (1978).

2. А.Е. Закгейм, В.М. Марахонов и др. Письма в ЖТФ, **6**, 1034 (1980).

3. Авт. св-во СССР № 1507147. Излучающий диод / Вилисов А.А., Захарова Г.Н., Копырина И.А., Кухта А.М. - 13.04.87.

ЭФФЕКТЫ СТЯГИВАНИЯ ТОКА В СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДАХ

А.В. Зиновчук[1], В.К. Малютенко[1], А.А. Вилисов[2], Г.Н. Захарова[2]

1- Институт физики полупроводников НАН Украины, Киев, Украина;

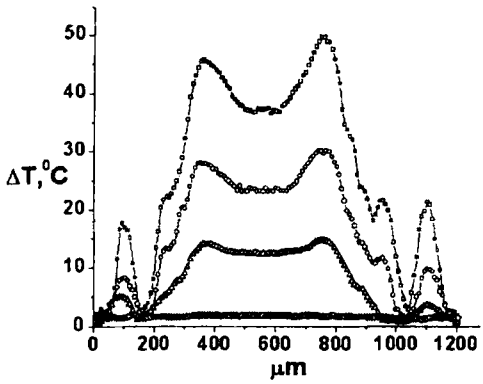
2- ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск, Россия, e-mail: vilisovaa@mail.ru

При прохождении тока через кристалл светоизлучающего диода (СИД) происходит нагрев кристалла и его активной области. Важным является наличие пространственной неоднородности распределения температуры в активной области кристалла, которая обусловлена возникновением current crowding (CC) эффекта (ток в большей мере концентрируется под контактом или возле края меза-структуры). Вследствие этого изменяется картина распределения рекомбинационного излучения по активной области, возникают зоны локального перегрева, располагающиеся в приконтактной области и снижающие срок службы светодиодов [1-4].

Целью данной работы является исследование с помощью методов экспериментального анализа и компьютерного моделирования неоднородности распределения плотности тока и температуры в объеме светодиода ближнего ИК–диапазона, выполненного на основе AlGaAs/GaAs–гетероструктуры с λ = 0,88мкм.

Кристаллы были изготовлены в виде мезаструктуры с глубиной вытравливания ≈30 мкм и диаметром мезы 500 мкм. Излучение выводилось через широкозонные слои n-$Al_{0.25}Ga_{0.75}As$ общей толщиной ≈100 мкм.

Экспериментальная установка состоит из ИК–микроскопа и сканирующей тепловизионной камеры на основе охлаждаемого CdHgTe–фотодетектора, работающей в диапазоне 3-5 мкм. Система имеет пространственную разрешающую способность 20 мкм и разрешающую способность по температуре 0,1°C. Камера может работать в режиме строчной развертки (длительность 50-400 мкс), и в режиме кадровой развертки (длительность 40 мс). При помощи фокусирующей системы на фотодетектор проектировалась активная область светодиода. Камера фиксирует только мощность теплового излучения, обусловленного нагревом активной области при прохождении электрического тока. Камера синхронизирована с импульсом тока таким образом, что картина распределения нагрева, которая вызвана прохождением тока через диод, появляется во втором кадре, тогда как в первом зафиксировано равновесное распределение теплового излучения (I = 0 A) изучаемого объекта. При вычитании первого кадра из второго по-



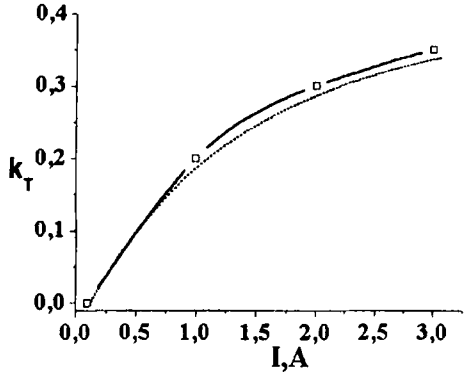


Рис 1. а) Распределение температуры перегрева в активной области в сечении по диаметру при общем токе 0,1А; 1А; 2А; 3А.

б) Зависимость коэффициента неравномерности распределения температуры в активном слое $k_T = (T_{max} - T_{min})/T_{min}$ от общего тока:

лучаем реальную картину мощностей теплового излучения, вызванную прохождением тока.

Измерения распределения температуры перегрева (T - T_0, где T_0 - равновесная температура) проводились при прямом токе смещения I = 100 мА, 1А, 2А и 3А, (длительность токового импульса t = 160 мс). Установлено, что при небольшом смещении (до I = 1 А) активная область нагревается практически равномерно (рис.1), что соответствует одинаковой плотности тока по всей плоскости p-n перехода. Но уже при 1 А наблюдаются небольшие неравномерности распределения. Край области p-n перехода нагревается больше, по сравнению с центром на $T \approx 3°C$. При увеличении прямого тока температурные пики проявляются более заметно. Причиной появления "нагретого кольца" является СС–эффект. СС есть результат неравномерного распределения потенциала, которое определяется в основном геометрической формой и соотношением размеров омических контактов к p- и n-слоям кристалла.

В результате влияния СС зависимость температуры перегрева от величины электрической мощности, подаваемой на светодиод, в разных точках активной области является разной. Следовательно, и величина теплового сопротивления, рассчитанная из этих зависимостей, получается пространственно зависимой. Тепловое сопротивление светодиодов, рассчитанное из зависимости $\Delta T(P_{el})$ в области максимальной концентрации плотности тока (на краю мезаструктуры), составляет R_T = 7,8 К/Вт, а в центральной части p-n перехода – R_T = 5,7 К/Вт.

Важным является изучение кинетики удаления тепла от активной области. Результаты измерений показали, что релаксация температуры характеризуется экспоненциальным спадом со средним значением постоянной спада около (6,0-6,5) мс.

С помощью компьютерного моделирования выполнен анализ особенностей растекания электрического тока в объеме мезаструктуры. Рассматривалась цилиндрическая расчетная модель, обладающая осевой симметрией. Для упрощения математической модели в работе применены подход, основанный на теории электрических цепей [5,6], и обобщенный подход, использованный для случая полевого приближения [4].

Выявлена значительная концентрация плотности тока на краю p^+-контакта (в плоскости p^+-контакта) – то есть проявляется эффект contact current crowding (рис.2). Максимальная плотность тока в области контакта в 4.5 раза превышает среднее значение тока под контактом. Вследствие такого распределения плотности тока на краю кон-

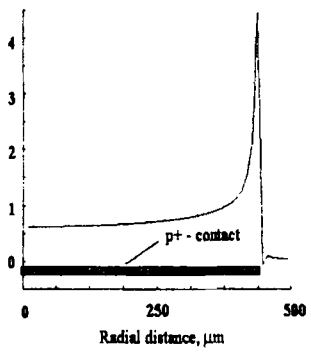


Рис. 2. Распределение плотности тока под контактом (в плоскости p^+-контакта) J_z/J_{cont}, где J_{cont} - средняя плотность тока.

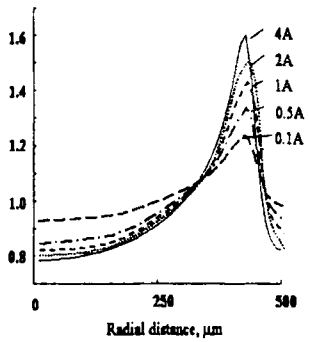


Рис.3. Распределение относительной плотности тока (в долях от среднего значения) в активном слое мезаструктуры.

такта проявляется эффект СС и в активном слое (рис.3). Однако, здесь максимальное значение плотности тока при I = 2 А ниже, чем в плоскости p^+-контакта, и составляет около 1.6 по отношению к среднему значению. Соответственно распределяется и интенсивность рекомбинационного излучения по площади активной области (рис.4).

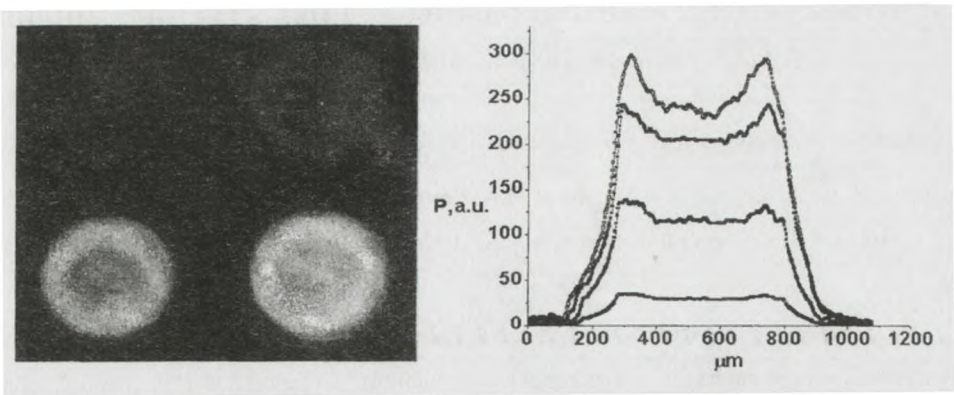


Рис 4. a) Картина рекомбинационного излучения при токах, А:

1) 0,2; 2) 0.5; 3) 1; 4) 1.5;

b) Распределение мощности излучения (в относительных единицах)

Экспериментально и теоретически изучено явление current crowding в светодиодах на основе AlGaAs. Показано, что в силу проявления этого эффекта наблюдается неравномерное распределение температуры нагрева и интенсивности рекомбинационного излучения в активном слое мезаструктуры.

1. А.А. Вилисов. Электронная техника, сер.2, Полупроводниковые приборы, **186**, 6 (1987).

2. А.А. Вилисов, Г.Н. Захарова, А.М. Кухта Лазерная техника и оптоэлектроника, сер. 11, Электронная техника, **3** (43), 21 (1987).

3. A.Monachov, A.Krier, V.V.Sherstnev, Semicond.Sci.Technol., **19**, 480 (2004).

4. V.K. Malyutenko, O.Yu. Malyutenko, A.D. Podoltsev, I.N. Kucheryavaya, B.A. Matveev, M.A. Remennyi. Appl.Phys.Lett., **79**, 4228 (2001).

5. X. Guo and E.F. Schubert. Appl. Phys. Lett., **78**, 3337 (2001).

6. X. Guo and E.F. Schubert, J. Appl. Phys., **90**, 4191 (2001).

ИММЕРСИОННЫЕ ФОТОДИОДЫ НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ИНДИЯ, РАБОТАЮЩИЕ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Н.В. Зотова, Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашев, А.В. Корюк,
Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Последнее десятилетие было отмечено существенным прогрессом в создании неохлаждаемых свето- и фотодиодов, работающих в средней инфракрасной области спектра (3-6 мкм), которые предполагается использовать для измерений пропускания среды с целью определения содержания в ней вредных для здоровья человека компонентов, например, окиси азота [1]. Для светодиодов наиболее успешные приборные реализации связаны с использованием прозрачных подложек, позволяющих упростить конструкцию как оптически возбуждаемых источников при обеспечении фотолюминесценции «на просвет», так и реализовать конструкции типа «флип-чип» с электрической инжекцией носителей, например, при использовании сильно легированных подложек n^+-InSb [2]. Было показано, что для приемников [3,4] и источников излучения с оптическим [5] или электрическим [4 возбуждением с рабочей длиной волны вблизи 3 мкм в качестве материала таких подложек можно использовать сильно легированный арсенид индия или близкий к нему по химическому составу твердый раствор InGaAsSb [6] с концентрацией электронов $n > 10^{18}$ $см^{-3}$, обеспечивающей вырождение электронов в зоне проводимости и сдвиг края поглощения в коротковолновую сторону в соответствии с эффектом Мосса-Бурштейна. Привлекательным для практического применения свойством таких флип-чип диодов является наличие у них свободной от контактов поверхности n^+- In(Ga)As(Sb), что позволяет производить их иммерсионную стыковку с пассивными оптическими элементами – линзами и волокнами, существенно расширяющими диапазон применений таких диодов. Ранее были изучены свойства «иммерсионных» [7] и «волоконно-оптических» [8] светодиодов для анализа содержания углеводородов в воздухе и воде соответственно, однако не было проведено исследований «иммерсионных» фотодиодов как самостоятельных устройств.

В данной работе мы приводим результаты исследований фотодиодов из арсенида индия, выполненных в конструкции типа флип-чип и состыкованных с иммерсионными линзами.

Исследовались образцы, полученные из гетероструктур InAsSbP/InAs, выращенных на сильнолегированных подложках n^+-InAs(Sn) (111) ($n > 10^{18}$ см$^{-3}$). Толщины широкозонных слоев p-$InAs_{1-x-y}Sb_xP_y$ (Zn) ($x \approx 0.09$, $y \approx 0.18$, $p = 2 \div 5 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$) были в пределах 2-3 мкм, толщина нелегированного активного слоя n-InAs с расположенным в нем p-n переходом составляла 2-4 мкм.

Для получения конструкций типа «флип-чип» использовалась стандартная многоступенчатая «мокрая» фотолитография, позволявшая получить глубину мезы до 40 мкм, при площади мезы в области p-n перехода $\approx 4 \cdot 10^{-4}$ см^2. При этом стенки мезы имели гладкую поверхность, обеспечивающую эффективное отражение излучения, что ранее было показано нами на примере работы светодиодов, изготовленных из аналогичных структур и описанных в [9]. Указанное отражение обозначено стрелками на рис.1, где представлена схема чипа. Контакты наносились напылением в вакууме с последующим «упрочнением» при электрохимическом осаждении золота. По окончании процессов фотолитографии подложка n^+-InAs частично стравливалась в химическом травителе до получения пластины толщиной 70-150 мкм, которая затем раскалывалась на отдельные чипы, которые монтировались в корпуса, имевшие в своем составе кремниевые линзы с эффективным диаметром 3.2 мм, по форме близкие к «гиперполусфере» (сфера Вейрштрасса). Как и во всех предыдущих наших работах, в качестве иммерсионного слоя между n^+-InAs и линзой было использовано халькогенидное стекло (n = 2.4).

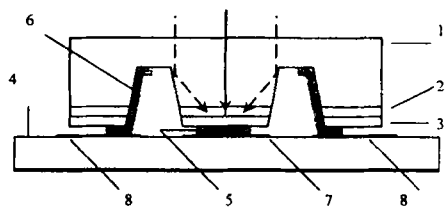


Рис.1 Схема (разрез) флип-чип диода, смонтированного на кремниевом носителе. Цифрами показаны: 1 – подложка n^+-InAs/монтажная поверхность для линзы, 2 – слой n-InAs, 3 – слой p-InAsSbP(Zn), 4 – носитель из Si, 5 – анодный контакт, 6 - катодный контакт, 7, 8 – контактные площадки с нанесенным покрытием из Sn + Pb

На рис. 2 приведена вольт-амперная характеристика диода в прямом и обратном направлениях, показывающая наличие некоторой утечки; при этом сопротивление в нуле смещения составляло 3.7 кОм.

Спектральные характеристики (см. рис.2, справа) имели максимум вблизи 3.3 мкм и резкий спад чувствительности в коротковолновой области, связанный с поглощением/«фильтрацией» излучения в подложке n^+-InAs, аналогичный приведенному ранее для диодов, полученных из подобных структур [3]. При этом интегральная чувствительность составляла 1.53 А/Вт (5660 В/Вт), а значение

максимума обнаружительной способности - $D^* = 2.1\ 10^{11}$ см·Гц$^{1/2}$Вт$^{-1}$. Высокое значение обнаружительной способности исследуемых фотодиодов обеспечивается наличием иммерсии, высоким отношением оптической и электрической площадей, а

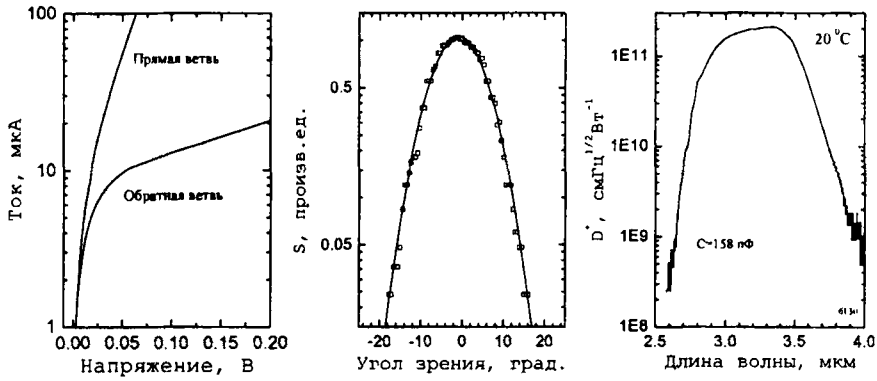


Рис.2 Вольт-амперная характеристика (слева), угловая зависимость чувствительности (в центре) и спектральная зависимость обнаружительной способности (справа) иммерсионного фотодиода на основе арсенида индия при комнатной температуре.

также рядом особенностей конструкции чипа, например, наличием зеркального анода, покрывающего большую часть площади диода. Присутствие линзы имело следствием также существенное сужение угла зрения фотодиода, как показано на рис.2 в центре.

В докладе обсуждаются температурные зависимости основных характеристик фотодиодов (D*, емкость, спектральные характеристики, R_o), а также возможные практические приложения, связанные, например, с контролем за утечками углеводородов (полоса поглощения 3.4 мкм) в открытом канале длиной до 100 м.

Работа поддержана Фондом содействия развитию МП НТС РФ (проект № 6670).

1. J.G. Crowder, T. Ashley, C.T. Eliott et al. Electronics Lett., **36**, 1867-1869 (2000).
2. T. Ashley, D.T. Dutton, C.T. Elliott. et al. Proc. SPIE, **3289**, 43 (1998).
3. B.A. Matveev, M. Aydaraliev, N.V. Zotova, S.A. Karandashov, M.A. Remennyi, N.M. Stus', G.N. Talalakin. Proc. SPIE, **4650**, 173-178, Photodetector Materials and Devices VII (2002).
4. B.A. Matveev, M. Aydaraliev, N.V. Zotova, S.A. Karandashov, N.D. Il'inskaya, M.A. Remennyi, N.M. Stus', G.N. Talalakin. IEE Proc.-Optoelectronics, **150**, 356-359 (2003).

5. Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин, В.В. Шустов. ФТП, **35**, 371-374 (2001).
6. Н.В. Зотова, Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, В.В. Шустов, Н.Г. Тараканова. ФТП, **40**, 1004-1008 (2006).
7. M.A. Remennyi, N.V. Zotova, S.A. Karandashev, B.A. Matveev, N.M. Stus', G.N. Talalakin. Sensors & Actuators B: Chemical, **91**, 256-261 (2003).
8. B.A. Matveev, N.V. Zotova, S.A. Karandashev, M.A. Remennyi, N.M. Stus', G.N. Talalakin. "3.4 μm "Flip-chip" LEDs for Fiber Optic Liquid Sensing" Proceedings of the 1-st International CONFERENCE on ADVANCED OPTOELECTRONICS and LASERS (CAOL'2003), September 16-20, 2003 Alushta, Crimea, Ukraine v.2, pp. 138-140.
9. Boris Matveev, Nonna Zotova, Natalya Il'inskaya, Sergey Karandashev, Maxim Remennyi, Nicolay Stus', Anatoly Kovchavtsev, Georgii Kuryshev, Vladimir Polovinkin, Natalya Tarakanova, paper # 0891-EE01-04, Progress in Semiconductor Materials V -- Novel Materials and Electronic and Optoelectronic Applications, MRS Proceedings 891, Editors: L.J. Olafsen, R.M. Biefeld, M.C. Wanke, A.W. Saxler (2006). http://www.mrs.org/s_mrs/sec_subscribe.asp?CID=6214&DID=173799&action=detail

МНОГОЭЛЕМЕНТНЫЕ ФОТОПРИЕМНЫЕ УСТРОЙСТВА И ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ МДП–СТРУКТУР НА InAs

Г.Л. Курышев

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия

Арсенид индия обладает рядом особенностей в ряду полупроводников A_3B_5. Известно, что на поверхности InAs n-типа всегда присутствует сильное обогащение, соответственно на поверхности p-InAs – инверсия. В отличие от антимонида индия и арсенида галлия, не удалось получить объемные кристаллы этого материала с концентрацией объемной примеси < $(2\text{-}3)\times10^{16}$ $см^{-3}$. Однако во ВНИИМЭТ (г. Калуга) получили методом газотранспортной эпитаксии пленки n-InAs толщиной 5-10 мкм с концентрацией $(1\text{-}3)\times10^{15}см^{-3}$ и временем жизни (0.5-2) мкс на сильнолегированных (> 10^{18} $см^{-3}$) подложках n-типа. Диффузионная длина при температуре жидкого азота в таких пленках составляет ≈ 5 мкм, что позволяет получить хорошую оптическую развязку соседних фотоприемных элементов.

Нами разработаны способы модификации поверхности полупроводниковых пленок InAs с целью получения заданных параметров МДП-приборов. Разработаны методы создания двухслойных диэлектрических покрытий, состоящих из тонкого слоя анодного окисла и осажденного слоя двуокиси кремния толщиной 0,01 и 0,1мкм соответственно. Величина напряжения плоских зон (положительный встроенный заряд) в зависимости от концентрации фтора в щелочном электролите уменьшается от величины –20 В до –4 В при введении в электролит $[NH_4F]$ от 0 до 24 г /л. Дальнейшее увеличение количества фтора до $[NH_4F]$ = 48 г/л практически не влияет на напряжение плоских зон. Гистерезис ВФХ составлял величину ≈ 1,5 – 2 В при концентрациях от 12 до 48 г/л и величине приложенного смещения не более 10 – 15 В. Плотность ловушек в переходном слое (тонком анодном окисле толщиной ≈ 15 нм) оценивается величинами $(2\text{-}3)\times10^{17}$ $см^{-3}$. Особо стоит отметить предельно малую плотность поверхностных состояний (< 5×10^{10} $см^{-2}$), что позволяет практически полностью исключить влияние 1/f–шумов при работе фотоприемных МДП–структур в режиме неравновесного обеднения.

Особенностью диапазона (2.5-3) мкм являются малый фоновый тепловой поток, позволяющий накапливать сигнал в течение времени кадра (10 мс), и высокая контра-

стность изображения (прирост сигнала на градус Цельсия вдвое выше, чем в диапазоне 8-12 мкм).

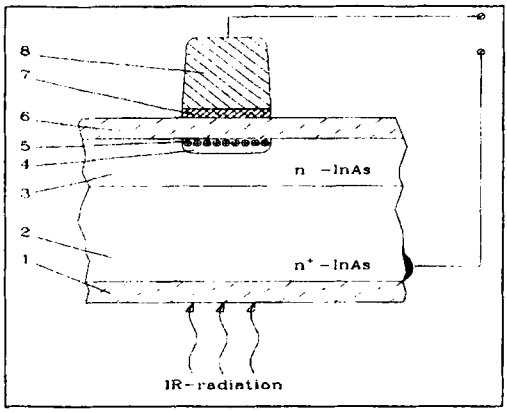


Рис.1. Поперечное сечение элемента:

1. Антиотражающее покрытие (Al_2O_3),
2. Вырожденный InAs (подложка),
3. Эпитаксиальный n^+-InAs,
4. Область неравновесного обеднения,
5. Инверсионный слой,
6. Затворный диэлектрик($AO+SiO_2$),
7. Прозрачный затвор($In_2O_3+SnO_2$),
8. Индиевые «столбики» (для линеек слои 7 и 8 разнесены в плоскости элемента)

Поток падающих квантов света проходит сквозь сильнолегированную подложку n^+-InAs за счет сдвига края фундаментального поглощения InAs (эффект Мосса-Бурштейна) с 3,05 мкм (эпитаксиальный слой n-InAs) до 2,6 мкм (n^+-InAs подложка) и поглощается в тонком эпитаксиальном слое InAs, выращенном методом газотранспортной эпитаксии на подложках n^+-InAs. Фоточувствительный элемент является конденсатором металл–диэлектрик–полупроводник, который преобразует кванты света в электрические заряды. Эти информационные заряды накапливаются и удерживаются под затвором конденсатора в приповерхностной области полупроводника (инверсионной области). Фоточувствительная ячейка является основой многоэлементных линеек и матриц.

Были разработаны линейчатые и матричные МДП–ФПУ на InAs формата 2×192, 128×128, 256×256, специальные импульсные матрицы 8×8 [1] с быстродействием 200-500 нс. Практически все ФПУ работают в режиме ограничения флуктуациями фона. На этой элементной базе создан ряд приборов широкого применения:

Тепловизор «СВИТ» на основе матрицы 128×128:

Время измерения и вывода одной термограммы 0,015 с.

Спектральный диапазон принимаемого излучения 2,65 – 3,1 мкм.

Диапазон измеряемых температур 20 – 41^{O}C. Предельная чувствительность 0,007^{O}C.

Максимальный размер поля в кадре при расстоянии 1, 5 м - 0,5м × 0,5 м.

Вес тепловизионной камеры 3,6 кг.

Тепловизионный микроскоп TIRM – 01 [2] изготовлен на основе инфракрасной фокальной матрицы 128×128. Высокое температурное разрешение и быстродействие камеры позволяют получать высококонтрастные термограммы объектов в режиме реального времени. Это обеспечивает возможность эффективного использования данного прибора в различных областях науки, техники (рис 2, 3). Аналогов по параметрам не имеет.

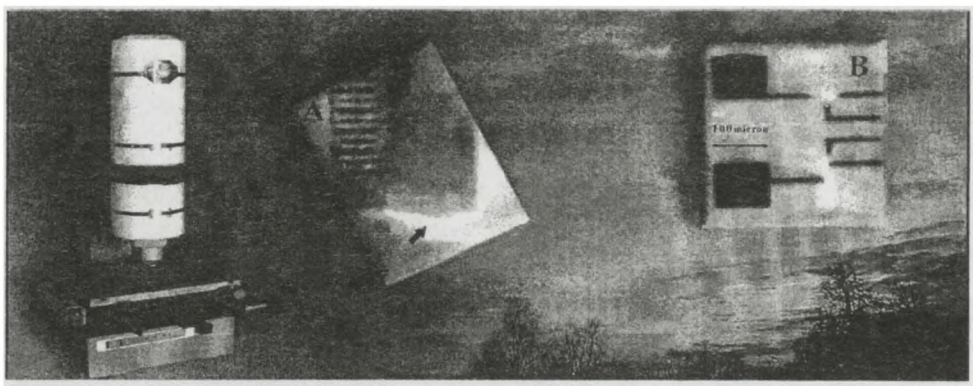


Рис.2. Примеры применения тепловизионного микроскопа А – выход ИК–излучения из торца кристалла полевого транзистора с барьером Шоттки на GaAs в режиме лавинного пробоя затвора. **В** – повышенная светимость областей истока и стока тестового МДП–транзистора в Si интегральной микросхеме.

ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ	
Тип фоточувствительного элемента	МДП - конденсатор
Степень дискретизации одного кадра, элементов	128×128
Шаг элементов, мкм	50
Характерное время измерения и вывода одной термограммы, с	0,05
Спектральный диапазон принимаемого ИК–излучения, мкм	2,6-3,1
Диапазон измеряемых температур, ^{O}C	30 - 150
Предельная чувствительность (10^{x}, T = 30 ÷ 150^{O}C), ^{O}C	0,2 ÷ 0.015
Поле зрения, мм×мм	2×2, 0.6×0.6
Пространственное разрешение, мкм	
без математической обработки,	7
с обработкой (сигнал/шум > 20)	3.5 - 4
Время выхода прибора на рабочий режим, мин	10

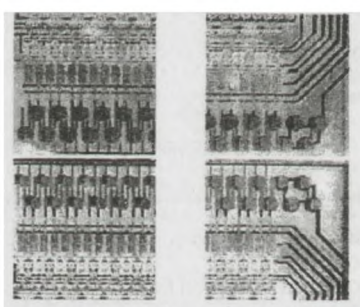


Рис.3. Контроль качества сборки гибридной микросхемы линейчатого ИК–ФПУ 384×1 (вид через кристалл Si, поле зрения 650×650 мкм)

Скоростной спектрометр ИК–диапазона (1-3 мкм) на основе многоэлементной линейки фотодетекторов - DIMS-384

Детектор инфракрасного излучения - фотоприемное устройство на основе линейки 1×384 МДП–фотоприемников на автоэпитаксиальной подложке InAs (разработка и изготовление ИФП СО РАН). Фотоприемное устройство имеет высокую обнаружительную способность ($\approx 1.5 \cdot 10^{12}$ см×Вт$^{-1}$×Гц$^{1/2}$), близкую к режиму ограничения флуктуациями фонового излучения. **Применение:** для детектирования спектров поглощения и люминесценции интермедиатов и продуктов радиационно-химических, фотохимических и химических реакций при исследовании процессов в молекулярных системах и полупроводниковых материалах. **Прибор позволяет:** – производить регистрацию спектров поглощения в диапазоне (1-3) мкм за 0.174 мс в интервале оптических плотностей 0 – 3; – исследовать кинетические процессы в различных молекулярных системах при импульсном воздействии, в том числе взрывные реакции.

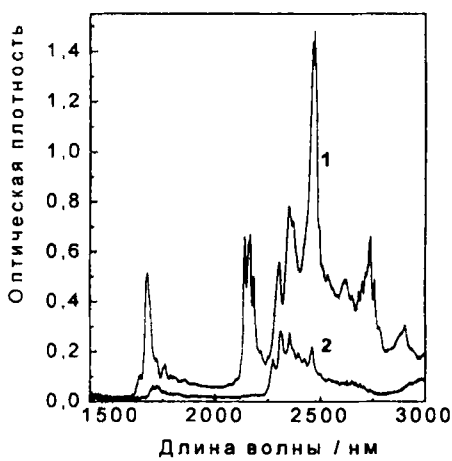


Рис.4. Примеры спектров поглощения, зарегистрированные с помощью спектрометра DIMS-384. Спектр 1 - поглощение листа полиметилметакрилата толщиной 2мм. Спектр 2 - полистирольная пленка толщиной ≈0.2 мм.

Проводимые нами исследования генерационных процессов в ОПЗ арсенида индия при температурах (80-200) К позволяют сказать о возможности перехода на термоэлектрическое охлаждение линеек.

Тепловизионные приборы «СВИТ» широко применяются как в научных исследованиях (исследование процессов массотеплопереноса в газах и жидкостях, пространственного температурного распределения в процессе химических реакций, контроль температурных полей в различных ростовых установках), так и в медицине (прибор сертифицирован). В докладе будут приведены примеры и перспективы применения.

1. Ли И.И., Курышев Г.Л. «Устройство считывания с МДП – фотоприемников», Заявка 2005110459 от 11.04.2005.
2. Базовкин В.М., Гузев А.А., Ковчавцев А.П., Курышев Г.Л., Ларшин А.С., Половинкин В.Г. Тепловизионный микроскоп, «Прикладная физика», №2, 97 (2005).

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОГО МОДУЛЯ 1x384 InAs В СОСТАВЕ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩЕГО ИК-СПЕКТРОМЕТРА

В.М. Базовкин, А.А. Гузев, В.М. Ефимов, А.П. Ковчавцев,
Г.Л. Курышев, И.И. Ли, В.Г. Половинкин
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия,
e-mail: pvg@isp.nsc.ru

Представлены конструкция и параметры гибридной микросхемы ИК фотоприемного устройства (ФПУ) линейчатого типа 1×384 предназначенного для быстродействующих приборов с временами регистрации 0.1 – 0.2 мс. ФПУ содержит линейку 1×384 InAs МДП- конденсаторов с шагом 25 мкм и кремниевый мультиплексор, соединенные между собой индиевыми микростолбиками высотой 5 – 7 мкм по технологии flip-chip. Использование прямозонного полупроводника – арсенида индия с шириной запрещенной зоны ≈ 0,4 эВ при температуре жидкого азота позволяет регистрировать тепловое излучение объекта в спектральной полосе (1-3) мкм. В сочетании с монохроматором MS2004I позволяет получить спектральное разрешение до ≈ 0.3 нм на элемент. Одновременный регистрируемый диапазон длин волн ≈120 нм.

В настоящее время, несмотря на впечатляющие успехи в области ИК–ФПУ на основе неохлаждаемых болометров, основным типом приемников в высококачественных ИК–системах остаются охлаждаемые гибридные ИК–ФПУ, которые сочетают достоинства ИК–фотоприемников на узкозонных материалах или многослойных квантоворазмерных гетероструктурах с высоким качеством кремниевых устройств считывания [1].

Использование ИК–ФПУ линейчатого типа позволяет создавать быстродействующие спектрометры, с помощью которых за короткое время (0.1-50) мс может быть записан спектр излучения или пропускания экспериментального объекта. Эта спектральная область характерна для валентных колебаний большинства известных молекул.

Конструкция спектрометрического модуля

Фоточувствительная линейка на основе InAs МДП–конденсаторов для спектрометрических задач содержит однорядную линейку из 384 фотоприемников с

фоточувствительной областью 17×300 мкм с шагом 25 мкм. Для улучшения частотно-контрастной характеристики ФПУ зазоры между фотоприемниками защищены металлическим экраном (Ti). Для обеспечения сборки методом групповой холодной сварки фотолитографией по термически напыленному слою индия изготавливали индиевые столбики высотой (5-7) мкм.

Кремниевый мультиплексор (тип Ф-408, разработка ИФП СО РАН) обеспечивает возможность считывания фотосигналов как с МДП–фотоприемников, так и с фотодиодов. Линейки фотоприемников могут быть двух типов:- линейка фотоприемников 1×384 элементов (с шагом 25 мкм), либо сдвоенные линейки фотоприемников 2×192 (с шагом 50 мкм и смещенные относительно друг друга на 25 мкм). Более подробное описание мультиплексора можно найти в [2].

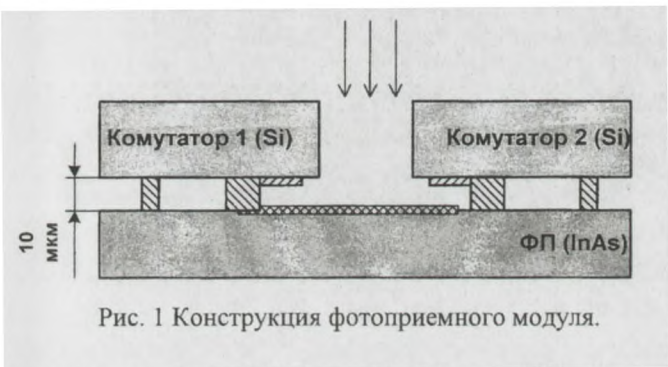


Рис. 1 Конструкция фотоприемного модуля.

Модуль ФПУ устанавливается в заливной вакуумный криостат с угольным геттером. Параметры криостата: - объем жидкого азота - 0,2 л, теплоприток ≈ 0,52 Вт, время непрерывной работы без дозаправки азотом - не менее 12 часов, температура платформы (78-81)К, время выхода на режим ≈ 10 мин, масса (без азота) ≈ 1,2 кг, габариты 104×83×155 мм, расстояние от ФПУ до наружной поверхности окна (3-14) мм.

Расчетное время удержания вакуума в криостате ориентировочно 11 лет.

Для управления работой ФП–модуля, считывания сигнала с элементов и их передачи в персональный компьютер (ПК) разработан и изготовлен оригинальный электронный блок, подключаемый к ПК через интерфейс USB 2.0.

Монохроматор

Монохроматор MS2004I фирмы Solar TII (Минск, Беларусь) – полностью автоматизированный прибор, управляемый от ПК через интерфейс RS232. При работе с решеткой 400 шт./мм позволяет сканировать спектры в области (1135 – 3400) нм. Обратная линейная дисперсия на выходе монохроматора ≈12 нм/мм, что позволяет получить спектральное разрешение 0.3 нм на элемент. Одновременный

регистрируемый ФП модулем диапазон длин волн ≈120 нм. Внешний вид спектрометра показан на рис. 2.

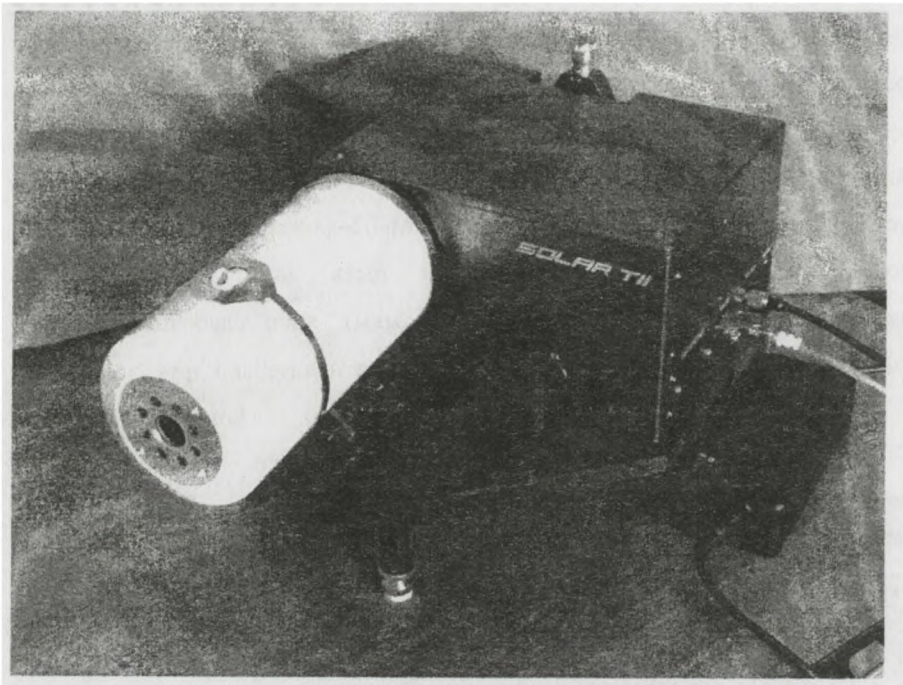


Рис. 2. Внешний вид спектрометра.

Программное обеспечение

Специализированное программное обеспечение позволяет:

- выводить спектрограммы на монитор в реальном масштабе времени;
- суммировать отдельные сканы для выделения слабых линий в спектрах;
- преобразовать номера элементов фотоприемной линейки в длину волны при различных положениях решетки;
- производить вычитание опорного скана для подавления влияния на спектр поглощения атмосферы внутри монохроматора;
- вычислять отношение двух спектров (спектр пропускания);
- создавать каталог спектров на твердом диске и дискетах;

Примеры спектров

На рис. 3 показан контрольный спектр паров воды комнатной атмосферы при относительной влажности ≈ 65% и температуре 22°C. На рисунке показаны три

пропуска в спектре, которые показывают три положения решетки монохроматора. Два скана в спектре шириной 113,3 нм и 111,9 нм соответствуют фиксированным положениям решетки монохроматора. Число необходимых поворотов дифракционной решетки зависит от выбранного спектрального диапазона.

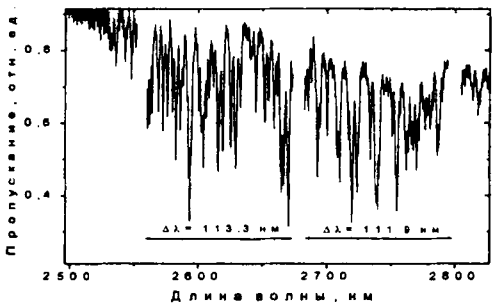


Рис. 3. Спектр атмосферной воды на оптическом пути ИК-излучения длиной ≈ 0,5 м (комнатная атмосфера внутри монохроматора). Время накопления одного скана 10 мс.

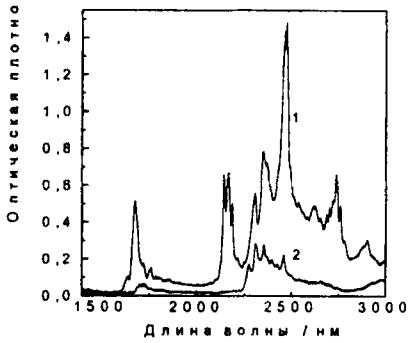


Рис.4. Спектры поглощения, зарегистрированные с помощью спектрометра DIMS-384:
1 - поглощение листа полиметилметакрилата толщиной 2 мм, 2 - полистирольная пленка толщиной 0.1 мм.

Заключение

Разработан и изготовлен быстродействующий спектрометрический модуль 1×384 InAs на диапазон длин волн (1 – 3) мкм. Проведено сопряжение модуля с монохроматором MS2004I фирмы Solar TII (Минск, Беларусь). Разработана программа для управления спектрометрическим модулем и монохроматором. Приведены примеры полученных спектров.

1. A. Rogalsky et al. Infrared Photon Detectors, The Society of Photo-Optical Engineering (1995).

2. В.М. Базовкин и др. Прикладная физика, №.6, 85 - 92 (2003)

ФОТОПРИЕМНЫЙ МОДУЛЬ 320×256 НА ОСНОВЕ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Д.Г. Есаев, И.В. Марчишин, В.Н. Овсюк, А.П. Савченко,
В.А. Фатеев, В.В. Шашкин
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия

Разработан, изготовлен и обследован ИК фотоприемный модуль, чувствительный в области (7,5 – 10) мкм, форматом 320×256 элементов. Многослойная структура GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами была изготовлена методом МОС-гидридной эпитаксии на подложке полуизолирующего GaAs ориентацией (100) [1]. Пик чувствительности достигался при длине волны 9,3 мкм и составлял 340 мА/Вт. Гибридный модуль изготавливался методом холодной сварки через индиевые столбы фотоприемной матрицы и кремниевого мультиплексора. При рабочей температуре 68 К достигнуто температурное разрешение (NEDT) 29,4 мК.

В данной работе приводятся методики контроля свойств фотоприемного модуля и основные фотоэлектрические параметры.

Фоточувствительная структура состояла из верхнего и нижнего контактов n^+-GaAs, между которыми выращивались 50 периодов гетероструктур GaAs/AlGaAs (квантовая яма/барьер). Контактные слои легировались кремнием до уровня $1{,}2\times10^{18}$ $см^{-3}$. Толщина верхнего контактного слоя составляла 1,55 мкм, нижнего – 0,98 мкм. Толщина нелегированного барьерного слоя составляла 47 нм (доля алюминия в барьерном слое x = 0,24). Толщина квантовой ямы 5,3 нм при слоевой концентрации легирующей примеси (кремний) 5×10^{11} $см^{-2}$. Между подложкой и фотоактивной структурой выращивался стопорный слой $Al_{0,42}Ga_{0,58}As$ для облегчения последующего стравливания подложки.

Из выращенных структур жидкостным травлением была изготовлена матрица мезаструктур форматом 320×256. Площадь каждого элемента составляла 23×23 $мкм^2$. Двумерная дифракционная решетка, преломляющая падающее ИК–излучение для эффективного взаимодействия с электронами в квантовых ямах, изготавливалась методом фотолитографии в верхнем n^+-GaAs слое. Период решетки составлял 2,8 мкм, глубина – около 1 мкм.

Омические контакты к индивидуальным элементам матричной структуры и общему базовому контакту формировались термическим напылением слоев Ge-Ni-Au с последующим вжиганием в атмосфере азота.

Сборка фотоприемной матрицы с кремниевым мультиплексором осуществлялась методом холодной сварки под давлением на индиевых столбах, изготовленных методом фотолитографии на индивидуальных элементах фотоматрицы и мультиплексора [2]. Общая высота индиевых столбов после сборки модуля составляла 5-10 мкм, что удовлетворяет требованиям долговечности гибридных сборок в процессе термоциклирования.

На последнем этапе производилось удаление подложки жидкостным травлением до общего контактного слоя n^+-GaAs. Удаление подложки позволяет практически исключить перекрестную оптическую связь между элементами матрицы и снизить механические напряжения в фотоприемном модуле при захолаживании, вызванные различием коэффициентов термического расширения подложки GaAs и Si–мультиплексора

Измерение темновых вольт–амперных характеристик показало наличие небольшой асимметрии при положительной и отрицательной полярности тянущего напряжения, по-видимому, связанной с асимметрией квантовых ям и особенностью роста методом МОС-гидридной эпитаксии [1].

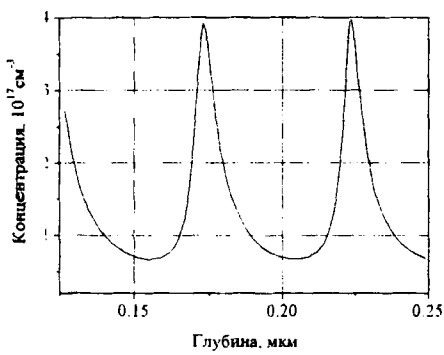


Рис.1. Профиль распределения концентрации носителей заряда по глубине.

Контроль профиля концентрации носителей заряда в легированных квантовых ямах определялся путем измерения вольт-фарадных характеристик (C-V) с использованием ртутного зонда [3]. На рис.1 представлены результаты измерения профиля распределения электронов в структурах. Верхний контактный слой был предварительно стравлен. Измерения показали, что концентрация носителей в ямах и период ям соответствуют величинам, закладываемым в технологическом процессе роста структур, и достаточны для заполнения основного уровня в квантовых ямах при рабочих температурах.

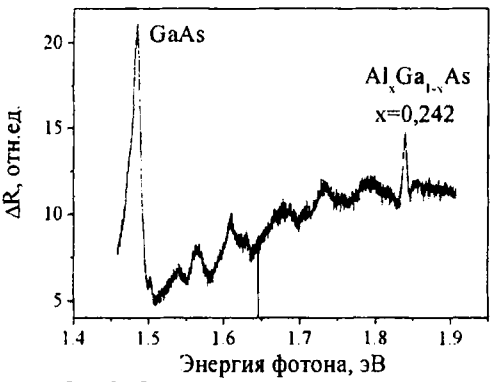


Рис.2. Спектр пьезомодулированного отражения.

Для контроля содержания алюминия в барьерах использовалась методика измерения пьезомодулированного спектра отражения от структуры в видимом спектральном диапазоне. Модуляция механических напряжений в структуре вызывает модуляцию действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости и, как следствие, модуляцию коэффициента отражения [4]. На рис.2 приведен спектр пьезоотражения от гетероструктуры. Вид спектра аналогичен полученному в работе [5]. Пик при энергии фотона 1,484 эВ соответствует фотовозбуждению электронных переходов с уровней остаточных акцепторов (нейтральные атомы углерода) в зону проводимости в подложке GaAs. Пик с энергией 1,839 эВ соответствует возбуждению связанных экситонов в барьерных слоях AlGaAs. Промежуточные пики соответствуют переходам между уровнями квантования дырок (легких и тяжелых) и электронов в слоях квантовых ям [5]. По положению экситонного пика определяется доля алюминия в барьерных слоях. В нашем случае она составила x = 0,242, что хорошо соответствует закладываемым технологическим параметрам.

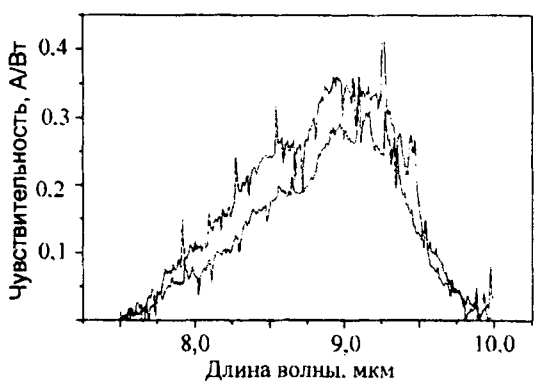


Рис. 3. Спектральная чувствительность под действием излучения модели АЧТ.

Относительная спектральная чувствительность элементов измерялась на монохроматоре THR-1000 фирмы Jobin Yvon на тестовых элементах. Выходной сигнал нормировался на опорный сигнал фотоприемника МГ-32, помещенного в параллельный канал. Абсолютная чувствительность, представленная на рис.3, пересчитывалась из кривой относительной чувствительности и величины интегрального фототока.

В составе модуля использовался кремниевый мультиплексор, изготовленный по КМОП–технологии форматом 320×256 и шагом 30 мкм. Накопительная емкость в каждой ячейке составляла 18×10^6 электронов при шуме считывания 700 электронов. Регулируемое время накопления варьируется в диапазоне от 5 мкс до времени кадра. Потребляемая электрическая мощность при частоте кадров 60 Гц не превышала 30 мВт. Гистограмма распределения эквивалентной шуму разности температур (NEDT) по элементам фотоприемного модуля показана на рис.4. Засветка модуля осуществлялась моделью АЧТ при температуре 500 К. Модуль размещался в азотном криостате с входным окном из ZnSe. Откачка паров азота позволила понизить температуру модуля до 68 К. Угол зрения на тепловой фон комнатной температуры составлял 60°.

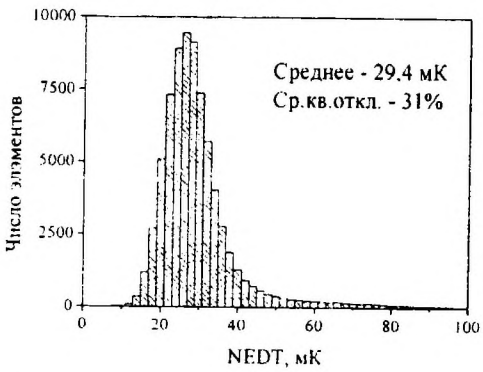


Рис.4. Гистограмма распределения NEDT по элементам фотоприемного модуля.

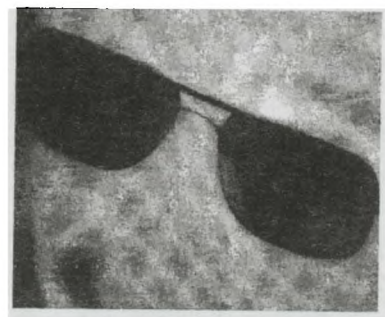


Рис.5. Пример теплового изображения.

1. В.Б. Куликов, Г.Х. Аветисян, Л.М. Василевская, И.Д. Залевский, И.В. Будкин, А.А. Падалица. Прикладная физика, №4, 65 (2003).
2. А.Г. Клименко, В.Г. Воинов, А.Р. Новоселов и др. Автометрия, №4, 105 (1998).
3. П.Н. Брунков, С.О. Усов, Ю.Г. Мусихин, А.Е. Жуков, Г.Э. Цырлин, В.М. Устинов, С.Г. Конников, Г.К. Расулова. ФТП, **38**, 469 (2004).
4. B.O. Seraphin, N. Bottka. Phys.Rev., **145**, 628 (1966).
5. Y.R. Lee, A.K. Ramdas, A.L. Moretti, at al. Phys.Rev., **B41**, 8380 (1990-II).

НАУЧНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ НА ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ТИПА AlGaN/GaN

А.Г. Васильев, В.Н. Данилин, Т.А. Жукова, Ю.В. Колковский, А.Л. Филатов
ФГУП «НПП «Пульсар»», Москва, Россия

В последние годы получен целый ряд значимых практических результатов в области создания полупроводниковых приборов нового поколения на гетероструктурах типа AlGaN/GaN. В частности:

- отработаны методы получения тонких слоев III-нитридов на "чужеродных" (Al_2O_3, SiC, Si(111) и др.) и "родственных" (типа freestanding GaN и bulk GaN, AlN) подложках;

- получены экспериментальные образцы приборов, значительно превосходящие по потребительским свойствам приборы на традиционных полупроводниковых материалах, таких как Si и GaAs;

- на приборах из GaN собран весь набор элементов приёмо-передающих устройств: МШУ, генераторы, смесители, усилители мощности и т.д., превосходящие по своим параметрам изделия, разработанные на кремниевых и арсенидгаллиевых приборах. Такие модули разработаны как в гибридном, так и монолитном (МИС) исполнении.

В 2007 году ряд ведущих фирм планируют создать комплексированнные устройства типа АФАР с приёмо-передающим модулем, выполненным целиком на МИС из GaN. Проводится работа по снижению стоимости продукции за счёт использования более дешёвых подложек, увеличения их диаметра и увеличения процента выхода годных. Отработана технология создания гетероэпитаксиальных структур AlGaN/GaN для HFET на дешёвых подложках из Si, на которых изготовлены приборы и проведён полный цикл испытаний. Проводятся работы по увеличению срока службы приборов, улучшению стабильности их параметров в условиях эксплуатации при повышенной рабочей температуре 200÷250°C и более, при высоких рабочих напряжениях.

Вместе с тем, остается целый комплекс научных и технологических проблем, требующих проведения дальнейших исследований. Одна из самых сложных задач - исследование процесса формирования двумерного электронного газа (2DEG) на границе раздела AlGaN/GaN с учетом спонтанной и пьезополяризаций в сверхтонких нанослo-

ях. До конца не исследованы области и источники, поставляющие электроны в 2DEG – поверхностная, объемная составляющие, влияние дополнительного легирования барьерного и канального слоёв. Остается нерешённой проблема использования и оптимизации перспективных типов гетеропереходов, таких как InGaN/GaN, InAlN/GaN, AlN/GaN и других.

Не решена проблема неровности границы гетероперехода и её влияния на плотность носителей в 2DEG, их подвижность, дрейфовую скорость насыщения и время жизни. Совершенствование методов выращивания приводит к увеличению рекордных значений плотности носителей до (4÷6) 10^{13} $см^{-2}$, подвижности до 2600 $см^2/В$ с, дрейфовой скорости насыщения до (6÷8) 10^6 см/с и времени жизни до 190 пс. Не решены вопросы создания MIS(MOS)HFET, связанные с наличием поверхностных состояний.

В HFET на GaN, особенно в приборах, изготовленных на "чужеродных" подложках, в процессе термических воздействий большое значение имеет изгиб пластин, приводящий к изменению механических напряжений в слоях и, следовательно, воздействующих на пьезоэффект.

Несмотря на большой объем работ, проведённых по исследованию эффектов "коллапса", эта проблема до конца не решена и, видимо, всегда будет присутствовать, пока не будет налажено производство "собственных", а не "чужеродных" подложек с минимальным количеством дефектов.

Следует отметить, что сольвотермальный метод выращивания объёмного монокристаллического GaN и особенно AlN является одним из перспективных для получения качественных подложек большого диаметра.

Из сказанного выше следует, что большинство проблем лежит в области материаловедения и связано с особенностями кристаллической решётки, ее неидеальности, наличием значительного количество дефектов и примесей и с физико-химическими особенностями поверхности как Ga-, так и N- полярности.

По структуре оборудования фабрики для производства арсенидгаллиевых приборов могут быть использованы и уже с успехом используются для производства транзисторов и МИС на GaN. Однако, несмотря на то, что технология изготовления приборов на GaN по многим аспектам тождественна и схожа с технологией приборов на GaAs, имеются и весьма существенные отличия.

Необходимость работы приборов на GaN в области повышенных рабочих температур (до 250÷350 °С) требует использования более термостойких многослойных

систем металлизации, включающих, как правило, тонкие слои алюминия ($T_{плавл.\ Al}$ = 680°C). При этом возникает проблема возможного образования низкотемпературных интерметаллических соединений. Уже в ближайшее время в приборах на GaN будут предприняты попытки создания омических контактов без алюминия. Предполагается использование более стабильных и термостойких систем металлизации, ограничивающих диффузию верхнего слоя золота, необходимого для присоединения выводов. Перспективны системы металлизации для омических контактов с использованием V, Ta, Ti, Mo, W.

При создании барьеров Шоттки целесообразно формировать поверхностные подзатворные защитные окислы, например Al_2O_3, AlN, Ta_2O_5 и т.д.

Серьёзной технологической проблемой является отвод тепла в приборах с предельно высокой удельной плотностью мощности. Данная проблема может быть решена одним из способов "SMART"-технологии переноса пластин с транзисторными структурами на подложки с высокой теплопроводностью, такие как алмаз, нитрид бора, подложки типа ZrB_2 и др.

Важным является создание цифровых МИС на GaN, как высокомощных переключательных, так и высокоскоростных. Предполагается создание полевых парных приборов, нормально открытых и нормально закрытых, с n- и p- каналами, а также HBT–транзисторов как npn, так и pnp типов.

Основные работы ФГУП «НПП «Пульсар»» планирует проводить в содружестве с институтами РАН, техническими университетами и материаловедческими фирмами. Направленность работ по приборам на широкозонных материалах - создание в достаточно короткий срок приборов, значительно превышающих по потребительским свойствам приборы на GaAs как в X-, так и в K- диапазонах длин волн, в том числе и приборов гражданского назначения для всех областей применения.

ПРИМЕНЕНИЕ GaAs, ЛЕГИРОВАННОГО ПРИМЕСЯМИ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ, В ЭЛЕКТРОНИКЕ

С.С. Хлудков
Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова,
Томск, Россия, e-mail:kanc@spti.tsu.ru

Результаты исследований свойств полупроводников, легированных примесями с глубокими энергетическими уровнями, широко отражены в трудах конференций и монографиях [1,2 и др.]. При этом значительное внимание уделяется вопросу практического использования арсенида галлия с глубокими центрами [5 и др.]. В настоящем сообщении дается краткий обзор литературы по использованию арсенида галлия с глубокими центрами в электронике, отмечаются основные достижения, полученные к настоящему времени, и обсуждаются новые перспективы практического применения GaAs, легированного примесями переходных металлов, являющимися одной из основных групп примесей с глубокими уровнями в арсениде галлия.

Примеси переходных металлов группы железа (Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu) замещают в решетке GaAs узлы галлия и создают глубокие центры акцепторного типа [3,16]. Энергия ионизации центров, создаваемых различными примесями, изменяется от высоких значений $\approx E_g/2$ (для Cr), до ≈0,1 эВ (для Mn). Примесь меди создает центры с энергией ионизации от ≈0,1 эВ до 0,45 эВ [4].

Наиболее широко продолжает использоваться полуизолирующий GaAs в качестве материала для подложек дискретных приборов и интегральных схем. До середины 80-х гг. использовался GaAs, легированный хромом в процессе выращивания кристаллов. В настоящее время используется материал с EL2–центрами, создаваемыми антиструктурными дефектами. К настоящему времени на основе GaAs, легированного хромом, железом, марганцем и медью, созданы принципиально новые приборы – переключающие лавинные S-диоды и высокочувствительные фотоприемники широкого спектрального диапазона [6], на основе GaAs, легированного хромом – квантовочувствительные радиационностойкие координатные детекторы [6,7]. Отметим, что эти приборы разработаны в Томске. В отличие от ранее использованного материала – GaAs:Cr, легированного хромом в процессе выращивания из расплава, материал для детекторов, разработанных и производимых в Томске, легируется хромом в процессе высокотемпе-

ратурной диффузии [8]. Следует подчеркнуть, что детекторы на основе GaAs:Cr, полученного в процессе высокотемпературной диффузии, имеют ряд существенных преимуществ по сравнению с детекторами на основе GaAs:EL2, используемого многими исследователями для изготовления детекторов высокоэнергетических излучений [9]. Одно из основных отличий полуизолирующего GaAs:Cr, полученного в процессе высокотемпературной диффузии, заключается в том, что он имеет, по крайней мере, на порядок более высокое сопротивление и большее время жизни по сравнению с материалом на основе GaAs:EL2. Нам представляется, что полуизолирующий диффузиионный GaAs:Cr может иметь преимущество по сравнению с GaAs:EL2 и как подложечный материал при изготовлении СВЧ интегральных схем.

Арсенид галлия с глубокими центрами остается перспективным материалом для создания приборов, в том числе элементов новой техники - спиновой электроники (спинтроники). Это возможно, благодаря тому, что атомы элементов переходных металлов отличаются той особенностью, что имеют не полностью заполненную внутреннюю d-оболочку. При этом имеют место неспаренные электроны на d-оболочке как изолированных атомов, так и примесных атомов в решетке полупроводника, что обеспечивает магнитную чувствительность такого материала.

Можно ожидать, что новая перспективная область техники – спинтроника – позволит на основе спина создавать новые типы датчиков и микропроцессоров [10]. Спиновые устройства могли бы выполнять ряд вычислений более эффективно и с меньшей затратой энергии, чем их зарядовые аналоги, причем спиновую ориентацию электронов в полупроводнике можно детектировать, как оптически, так и электрически. В спинтронных устройствах в качестве состояния элемента запоминающего устройства используется не величина электрического заряда, а спин электрона атомов, что может существенно повысить информативность и снизить энергозатраты на один бит информации.

Следует подчеркнуть, что прогресс в спинтронике будет всецело зависеть от наличия материалов, в которых спин электрона можно контролировать. При этом полупроводниковые материалы для спинтроники могут обладать свойствами как полупроводниковых, так и магнитных материалов. Эти свойства можно получить за счет введения в полупроводник магнитных атомов, к которым относятся атомы переходных металлов. Такие магнитные ионы при малых концентрациях будут индуцировать парамагнитное, а при больших – ферромагнитное поведение полупроводника.

Возможности использования GaAs как материала для спинтроники посвящен ряд работ. В работах [11,12] с помощью магнито-оптического эффекта Керра изучались магнитные свойства GaAs, легированного марганцем в процессе эпитаксии и ионного внедрения с последующим отжигом, и в GaAs:Mn был обнаружен ферромагнетизм с температурой Кюри выше комнатной. В работе [13] приведен обзор литературы по свойствам материалов $A^{III}B^{V}$, легированных магнитной примесью Mn. Делается вывод о том, что GaAs:Mn является наиболее перспективным материалом для полупроводниковой спинтроники. Отмечается, что в ряде работ экспериментально обнаружены ферромагнитные свойства сильнолегированного GaAs:Mn, обусловленные наличием преципитатов GaMnAs. В слабо легированном GaAs:Mn такие свойства, как магнитосопротивление, эмиссия света и другие, будут зависеть от состояния спина. Расчет ферромагнитных свойств сильнолегированного GaAs:Mn, проведенный по методу Зинера, показал, что ферромагнитными свойствами с температурой Кюри выше 300К он будет обладать при наличии включений фазы $Ga_{0,6}Mn_{0,4}As$.

По нашему мнению, для спинтроники может представлять интерес арсенид галлия, легированный практически всеми примесями переходных элементов. При этом наиболее интересным в этом плане представляется GaAs, легированный железом и марганцем, которые обладают наибольшей (из переходных металлов) растворимостью в GaAs Наиболее перспективными методами легирования арсенида галлия этими примесями является высокотемпературная диффузия и ионное легирование с последующей высокотемпературной обработкой, которые обеспечивают высокую концентрацию примесей в кристалле GaAs. При диффузионном введении примесей переходных металлов в кристалл GaAs диффузионный профиль, как правило, состоит из двух концентрационных профилей: объемного и приповерхностного (последний занимает обычно около 10 % от общей толщины диффузионного слоя). Для железа в GaAs предельная концентрация на объемном участке составляет $\approx 10^{18}$см$^{-3}$, на приповерхностном – на порядок выше [14], для марганца – на объемном участке $\approx 10^{19}$см$^{-3}$ [15]. Может быть создано два типа материала для спинтронных устройств на основе GaAs, легированного примесями переходных элементов: первый – полученный при высокотемпературной диффузии с последующей закалкой материала, второй – когда высокотемпературная диффузия сопровождается низкотемпературным отжигом. В первом случае в матрице кристалла GaAs располагаются одиночные атомы примеси. Во втором случае будет иметь место распад твердого раствора GaAs–примесь, приводящий к образованию нановключений второй фазы, представляющей собой соединение Ga-As-примесь и обла-

дающей высокой магнитной чувствительностью. При этом арсенидгаллиевые структуры, легированные этими примесями, одновременно могут иметь многофункциональное назначение: выступать и как спинтронные устройства, и как фоточувствительные, переключающие и другие полупроводниковые устройства.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-2-17486).

1. Б.И. Болтакс, М.К. Бахадырханов, С.Н Городецкий, Г.С. Куликов. Компенсированный кремний. Л.: Наука, 122 с. (1972).

2. А. Милнс. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М.: Мир, 562 с. (1977).

3. Э.М Омельяновский, В.И. Фистуль. Примеси переходных металлов в полупроводниках. М.: Металлургия, 192 с. (1983).

4. В.Б. Освенский, Т.Г. Югова. Особенности поведения меди в арсениде галлия. Обзор литературы. "Гиредмет", М., 84 с. (1970).

5. С.С. Хлудков. Арсенид галлия (выпуск шестой), Томск: Изд. ТГУ, 161 (1975).

6. С.С. Хлудков. Вестник Томского госуниверситета. Серия "Физика", **285**, 84 (2005).

7. О.П. Толбанов. Там же, С. 155-163.

8. С.С. Хлудков, О.Б. Корецкая, А.В. Тяжев. ФТП, **38** (3), 274 (2004).

9. C.M. Buttar. Nuclear Instr. Meth. in Physics Researh., **A395**, 1 (1997).

10. В.Л. Коренев. Тезисы докладов на «VI Российской конференции по физике полупроводников», ФТИ им. Иоффе, Санкт-Петербург, 41 (2003)

11. Ю.А. Данилов, M.C. dos Santos, M.Bahar. Там же, С. 66-67.

12. Ю.В. Васильева, Ю.А. Данилов, Ант.А. Ершов и др. ФТП, **39**, 87 (2005).

13. M. Kaminska, A. Twardovski. Proceediongs of 12^{th} Int. Conf. in Semicond. and Insul. Mater, Inst. of Electr. Eng. Slovak Acad. Scienc., 133 (2002).

14. Б.И. Болтакс, Г.С. Куликов, И.Н. Никулица, Ф.С. Шишияну. Изв. АН СССР. Неорг. матер., **11** (2), 348 (1975).

15. С.С. Хлудков, О.Б. Корецкая. Изв. вузов. Физика, **28** (1), 107 (1985).

16. В.Ф. Мастеров. Изв. Вузов. Физика, **26**, №10, 45 (1983)

GaAs ЛАВИННЫЙ S-ДИОД С УПРАВЛЯЮЩИМ ЭЛЕКТРОДОМ

И.А. Прудаев, М.С. Скакунов, О.П. Толбанов
Томский государственный университет, Томск, Россия

В литературе показано, что в обратной ветви вольтамперной характеристики электронно-дырочного перехода, полученного компенсацией глубокой акцепторной примесью электронного арсенида галлия (так называемая, π-ν-n структура), в области лавинного пробоя наблюдается участок отрицательного дифференциального сопротивления [1]. Данные структуры на основе GaAs, легированного Fe либо Cr, использованы при создании лавинных S-диодов, которые применяются в силовой импульсной технике для коммутации больших перепадов напряжения (до 1000 В) и тока (до 50 А) со временем переключения до 100 пс [2]. В работе [3] показано, что лавинные S-диоды обладают высокой чувствительностью к воздействию излучения оптического диапазона с максимумом на длине волны 0,92 мкм. При освещении S-диода происходит уменьшение напряжения переключения $U_п$ на величину $U_п$, которая возрастает по мере увеличения интенсивности освещения.

Данный эффект может быть положен в основу создания нового функционального элемента – высоковольтного оптоэлектронного ключа с субнаносекундным временем переключения, с глубокой гальванической развязкой цепи излучающего электронно-дырочного перехода и переключающей структуры. Исследование предложенного нового элемента функциональной электроники является предметом рассмотрения данной работы. Ожидается, что данный элемент позволит улучшить частотные характеристики импульсных генераторов, значительно упростит их техническую реализацию и уменьшит габариты.

В работе анализируются структура и статические вольтамперные характеристики нового функционального элемента, в котором излучающий светодиод и лавинный S-диод - интегрированы в одном кристалле GaAs. Схематически конструкция прибора представлена на рисунке 1. Переключающей структурой в элементе является π-ν переход, полученный в процессе диффузии железа в GaAs. Ватт-амперная характеристика светоизлучающего p-n перехода, который получен методом жидкофазной эпитаксии, представлена на рисунке 2.

Типичный вид обратных вольтамперных характеристик π-ν-n структуры на участке до напряжения переключения при изменении мощности подсветки (токе через из-

лучающую структуру) представлен на рисунке 3. Из рисунка видно, что при увеличении силы тока излучателя вольтамперная характеристика переключающей структуры смещается в область больших токов, снижается напряжение переключения S-диодной структуры.

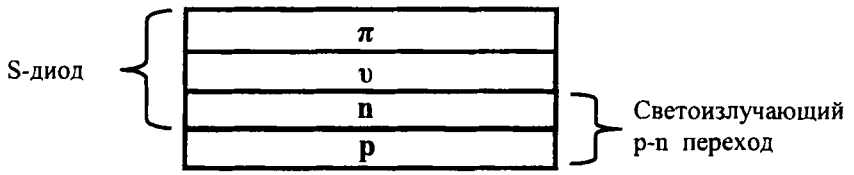


Рисунок 1. Схематическое изображение прибора.

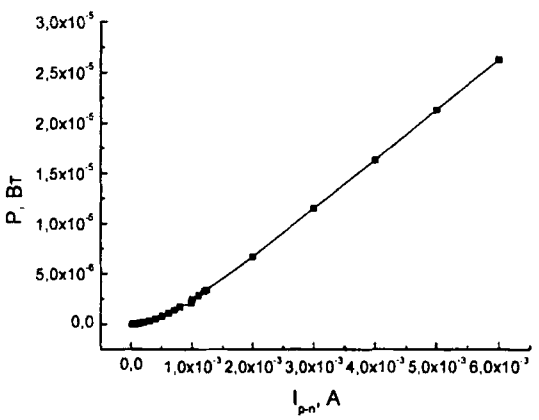


Рисунок 2. Ватт-амперная характеристика светоизлучающего диода.

Судя по литературным данным, на обратной темновой ВАХ S-диода наблюдается три основных участка [1]: 1 – участок линейной зависимости до 0,1В (I~U); 2 – участок генерационного тока, при 0,1В ≤ U 10-30 В (I ~ U^n, где 1/3 ≤ n 1/2); 3 – участок лавинного пробоя по микроплазмам, при U 10-30 В (I ~ exp(μU)). Однако, в нашем случае, из всех перечисленных имеет место лишь участок экспоненциальной зависимости (U 10-30 В). До микроплазменного пробоя наблюдается иной вид ВАХ, а именно:

при U 0,1В I~U; при 0,1В≤ U 1В I~U^n, где 1≤ n 2 для разных диодов; при 1В≤ U 10-30 В снова I~U.

Однозначного объяснения такого характера протекания тока при увеличении напряжения нами пока не найдено. Исходя из общих физических принципов, ток должен определяться процессом тепловой генерации носителей в ОПЗ π-ν перехода, так как его сопротивление существенно выше (по крайней мере, на порядок) последовательного сопротивления высокоомного π-слоя. При этом расчет показывает, что при напряжении 1 В значение генерационного тока не должно превышать 10^{-11}-10^{-10} А. Однако в нашем случае эта величина составляет 10^{-8}А, что на 2-3 порядка выше.

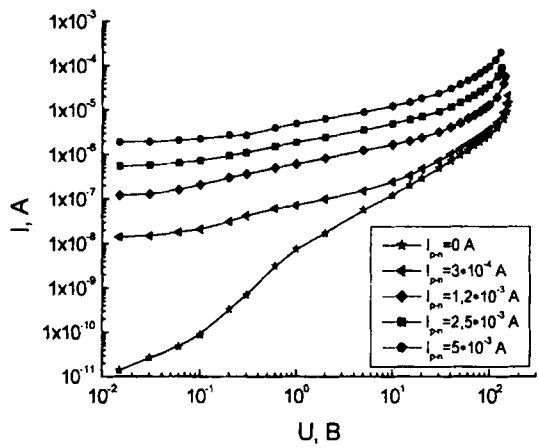


Рисунок 3. Семейство ВАХ π-ν-n структуры при различной силе тока, протекающего через управляющий p-n переход π-ν-n-p структуры.

Можно предположить, что протекание тока до напряжений микроплазменного пробоя происходит как в объёме, так и по поверхности. Причем, поверхностный ток существенно выше генерационного. Это вполне возможно, так как в технологии изготовления не предусматривалась защита мезаструктуры приборов.

С другой стороны, после засветки ток в объеме становится существенно выше поверхностного. Вид зависимости при этом практически одинаков для всех ВАХ (рис3). Их можно разбить на три участка: 1 – участок постоянного тока до 0,1 В, вероятней всего, связан с диффузией фотоносителей, когда их диффузионная длина

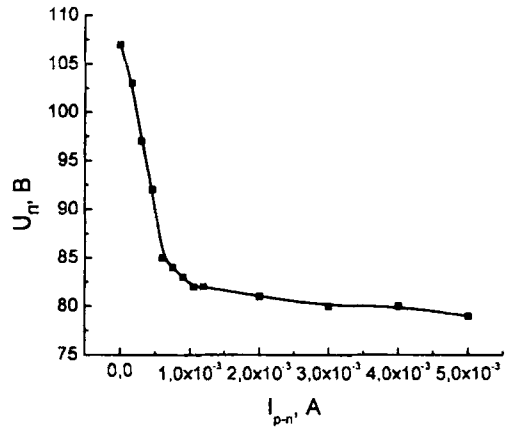


Рисунок 4. Зависимость напряжения переключения π-ν-n структуры от силы тока, протекающего через управляющий p-n переход

превышает ширину ОПЗ; 2 – участок степенной зависимости при 0,1В≤ U 20В (I ~ U^n, где 1/3 ≤ n 1/2), по-видимому, определяется увеличением количества фотоносителей, разделенных в постоянно расширяющейся (при увеличении смещения) по тому же степенному закону ОПЗ; 3 – участок экспоненциальной зависимости, при U 20 В (I~exp(μU)), обусловленный микроплазменным пробоем.

Типичная зависимость напряжения переключения от тока через светодиод представлена на рисунке 4. Очевидно, что рабочая точка S-диода в схемах генерации на трехэлектродной структуре должна соответствовать напряжениям, лежащим в области более крутого спада данной зависимости (участок до 1 мА).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №04-02-17486).

1. Хлудков С.С. Изв. вузов. Физика, **10**, 67 (1983).
2. Пикосекундная импульсная техника / Под ред. В.Н. Ильюшенко. – М.: Энергоатомиздат, 1993, 368 с.
3. Каримбаев Д.Д., Корецкий А.В., Павлов Ю.Д. и др. Электронная промышленность, №9, 62 (1993).

VI - 11

КРИСТАЛЛЫ СИД НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР GaAlAs

А.В. Скипер, Н.Б. Матвеева, В.В. Парамонов, А.А. Матяш
ОАО «НИИ материалов электронной техники», 248650, Калуга, ул. Гагарина, 1,
тел. 0842744438, факс. 0842744461, e-mail: niimet@kaluga.net

В настоящее время сохраняется интерес к СИД на основе многопроходных гетероструктур (МГС) GaAlAs, вследствие высоких внутреннего и внешнего квантовых выходов гетероструктур. Это относится как к красному диапазону спектра, так и к ИК-диапазону, где преимущества системы GaAlAs очевидны. За рубежом динамично развивается рынок компонентов этого направления: ИК-гетероструктур, кристаллов и приборов на их основе.

На сегодня технологически освоенный спектральный диапазон для данного класса эпитаксиальных GaAlAs–структур находится в интервале 650–940 нм. Разработан типоразмерный ряд структур обеих полярностей с оптимизированным внешним квантовым выходом, с различным уровнем легирования, ряд быстродействующих структур прямой полярности на длину волны 870 нм с быстродействием до 3 нс. На основе этих гетероструктур изготавливаются чипы - бескорпусные СИД (кристаллы), которые используются в виде ИК-излучателей, оптронов, в различных системах видеонаблюдения, дистанционного управления, охранной сигнализации, в медицинских приборах.

Нами разработан и выпускается в серийном и мелкосерийном производстве типоразмерный ряд бескорпусных СИД (кристаллы) с габаритными размерами от 0,3×0,3 мм до 1,25×1,25 мм по планарной технологии с верхней контактной площадкой и точечными контактами с нижней стороны общей площадью, составляющей менее 20% общей площади прибора. Для создания омических контактов использовались сплавы золото-бериллий к p-слою и золото-германий к n-слою с применением тонких подслоев тугоплавких металлов для улучшения адгезии контактов. С целью повышения эффективности и мощности излучения кристаллов в условиях многопроходности гетероструктур использованы методы химического матирования поверхности чипов и бокового травления кристаллов после разделения пластины на приборы в разработанных травителях на основе фтористоводородной кислоты и перекисно-аммиачных растворов.

При этом нами разработаны подходы и способы изготовления эффективных кристаллов, работающих как при токах 0,1 – 1 А, так и при малых токах 10 и 0,1 мА.
В случае сильноточных кристаллов для повышения надежности приборов, в том числе и на операциях сборки, нами выбраны кристаллы размером более 0,5 мм. Чтобы обеспечить более равномерное протекание тока через кристалл, можно выбрать различные варианты верхнего омического контакта (ВОК):

- два или четыре дискретных ВОК;
- два ВОК, соединенных проводником;
- распределенный по поверхности ВОК с двумя разварочными площадками.

Мощность единичного кристалла в настоящее время достигает значения 140-160 мВт при прямом токе 1 А на кристалле размером 1,24×1,24 мм.
С целью повышения эффективности кристаллов, работающих при малых токах, нами использовались контакты меньшей площади, и их доля составляла менее 10%. Это дало возможность получить эффективные кристаллы с длиной волны излучения 805 и 870 нм с рабочим током 0,1 мА и увеличить внешний квантовый выход до значения 12-14%.
Если сравнивать электрофизические и потребительские свойства кристаллов p- и n-типов, то необходимо отметить следующее.

1. При одинаковой длине волны излучения кристаллы n-up side характеризуются, как правило, большим сопротивлением и более высоким внешним квантовым выходом.
2. Изготовление кристаллов с длиной волны излучения 930-940 нм прямой полярности в системе GaAlAs методами ЖФЭ затруднено.
3. За последние 2-3 года рынок структур и кристаллов p-up side значительно уменьшился при росте потребления структур и кристаллов n-up side.

В таблице представлены сравнительные излучательные характеристики выпускаемых нами кристаллов на основе гетероструктур GaAlAs – в зависимости от длины волны излучения.

Представленные результаты показывают, что кристаллы СИД на основе МГС GaAlAs по внешнему квантовому выходу, а также по прямому напряжению, последовательному сопротивлению и быстродействию, в целом, соответствуют требованиям, предъявляемым к большинству приборов этого направления.

Таблица.

№ пп	Длина волны излучения, нм	Полярность	Внешний квантовый выход, %	Прямое напряжение (не более), В	I_f, мА
1	660	p-up side	10-15 мКд	1,8	20
2	805	p-up side	5-8	1,7	20
3	870	p-up side	8-11	1,5	20
3_a	870	p-up side	12-14	1,4	0,1
4	920	p-up side	7-8	1,4	20
5	940	p-up side	5	1,4	20
6	660	n-up side	20-30 мКд	1,8	20
7	670	n-up side	4	1,8	20
8	685	n-up side	4	1,8	20
9	720	n-up side	4-5	1,7	20
10	740	n-up side	5-6	1,7	20
11	750	n-up side	5-6	1,7	20
12	770	n-up side	5-6	1,7	20
13	790	n-up side	7	1,7	20
14	805	n-up side	8-11	1,6	20
14_a	805	n-up side	12-14	1,6	0,1
15	870	n-up side	8-11	1,5	20
16	905	n-up side	7	1,4	20
17	860	n-up side GaAlAs/GaAs	4	1,4	20

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАМПЫ ДЛЯ ДЕКОРАТИВНОЙ ПОДСВЕТКИ

А.А. Вилисов[1], Т.И. Коханенко[1], А.Т. Овчаров[2], Л.А. Тябаева[1]

1 - ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск, Россия,

e-mail: vilisovaa@mail.ru

2 - Томский политехнический университет, Томск, Россия

Повышение эффективности светоизлучающих диодов (СД) позволяет использовать их в качестве эффективных и экономичных источников излучения в различных светосигнальных и осветительных устройствах и системах. Основной проблемой применения СД в светотехнике является малая величина светового потока единичных СД. В плане создания устройств с повышенным световым потоком наблюдаются три тенденции [1,2]: сборка из большого количества готовых светодиодов, изготовление излучателей с кристаллами большой площади, использование многокристальных излучателей.

В настоящей работе для увеличения светового потока осветительных устройств использовалась концепция создания интегрированных источников излучения. Применялись высокоэффективные излучающие кристаллы фирмы EPISTAR на $InGaN/Al_2O_3$ и корпус, обеспечивающий эффективный теплоотвод при повышенных значениях потребляемой мощности [2]. Корпус излучателя выполнен в виде массивного медного держателя с резьбовым выводом для крепления лампы на радиаторе.

В качестве световыводящего тела использовали эллипсоидально-параболическую линзу с выходным окном диаметром 22 мм и высотой параболоида 13,3 мм, обеспечивающую сравнительно небольшой угол излучения [2]. Выбор количества кристаллов определялся возможностью световыводящей линзы формировать диаграмму направленности излучения от всех кристаллов. Для получения более ярких источников излучения использовали 4, 9 или 16 кристаллов, соединенных параллельно и размещенных в отражателе корпуса-держателя, способного рассеивать выделяемую в кристалле мощность.

Исходя из линейности токовых зависимостей силы света (рис.1), можно предположить, что 9–кристальные диоды могут эффективно работать до токов 250 мА, а 16–кристальные – до 400 мА. Естественно, с увеличением количества кристаллов возрастает световой поток и, несмотря на то, что несколько увеличивается полуширина

диаграммы направленности, возрастает осевая сила света. Яркость источника тоже увеличивается и достигает нескольких сотен ккд/м^2. Светоотдача от 3 до 9 лм /Вт обычна для этих кристаллов в выбранных режимах работы.

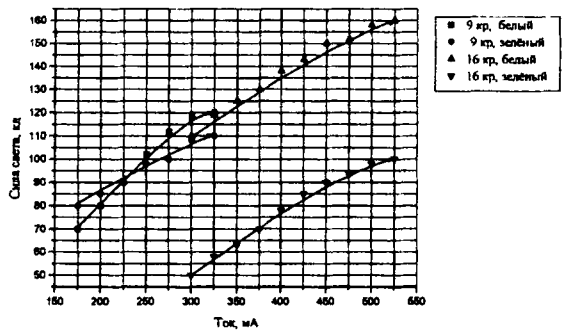


Рис.1

При изготовлении излучателей белого цвета свечения кристаллы (λ = 472 нм), соединенные параллельно, размещали в отражателе корпуса, который полностью (для повторяемости) заполняли активированным люминофором компонентом «ОПТОКОМ-белый».

Таблица 1

Цвет излуч.	Кол-во крист.	Рабочий ток, мА	Напряжение, В	Сила света, кд	Угол излучения, град.	Яркость источника, ккд/м^2
Белый	4	100		30	11-12	30
X=0,27	9	250	3,1	100	12-14	110
Y=0,29	16	400		130	14-17	180
Красный	4	100		130	11-12	59
λ=625нм	9	250	2,2			
	16	400		150	14-17	
Зелёный	4	100		80	11-12	82
λ=505нм	9	250	3,1	90	12-14	
	16	400		100	14-17	140
Синий	16	400	3,1	140	14-17	
λ=472нм						

В таблице 1 приведены результаты измерений параметров излучателей для состава: 60% люминофорного компонента и 40% эпоксидного компаунда. Частицы разбавленного люминофора в процессе отверждения осаждаются в нижние слои, что требует специального подбора режимов нанесения и отверждения компаунда. С этой целью

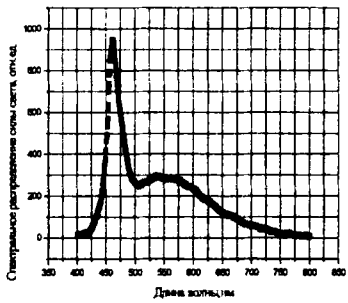


Рис.2

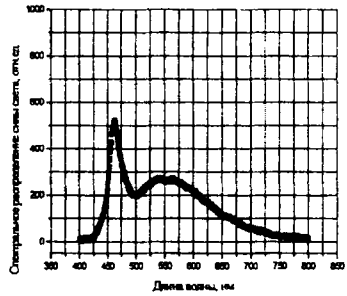


Рис.3

люминофорный компонент наносили и отверждали поэтапно.

Установлено, что форма световыводящего тела излучателя белого свечения влияет на цветовые характеристики излучения. На рис.2 и 3 приведены графики распределения спектральной плотности излучения для эллиптической (угол излучения 25 -30) и эллипсоидально-параболической (угол излучения 14 -17) линз, соответственно.

В спектрах наблюдается две полосы, одна из которых соответствует излучению активной области структуры InGaN/GaN с максимумом ≈ 470 нм, а вторая широкая полоса с максимумом ≈ 550 нм, обусловлена свечением люминофора. Из рисунков видно, что для эллипсоидально-параболической линзы желто-зеленая полоса излучения более ярко выражена. Эллипсоидально-параболическая линза, в отличие от эллиптической, лучше собирает торцевое излучение кристалла, которое проходит более длинный путь в люминофорном слое.

Подобные источники света уникальны для светодизайнеров малых архитектурных форм и могут быть использованы для локального узконаправленного освещения объектов, например, в музеях, выставочных залах. Чтобы подчеркнуть природную красоту минералов, необходимо для подсветки использовать определенный спектр излучения осветителя. Светодиодные лампы могут обеспечить освещение с бесконечным числом оттенков основных цветов. На рис.4 показан светодиодный осветитель, который успешно применен в минералогическом музее для подсветки экспонатов.

Рис.4

1. Л.М. Коган. Светодиоды нового поколения для светосигнальных и осветительных приборов. Новости светотехники. Выпуск 7-8 под редакцией Ю.Б. Айзенберга., М.: Дом света, (2001).
2. А.А. Вилисов, Г.Н. Захарова, Т.И. Коханенко. Тезисы докладов 2-й Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия - структуры и приборы», Санкт-Петербург, (2003).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИНДИЯ ПРИ ГИБРИДИЗАЦИИ МАТРИЧНЫХ ФОТОПРИЕМНЫХ УСТРОЙСТВ НА ОСНОВЕ InAs, GaAs/AlGaAs, GaAs/HgCdTe

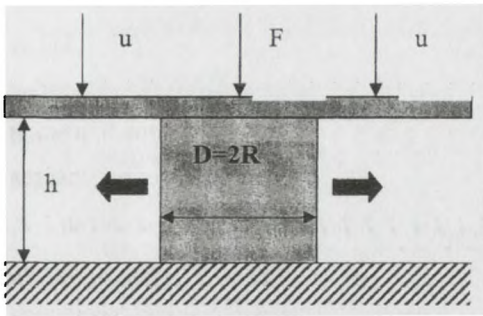
В.М. Ефимов, Д.Г. Есаев

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия

В данной работе обсуждается механизм соединения индиевых микроконтактов (ИМК) при гибридизации Flip-Chip–методом матричных фотоприемных устройств на основе GaAs/AlGaAs, GaAs/HgCdTe, InAs и определяются характеристики пластических свойств индия, важные для данной задачи. Сам метод соединения встречных микроконтактов, сформированных на кристаллах фотоприемной матрицы и кремниевого мультиплексора, применяется уже давно, но первоначально пластические свойства In, используемого здесь, не были критичными ввиду относительно больших размеров и высоты ИМК. По мере увеличения степени интеграции фотоприемных устройств размер микроконтактов уменьшился от 25-30 до 15-20 мкм, и теперь технологическая часть гибридизации все более определяет как процент выхода годных микросхем, так и их долговременные надежностные характеристики. С уменьшением высоты ИМК возникает проблема понимания механизма соединения микроконтактов. В [2] предполагалось, что на основной стадии сборки в процессе сдавливания In происходит его течение. В данной работе рассмотрена модель растекания вязкой жидкости, сжимаемой двумя плоскостями. Модель позволяет оценить величину вязкости In, что при сравнении с полученными экспериментальными данными приводит к выводу, что механизм соединения микростолбов, скорее всего, связан с ползучестью In. Экспериментально определено предельное напряжение среза In при комнатной и азотной температурах, определяющее разрушения ИМК при многократных циклах нагревание – охлаждение (комнатная температура – температура жидкого азота) гибридных микросхем на основе GaAs/AlGaAs, GaAs/HgCdTe, InAs. Обсуждается механизм этого разрушения.

Общеизвестно, что скорость травления тонких (порядка 5 мкм) слоев In, в принципе, может изменяться почти на порядок, и естественно предположить, что также значительно изменяется микроструктура материала, связанные с ней генерация и распределение дислокаций, определяющие процесс пластической деформации на всех ее основных стадиях - течение, ползучесть и стадию деформационного упрочнения [3]. В

данной работе в качестве макроскопического параметра, характеризующего процесс пластической деформации, выбран коэффициент вязкости. Действительно, деформацию индиевых столбов под действием приложенного усилия можно рассматривать с гидродинамической точки зрения как течение очень вязкой жидкости между двумя плоскостями (см. рис.1). Возьмем за основу рассуждения Ландау [4]: пусть между двумя пластинами расположен тонкий слой жидкости с вязкостью η, нижняя пластина неподвижна, верхняя движется вниз со скоростью u, требуется определить усилие F, действующее на пластины. Движение жидкости осесимметрично. Ввиду тонкости слоя, движение жидкости, в основном, радиально и выполняется условие $V_z << V_r$. В этом приближении из уравнения движения вязкой жидкости (уравнение Навье-Стокса) может быть получено выражение для радиальной скорости течения жидкости:



$$V_r = \frac{1}{2\eta}\frac{\partial P}{\partial r} z(z-h)\ , \qquad \frac{\partial P}{\partial z} = 0\ .$$

Решение этого уравнения позволяет получить выражение, впервые полученное O. Reynolds, для усилия F при мгновенной скорости верхней пластины u:

$$F = \frac{3\pi\eta u R^4}{2h^3}\ .$$

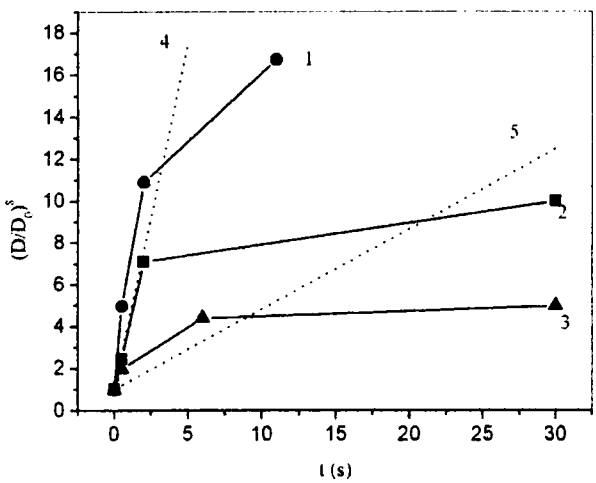
Из этого выражения, замечая, что в силу несжимаемости жидкости $u = \frac{dh}{dt}$, и при условии сохранения в процессе течения ее объема $V = \pi R^2 h = \text{const}$, нами получено уравнение динамики изменения высоты жидкости со временем при заданном усилии F, из которого, в свою очередь, получено выражение для диаметра «капли», а в нашем случае – радиуса индиевого микростолба:

$$R(t) = \sqrt{\frac{V}{\pi h(t)}} = R_0\left(1 + \frac{t}{\tau}\right)^{\frac{1}{8}},$$

- где характерное время $\tau = \frac{3\pi\eta}{8F}\frac{R_0^4}{h_0^2} = \frac{3\eta}{8P_0}\left(\frac{R_0}{h_0}\right)^2$, R_0 и h_0 – начальный радиус и высота жидкости между пластинами, P_0 – давление, приведенное к начальной площади. Отсюда следует, что изменение диаметра микростолба со временем, под действием постоян-

ной нагрузки, в предположении, что вязкость индия постоянна, должно описываться выражением:

$$(D/Do)^{\beta} = 1 + t/\tau, \qquad (1)$$



т.е. прямой линией, наклон которой определяется постоянной времени τ, которая, в свою очередь, зависит от величины вязкости η.

Для сравнения полученной формулы с экспериментом нами проведены измерения деформации индиевых микроконтактов с начальным диаметром 27 мкм и высотой 6 мкм от времени при трех различных нагрузках (см. рис.2): 4,2 (кривая 1), 3 (2) и 4,2 кг (3). Для получения статистически достоверной информации давление осуществлялось одновременно на 2500 столбов фотоприемной матрицы через сапфировую прокладку. Пунктирные зависимости 5 и 4 соответствуют теоретической зависимости (1) при значениях вязкости индия соответственно $\eta = 5 \times 10^4$ Па с и $\eta = 1{,}6 \times 10^4$ Па с. Как видно из рисунка, говорить о вязком течении можно только для очень маленькой области времен от 0 до единиц секунд. Во всей остальной области наблюдается течение индия с постоянно меняющимся коэффициентом вязкости, что, очевидно, соответствует так называемой области «ползучести» материала, а не его течению.

Второй важнейшей характеристикой In является его предельное напряжение на срез. Известно, что одной из критичных характеристик матричных фотоприемных устройств является их устойчивость к многократным термоциклам: нагревание–охлаждение. При охлаждении структур до рабочей температуры жидкого азота для крайних по площади элементов возникают значительные механические напряжения, связанные с разницей коэффициентов термического расширения материалов подложки фотоприемника (GaAs, InAs) и мультиплексора (Si). Известно, что величина

продольного напряжения двух балочек с шириной a и толщиной d, скрепленных на концах, после изменения температуры составляет $\sigma=E\ \alpha\ T$, где α – разница в коэффициентах термического расширения двух материалов, T - изменение температуры, то есть эта величина является точно определенной для конкретной структуры. В данной работе оценивались термические напряжения для структур GaAs/HgCdTe – Si с толщинами подложек 500 мкм-480 мкм [5]; GaAs/AlGaAs-Si, с толщинами подложек соответственно 2 мкм-480 мкм; InAs – Si, с толщинами подложек 800 мкм-480 мкм.

Термические напряжения сравнивались с величиной предельного напряжения на срез (ПНС) для In, полученной экспериментально. Для этого были произведены измерения ПНС для индиевых проволочек диаметром около 1 мм. Кроме этого, те же напряжения измерялись при срезе массива из 50-ти реальных индиевых микростолбов. Полученные результаты оказались близкими по величине, но более точными при измерениях на срезе проволочек. Полученное значение ПНС для использованного нами In составило 2 МПа. Измерения, проведенные для температуры кипения жидкого азота, показали увеличение ПНС более чем в 5 раз. Полученные результаты и расчеты анализируются по отношению к механизму разрушения индиевых микроконтактов при многократных циклах нагревание – охлаждение: комнатная температура – температура жидкого азота.

1. K.C. Norris, A. Lanzberg. IBM J. Res. Dev., **13** (30), 226 (1969).

2. В.Г. Войнов, А.Г. Клименко, Т.Н. Недосекина, А.Р. Новоселов. Автометрия, № 4, 126 (1996).

3. Дж. Гордон. Упругость и теория прочности. - М.: Мир, 1971.

4. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теоретическая физика. Том. VI. Гидродинамика. - М.: Наука, 1986.

5. V.V. Vasilyev, D.G. Esaev, A.G. Klimenko et al. Proc. SPIE, **3061,** 956 (1997).

6. V.M. Basovkin, N.A. Valisheva, A.A. Gusev et al. SPIE Proceedings, **118,** 231 (2003).

ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПРОИЗВОДСТВА И ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ

В.И. Юрченко[1], А.В. Юрченко[2]

1 - ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск, Россия;

2 - Томский политехнический университет, Томск, Россия

Ранее установлено, что технологии использования нетрадиционных источников энергии не являются абсолютно безвредными и поэтому требуют экологической оценки их влияния на объекты природной среды и здоровье человека. Показано, что солнечная энергетика не имеет очевидных преимуществ перед другими видами энергетики с точки зрения теплового загрязнения атмосферы. При решении проблем создания локальных солнечных энергосистем выбор их конкретного исполнения определяется экономическими, а не экологическими расчетами.

В докладе представлены методические подходы к экологической оценке технологий получения и использования солнечных батарей. Методология экологической оценки основывается на количественном и качественном анализе материальных потоков на входе и выходе используемых технологий. Одновременно с этим проводится анализ загрязняющих веществ, поступающих в объекты природной среды. При формировании показателей оценки технологий исходили из того, что:

- характеристика состояния природной среды в местах реализации технологий должна быть ограничена лишь теми элементами, которые могут изменяться в процессе производства и использования;
- перечень источников и видов вредного воздействия на объекты природной среды ограничивается наиболее значимыми;
- экологическая оценка технологий проводится для нормального функционирования и аварийной ситуации.

Важно обосновать комплекс физико-химических и токсикологических показателей оценки технологий и экологические требования к предельно допустимым концентрациям вредных веществ в объектах природной среды в местах реализации технологий.

Принимая во внимание все аспекты технологии получения арсенида галлия и его применения в солнечной энергетике, можно сделать следующие заключения об экологии существующих и разрабатываемых технологий:

1. Для технологических процессов, связанных с использованием соединений мышьяка и водорода, характерно участие в процессе сильно ядовитых и взрывоопасных веществ. Это накладывает жесткие требования на обеспечение безопасности производства, что отражается на себестоимости продукции. Следует добавить и то, что требуется большое число стадий, через которые должен пройти мышьяк, прежде чем он станет пригодным для целей солнечной энергетики. Поэтому, несмотря на то, что технология газовой эпитаксии является самой распространенной в производстве арсенида галлия и его соединений, ее нельзя рассматривать в качестве экологически чистой.

2. Для получения арсенида галлия, необходимого для производства солнечных элементов, технически более приемлемыми являются технологии, которые ведутся с использованием МОС–гидридной эпитаксии.

Анализ работ, ведущихся на зарубежных фирмах, свидетельствует о том, что в технологиях получения арсенида галлия для производства солнечных элементов используются указанные выше процессы в сочетании с разнообразными приемами уменьшения экологического воздействия на среду.

3. Среди технологий, наиболее экологически чистых, следует признать технологии, в которых используются кристаллизационные методы осаждения. На первых этапах развития полупроводниковой промышленности использовались методы жидкостной эпитаксии арсенида галлия. Методы кристаллизационной технологии не находят широкого применения по двум причинам: отсутствие химически чистых и стойких по отношению к расплаву галлия высокотемпературных тигельных материалов; отсутствуют технико-экономические решения для создания соответствующего технологического оборудования, обеспечивающего точный контроль роста слоев.

4. Среди разработок технологии получения арсенида галлия, которые могут появиться на производстве в ближайшем будущем, перспективными являются: электрохимические технологии; плазмохимические технологии. В настоящее время технологии реализованы в лабораторных вариантах и оценить их экологическую чистоту пока затруднительно.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВАРИКАПОВ НА ОСНОВЕ GaAs СТРУКТУР

В.М. Калыгина[1], А.В. Нетудыхатко[2]

[1] Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова, Томск, Россия,
e-mail: vmk@elefot.tsu.ru;

[2] ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск, Россия

Управляемые напряжением емкости на основе полупроводниковых диодов называются варикапами. Одним из требований, предъявляемых к варикапам, являются низкие обратные токи вплоть до напряжений U (200 - 300) В и выше. В связи с этим представляет интерес выяснение механизмов роста обратного тока ($I_{обр}$) диодов с повышением напряжения.

Исследованы варикапы на основе GaAs диодов с барьером Шоттки (ДБШ) и диодов с p-n-переходом. ДБШ изготовляли на эпитаксиальных слоях n-GaAs с концентрацией доноров $N_d = (5 \cdot 10^{14} \div 1 \cdot 10^{15})$ см$^{-3}$, выращенных на подложках с $N_d \approx 10^{18}$ см$^{-3}$. Эпитаксиальные слои, легированные S (структуры I) и Te (структуры II), получали методом газофазовой эпитаксии. Толщина n-слоя составляла $(10 \div 14)$ мкм. ДБШ изготавливали по двум технологическим маршрутам: ТМ №1 и ТМ №2.

Согласно маршруту 1 (ТМ №1), диоды получали на эпитаксиальных слоях, на поверхность которых методом пиролиза предварительно наносили диэлектрик SiO_2 толщиной $d = 0.5$ мкм. Затем часть подложки стравливали до толщины $(220 \div 250)$ мкм и электрохимическим осаждением Au:Ge создавали омический контакт к диоду. Для формирования барьерного электрода с поверхности n-GaAs удаляли SiO_2, и проводили термическое напыление пленок Ti и Au с последующей фотолитографией для получения контактов в форме квадратов со стороной 750, 800 и 860 мкм. Изготовление ДБШ заканчивалось вытравливанием меза-структуры глубиной (2÷4) мкм. Для защиты меза-структуры использовали химический окисел полупроводника (ХОП).

Согласно технологическому маршруту 2 (ТМ №2), сразу после стандартной химической очистки поверхности полупроводника создавали барьерный контакт. Для этого термическим испарением в вакууме на поверхность n-GaAs напыляли слои Ti и Au каждый толщиной 0.2 мкм. Далее подложку стравливали до $(220 \div 250)$ мкм и электрохимическим методом на поверхность n^+-GaAs осаждали Au:Ge. После создания омиче-

ского контакта на лицевой стороне подложки методом фотолитографии формировали барьерные электроды. Таким образом, различия в технологических маршрутах заключались в наличии (ТМ №1), либо отсутствии (ТМ №2) на поверхности n-GaAs слоя SiO_2 и последовательности получения омического и барьерного контактов.

Для изготовления p-n-переходов (площадь S_{p-n} = 4,62 см^2) на поверхности n-слоя газофазовой эпитаксией выращивали слой GaAs:Zn с концентрацией дырок $1 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$. Омические контакты к p^+- и n^{++} -слоям создавали электрохимическим осаждением Au, легированного Zn, либо Ge. Изготовление образцов завершалось вытравливанием мезаструктуры под углом 90^0 либо 45^0 с последующей ее защитой ХОП.

Прямые и обратные вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодов измеряли по стандартной методике. Измерение вольт-фарадных характеристик (ВФХ) проводили на частоте 1 МГц с помощью измерителя Е7-12.

Прямые ветви ВАХ ДБШ изображаются линейной зависимостью в координатах ln$J$ от U. В образцах, полученных на структурах I, с диэлектриком (ТМ №1), высота потенциального барьера Φ_b = (0.80÷0.86) эВ; коэффициент идеальности b = (1.04÷1.42); напряжение, соответствующее обратному току 5 мкА (обозначим его как критическое), U_{cr} = (150÷220) В; ёмкость диодов C при U = -5 В составляла (9.7÷17.9) пФ. При использовании этого же технологического маршрута для диодов, изготовленных на эпитаксиальных структурах второго типа (структуры II), получены меньшие значения Φ_b= 0.76-0.77 эВ и b = 1.028-1.048; напряжение U_{cr} составляло 170 В.

ДБШ, изготовленные по ТМ №2, имели следующие параметры: Φ_b = (0.82÷0.98) эВ; b= (1.010÷1.250); напряжение U_{cr} = (200÷375) В; C(-5 В) = (6.0÷22.7) пФ.

Независимо от вида технологического маршрута и типа легирующей примеси в эпитаксиальном слое напряжение пробоя диодов незначительно превосходило U_{cr} и оказалось существенно ниже значений, ожидаемых с учетом концентраций N_d [1].

Для варикапов с p-n-переходом и меза-структурой под углом 90^0 значения емкостей, при U = -100 В лежат в интервале 257-271 пФ; $C(U$= +4 В) = 60-61 пФ; коэффициент перекрытия K = 4,3-4,4. Для образцов с меза-структурой под углом 45^0 $C(U$=+4В) = 228-256 пФ и $C(U$=-100 В) = 54-59 пФ; коэффициент перекрытия K = 4,2-4,3. Прямые ВАХ изображаются отрезками прямых в координатах ln$J$ от U с тангенсом угла наклона, равным 22-24 В$^{-1}$. Независимо от формы меза-структуры $I_{обр}$ даже при низких смещениях значительно превышают расчетное значение тока ($I_{обр} = 1.22 \cdot 10^{-16}$ А).

Прямые ветви ВАХ варикапов с *p-n*-переходом вплоть до напряжений $U = 1$ В определяются рекомбинационной составляющей тока и описываются выражением [1]

$$J_{рек} = \frac{n_i kTd(U)}{2\tau_0(U_к - U)}\left[\exp\left(\frac{eU}{2kT}\right) - 1\right], \quad (1)$$

где $\tau_0 = \tau_{p0} = \tau_{n0}$, k - постоянная Больцмана; T - абсолютная температура; d - ширина области пространственного заряда. Расчеты показали, что для исследованных *p-n*-переходов $U_к = 0{,}939$ В, а $\tau_0 = 3{,}6\ 10^{-9}$ с.

Независимо от типа варикапов рост обратного тока в интервале (20-60) В объясняется в рамках эффекта Пула-Френкеля (П-Ф)[1]:

$$I_{P-F} = \frac{2en_1d_0}{C_F^2\tau_{n0}}[(C_F U^{1/4} - 1)\exp\left(C_F U^{1/4}\right)], \quad (2)$$

где e - заряд электрона; n_1 - концентрация равновесных носителей заряда в случае, когда уровень Ферми совпадает с глубоким центром:

$$n_1 = N_c \exp[-(E_c - E_{dp})/kT], \quad (3)$$

N_c - эффективная плотность квантовых состояний в зоне проводимости; E_c и E_{dp} - энергии, соответствующие дну зоны проводимости и положению глубокого центра в запрещенной зоне полупроводника; τ_{n0}- время жизни электронов, когда рекомбинационные центры полностью заняты дырками; C_F - постоянная П-Ф [1]:

$$C_F = \frac{1}{kT}\sqrt{\frac{2e^3}{\pi\varepsilon\varepsilon_0 d_0}}; \quad (4)$$

$$d_0 = [2\varepsilon\varepsilon_0/eN_d]^{1/2}, \quad (5)$$

ε - относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника; ε_0 - электрическая константа. После логарифмирования уравнения (2) получим:

$$\ln\left[\frac{I_{P-F}}{(C_F U^{1/4} - 1)}\right] = \ln A(T) + \left(C_F U^{1/4}\right), \quad (6)$$

где $\ln A(T)$ с учетом (3) описывается выражением:

$$\ln A(T) = \ln\left(\frac{2ed_0N_c}{C_F^2\tau_{n0}}\right) - \frac{E_C - E_{dp}}{kT}. \quad (7)$$

На рис. 1 а экспериментальные данные представлены в соответствии с соотношением (6). Из температурной зависимости $\ln A(T)$ для ряда образцов нашли $\Delta E_{dp} = (E_c - E_{dp}) = (0{,}6\text{-}0{,}9)$ эВ. Используя соотношение (7), из температурной зависимости $\ln A$ оце-

нили τ_{n0}. Для диодов, изготовленных на структурах II $\tau_{n0} = 10^{-8} \div 10^{-11}$ с, для ДБШ на структурах I – $\tau_{n0} = 10^{-9} \div 10^{-13}$ с.

При $U > 60$ В обратный ток возрастает сильнее, чем $I_{P-F} \sim \exp\left(C_F U^{1/4}\right)$. Возможно, что рост тока при таких напряжениях обусловлен туннелированием электронов с участием фононов [2]. Тогда $I_{обр}$ при $U > 60$ В можно представить соотношением [2]

$$I_t \sim \exp(\mathscr{E}^2/\mathscr{E}_0^2), \tag{8}$$

где

$$(\mathscr{E}_0)^{-2} = \tau_2^3 e^2 / 3 m_n^* \hbar, \tag{9}$$

τ_2 - время туннелирования электронов через вершину потенциального барьера. Из тангенса угла наклона прямых на рис 1 б в соответствии с формулами (8, 9) определено время $\tau_2 = 1\ 10^{-13}$ с. Таким образом, независимо от типа варикапов, изготовленных на эпитаксиальных слоях с $N_d = (5\ 10^{14}\text{-}2\ 10^{15})$ см$^{-3}$, рост обратного тока с повышением напряжения объясняется эффектами Пула-Френкеля до $U = 60$ В и туннелированием электронов, облегченным фононами, в области более высоких напряжений.

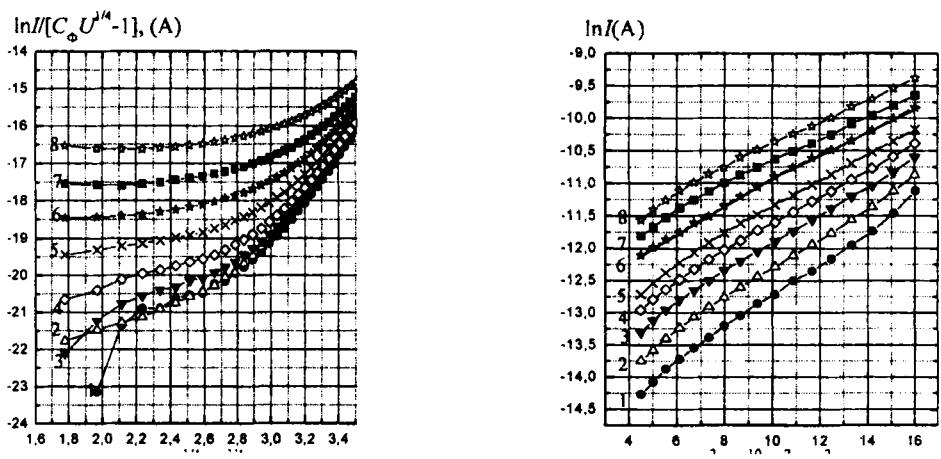


Рис. 1 Обратные ВАХ ДБШ. Т, К: 1-296; 2-303; 3-313; 4-323; 5-333; 6-343; 7-353; 8-363.

1. В.И Гаман. Физика полупроводн. приборов, Томск: Изд-во «НЛТ», 2000. - 426 с.

2. С.Д Ганичев, И.Н. Яссиевич, В. Преттл. ФТТ, **39** (11), 1905 (1997).

УСТРОЙСТВА ВЫБОРКИ И ХРАНЕНИЯ С ДВУХТАКТНЫМ СТРОБИРОВАНИЕМ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР A^3B^5

В.И. Старосельский, Н.В. Гуминов, С.С. Шмелев
НОЦ ФИАН и МИЭТ «Квантовые приборы и нанотехнологии», Москва, Россия

Устройство выборки и хранения (УВХ) является одним из важнейших элементов прецизионной измерительной техники. УВХ преобразует мгновенное значение сигнала в расширенный импульс напряжения пропорциональной амплитуды и нейтрализует апертурную погрешность, связанную с конечной скоростью изменения сигнала.

Основными техническими характеристиками УВХ являются полоса пропускания входного сигнала, максимальная частота выборки, коэффициент передачи, а также длительность и равномерность вершины выходного расширенного импульса.

При измерении периодических сигналов УВХ работает в преобразованном масштабе времени, когда частота стробирования сравнительно мала, а временное разрешение определяется полосой пропускания. Для непериодических сигналов применяется режим реального времени. При этом временное разрешение определяется частотой выборки, которая должна превышать полосу пропускания (как минимум, вдвое).

В состав УВХ входят формирователь стробимпульсов (ФСИ), смеситель (С), накопительный конденсатор (C_H) и буферный усилитель (БУ). Наибольшую точность обеспечивает применение 4-диодного мостового смесителя, работающего в режиме полного заряда накопительного конденсатора за время стробирования.

В работах [1,2] показано, что УВХ СВЧ–диапазона целесообразно выполнять в виде ИМС на основе GaAs. В докладе описаны УВХ нового типа, основанные на принципе 2-тактного стробирования [3] и выполненные на полупроводниковых гетероструктурах A^3B^5. Активными элементами являются полевые транзисторы с затвором Шоттки (ПТШ) с длиной затвора 0,8 мкм, а также диоды Шоттки на их основе.

ФСИ построен на переключателях тока и управляется парафазными импульсами с логическими уровнями ЭСЛ. Переключаемые транзисторы имеют пороговое напряжение $V_t \approx 0$, а нагрузочные — $V_t \approx -0,6$ В. ФСИ включает два предварительных каскада и оконечный каскад, нагруженный на два мостовых смесителя. Накопительный конденсатор C_H выполнен в виде двух симметричных секций с емкостью 0,1 пФ, имеющий структуру МДМ.

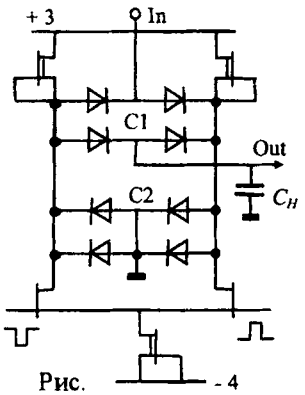


Рис.

Вариант схемы оконечного каскада ФСИ представлен на рис. 1. Буферный усилитель выполнен в виде модифицированного истокового повторителя и также разделен на две симметричных секции.

Активные элементы УВХ должны отвечать следующим основным требованиям: а) высокая предельная частота; б) малая выходная проводимость; б) малый ток затвора. Повышение предельной частоты до ≈ 27 ГГц достигается применением δ-легированного канала InGaAs толщиной ≈ 15 нм, отделенного от затвора барьерным слоем слаболегированного GaAs.

Выходная проводимость нагрузочных транзисторов ФСИ существенно снижает коэффициент передачи смесителя. В значительной степени она обусловлена инжекцией электронов в прилежащую к каналу область подложки. Для ее нейтрализации под каналом сформирован широкозонный нелегированный слой AlGaAs толщиной ≈ 0,5 мкм.

Важной проблемой является снижение токов утечки I_l в накопительный конденсатор малой емкости. Установлено, что ток утечки протекает в цепи закрытого перехода затвор-сток буферного усилителя. Этот ток имеет туннельный механизм и сосредоточен в краевых областях затвора. Его ВАХ и температурная зависимость имеют вид $I_l = I_{l0}e^{-V/V_0+T/T_0}$, где $I_0 \approx 10$ пА/мкм, $V_0 \approx 0,72$ В, $T_0 \approx 93$ К. Значительное снижение токов утечки достигается введением в буферный повторитель дополнительной диодно-транзисторной цепи, которая обеспечивает снижение напряжения V_{gd} входного транзистора до ≈ - 1 В независимо от уровня входного сигнала (рис. 2).

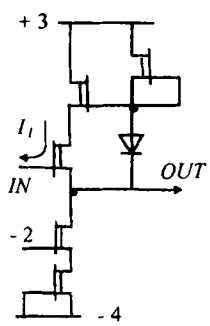


Рис. 2.

Преимущества использования принципа 2-тактного стробирования наглядно проявляются в двух типах УВХ различного функционального назначения.

УВХ первого типа предназначен для работы в режиме преобразованного времени, например, в составе стробоскопического осциллографа или вольтметра. В этих устройствах для расширения динамического диапазона применяется обратная связь, которая к моменту стробирования t_i поддерживает на накопительном конденсаторе C_H напряжение, сформированное в момент предыдущего стробирования t_{i-1}. В обычных стро-

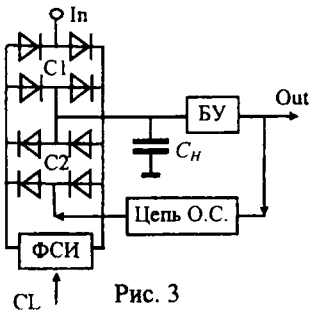


Рис. 3

боскопических преобразователях обязательными элементами цепи обратной связи являются расширитель импульсов, ключ, работающий синхронно со смесителем, и формирователь импульсов управления этим ключом. 2-тактное стробирование позволяет исключить два последних элемента, используя в качестве ключа смеситель С2 (рис. 3). Смеситель С1 закрыт в течение большей части периода стробирования, что соответствует режиму "sample and hold".

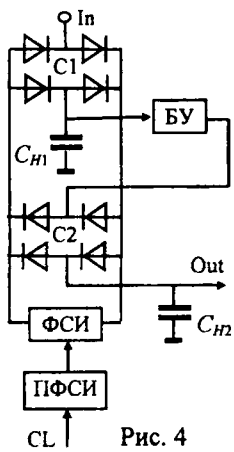


Рис. 4

УВХ второго типа также предназначен для работы в режиме преобразованного времени в составе микроволнового томографа. Основными требованиями являются максимальная полоса пропускания и возможно большая длительность выходного расширенного импульса, позволяющая использовать для его регистрации отечественные АЦП среднего быстродействия. Структурная схема УВХ представлена на рис. 4. Требуемая полоса пропускания обеспечивается смесителем С1, работающим на малую накопительную емкость C_{H1} = 0,2 пФ. Расширенный импульс через буферный усилитель поступает на смеситель С2, работающий на значительно большую накопительную емкость $C_{H2} \approx 30$ пФ, выполненную в виде навесного конденсатора. Для сохранения промежуточного расширенного импульса на малой емкости C_{H1} время T_2 работы смесителя С2 выбирается минимально достаточным для заряда емкости C_{H2} ($T_2 \approx 20$ нс). Выходной расширенный импульс длительности $T_1 \approx 2$ мкс измеряется в период времени, когда смеситель С1 открыт, а С2 закрыт. Таким образом, выходной сигнал соответствует моменту запирания смесителя С1 в предыдущий период стробирования. Смеситель С1 открыт в течение большей части периода стробирования (≈ 99%), что соответствует режиму "track and hold". Полоса пропускания составила около 4 ГГц. УВХ оформлен в герметичный металлический корпус, содержащий согласованный копланарный тракт сигнала и согласованные микрополосковые тракты входных стробимпульсов. Потребляемая мощность составляет около 300 мВт.

УВХ третьего типа предназначен для работы в режиме реального времени с частотой выборки 2 ГГц. Микросхемы были изготовлены на основе гетероструктурных полевых транзисторов (HEMT) с длиной затвора 0,2 мкм [4]. Входной сигнал подается

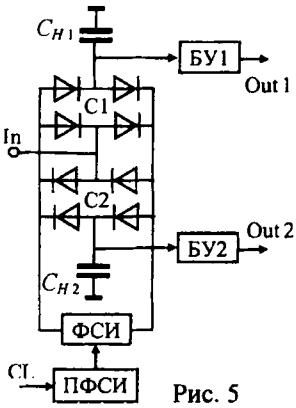


Рис. 5

одновременно на оба смесителя и стробируется ими поочередно тактовыми импульсами со скважностью 2. Расширенные импульсы формируются на двух симметричных накопительных конденсаторах емкостью ≈ 0,1 пФ и через симметричные буферные усилители поступают на два АЦП (рис. 5). В этом случае двухтактное стробирование обеспечивает удвоение частоты выборки по сравнению с частотой стробирования.Использование принципа 2-тактного стробирования позволяет улучшить характеристики УВХ и расширить его функциональные возможности. При этом возможно реализовать полузаказной базовый кристалл для изготовления широкополосных УВХ различного назначения. Кристалл включает предварительный и оконечный формирователи стробимпульсов, а также два симметричных блока, содержащих идентичные смесители, накопительные конденсаторы малой емкости и буферные усилители.

Возможности повышения частоты выборки при ограниченной скорости АЦП максимально реализуются при параллельно-последовательной работе УВХ с двухтактными смесителями в режиме реального времени. Первая ступень УВХ работает аналогично 2-тактному УВХ параллельного типа. Вторая ступень управляется тактовыми импульсами вдвое меньшей частоты. При числе ступеней N частота выборки равна удвоенной частоте тактовых импульсов f_{CL}, а частота работы АЦП оставляет $f_{CL}/2^N$. Снижение частоты работы АЦП достигается за счет пропорционального увеличения их количества. Полоса пропускания по аналоговому входу снижается с увеличением номера ступени, что позволяет уменьшать токи стробирования и энергопотребление. Такое устройство может быть выполнено в виде единой ИМС, либо в виде микросборки.

1. В.И. Старосельский, В.И. Суэтинов. Микроэлектроника, **9** (2), 183 (1980).
2. В.И. Старосельский. Изв. вузов. Электроника, № 4-5, 91 (2000).
3. Б.Г. Налбандов, В.А. Николаев, В.И. Старосельский, С.С. Шмелев. Широкополосная интегральная микросхема устройства выборки и хранения. Патент № 2244374 РФ, МПК H 03 K 19/094. Бюл. № 1, 10.01.2005.
4. E. Busheri, V. Bratov, T. Schlichter, V. Staroselski, V. Timoshenkov. Electron. Lett., **34** (10), 934 (1998).

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВОЛЬТ–АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ «КОРОТКИХ» ДИОДОВ ГАННА

В.И. Юрченко

ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск, Россия

Актуальность понимания эффектов зарождения доменов сохраняется до настоящего времени в связи с развитием диодов Ганна (ДГ) миллиметрового диапазона длин волн. Развитие ДГ идет по пути уменьшения длины активной области в связи с необходимостью повышения частот генерации. Несомненный научный и практический интерес представляют изменения параметров вольт–амперной характеристики диодов с длиной активной области менее 5 мкм.

Измерения параметров вольт–амперных характеристик проводились в импульсном режиме [7] (длительность импульса 100 нс, скважность 10000) на мезаструктурах с различной площадью поперечного сечения, изготовленных в одном технологическом цикле. В качестве контакта использовался сплав золото–германий с никелем. Таким образом, эксперименты проводились на структурах, имеющих одинаковые анодные и катодные переходы. Напряжение пробоя уменьшается с уменьшением толщины, как и было показано в работах [1,2]. Значения, рассчитанные по формуле $U_{проб} = 1.28 \cdot L + 12.8 \cdot L^{1/2}$, дают в 1,5 раза большие значения, что обусловлено, вероятно, дефектностью используемых структур. Пороговые параметры имеют более сложные зависимости, совпадающие с описанными ранее [3], особенно для толщины менее 2,5 мкм.

Рассмотрим одну из возможных причин подобного поведения, связанную с зависимостью порогового напряжения от порогового тока. Зависимость порогового тока от толщины является нелинейной, что обусловлено ростом концентрации в n–слое при уменьшении толщины. Подобная зависимость может наблюдаться лишь при наличии пассивных сопротивлений, включенных последовательно с активной областью, и аппроксимируется выражением $U = E_{пор} L + J_{пор} R_{пас}$, но тогда при нулевом токе мы должны получить истинные значения порогового напряжения. Из значений истинных пороговых напряжений, определенных для структур 6740 и ТТ1612, получено более сильное увеличение $U_{пор}$ при длинах менее 2 мкм.

Другим фактором, дающим аналогичную зависимость, является эффект мертвой зоны. По различным источникам длина мертвой зоны колеблется от 0,4 до 3 мкм [4-6].

По нашим расчетам и экспериментам [3] $L_{мз}$ = 1 мкм. Мертвая зона как бы уменьшает длину активной области $L_ф = L - L_{мз}$. Вместе с тем, для уменьшенной длины не выполняется условие Кремера, но так как мертвая зона уменьшается с ростом напряжения, то с некоторой величины напряжения это условие выполняется и начинает возникать высокополевой домен. С учетом этого предлагается рассчитывать зависимость порогового напряжения от длины по формуле:

$$U_{пор} = E_{пор} L(1 + L_{мз}/(L - L_{мз})),$$

при $L_{мз}$ = 1 мкм и $E_{пор}$ = 3,2 КВ/см. Расчетные данные хорошо совпадают с экспериментальными результатами и подтверждают правомерность проведенных ранее расчетов длины мертвой зоны методом Монте – Карло [3] для арсенида галлия.

Выводы

1. Для диодов с длиной активной области менее 5 мкм наблюдается существенное увеличение порогового напряжения при уменьшении длины активной области вследствие наличия мертвой зоны, которое аппроксимируется выражением $U_{пор} = E_{пор} L(1 + L_{мз}/(L - L_{мз}))$.

2. Полученные данные позволяют уточнить критерий короткого образца и считать его равным 2,25 мкм, а величину мертвой зоны для арсенида галлия – равной 1 мкм.

3. Необходимы более детальные исследования зависимости длины мертвой зоны от величины напряженности электрического поля.

1. К.И. Куркан, Т.А. Баннова, Т.А. Копылова, Л.П. Пороховниченко, В.И. Шумской, А.М. Палкин, В.П. Мыгаль. Труды 4–ой Международной конференции «Актуальные проблемы электронного материаловедения АПЭП–98. Новосибирск, **2**, 145 (1998).
2. В.И. Юрченко, В.Г. Мелев. Известия вузов. Физика, №4, 98 (1985).
3. Э.Д. Прохоров, В.А. Арендарь, Н.Н. Белецкий, А.В. Арендарь. Радиотехника и электроника, **15**, 578 (1970).
4. В.И. Юрченко. Симпозиум «Эффект Ганна и его применение». Новосибирск, 16–18 ноября 1982 г., с.6.
5. O. Jones, H.D. Rees. Electron Lett., **8**, 363 (1972).
6. R. Bosh. H.W Thim. IEEE Trans. Electron Devices, **ED-21**, 16 (1974).
7. М.И. Дьяконов, М.Е. Левинштейн, Г.С. Симин. ФТП, **15**, 2121 (1981).

НАПРЯЖЕНИЕ ПРОБОЯ МЕЗА–ЭЛЕМЕНТОВ И ДИОДОВ ГАННА

В.И. Юрченко

ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск, Россия

Работа диодов Ганна при больших напряжениях смещения ограничивается пробоем. Устойчивость полупроводниковых приборов к электрическим воздействиям и величину напряжения пробоя большей частью связывают с наличием электрически активных дефектов в рабочей области, возникающих как в процессе выращивания кристаллов, так и в процессе изготовления и эксплуатации приборов [1,2]. Одним из неразрушающих методов изучения электрически активных дефектов является метод, который состоит в исследовании в растровом электронном микроскопе распределения электрического поля в активной области при подаче смещения на полупроводниковую пластину [1].

Пока нет единого мнения о процессах, приводящих к пробою диодов. Наиболее полно исследованы процессы пробоя длинных (L > 100 мкм) планарных диодов. При анализе напряжения пробоя основываемся на следующем:

- пробой происходит в домене за счет ударной ионизации при полях $E_{др.кр}$ = 180–200 кВ/см;

- возникающий при пороговом напряжении домен является насыщенным и избыток напряжения сверх порогового лишь увеличивает потенциал домена;

- коэффициент диффузии D = 0, а зависимость v(E) вплоть до полей пробоя не имеет возрастающего участка.

Выражение для напряжения пробоя реальных диодов ($10^{14} < n < 10^{16}$ см $^{-3}$):

$$U_{пр} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E_{до\,кр}}{8\pi e n}\left[1 + \frac{8\sqrt{2}}{3}\sqrt{\frac{n}{K_{кр}}}\right] + E_{2m}L .$$

Для случая nL = 1 10^{12} см$^{-2}$ и после подстановки численных значений ($E_{тт}$ = 1,8 кВ/см; $n_{кр} = 2\ 10^{15}$ см$^{-3}$; e = 1,6 10^{-19} Кл; ε = 12,5; $\varepsilon_0 = 8{,}85\ 10^{-12}$ Ф/м) получаем удобные для инженерных расчетов выражения:

$$U_{пр} = 1{,}28L + 12{,}8\sqrt{L}\ , \qquad U_{пр} = 1{,}28\ 10^{15}/n + 28\sqrt{\frac{10^{15}}{n}}\ .$$

Полученные экспериментальные и теоретические зависимости $U_{пр}(L)$ имеют хорошее совпадение, это позволяет утверждать, что в реальных диодах (вплоть до 1 мкм)

пробой определяется ионизацией в домене сильного поля в рамках пролетного режима работы.

Исследование распределения электрического поля проводилось в планарных структурах, изготовленных на основе эпитаксиальных пленок арсенида галлия, выращенных на полуизолирующей подложке. Размеры активной области от 10 до 100 мкм при размерах омических контактов 100 мкм, сформированных вакуумным напылением сплава AuGe с In толщиной 0,4 мкм, и последующим термическим отжигом в атмосфере водорода при температуре 400^0C. Для подачи смещения на исследуемую планарную структуру к омическим контактам методом термокомпрессии приваривались золотые выводы. Картина распределения потенциалов фиксировалась при подаче напряжения смещения от 2 В до напряжения пробоя. Исследования проводились в растровом электронном микроскопе МРЭМ-200. Для исследования была разработана приставка индуцированного тока, которая состоит из специального держателя, позволяющего подавать напряжение смещения на четыре контакта планарной структуры, системы вакуумного разъема и устройств ввода и вывода сигналов. Полученные распределения фиксировались фотоаппаратом при различных напряжениях смещения. Разрешение по линейным размерам исследуемых областей составляло 0,2 мкм. Исследования в ряде структур выявили непроводящие участки и каналы повышенной проводимости. Большая часть исследуемых структур не имеет указанных дефектов. Для структур, имеющих каналы повышенной проводимости, характерны низкие напряжения пробоя, а для структур с непроводящими участками – низкий КПД генерации колебаний. Методика позволяет обнаруживать электрически активные дефекты в рабочей области полупроводниковой структуры арсенида галлия, а их систематическое исследование позволяет идентифицировать динамику отказов микроэлектронных приборов.

Многочисленные исследования, проведенные автором и подтвержденные другими исследователями, показывают, что $U_{пр}$ является эффективным методом оценки качества эпитаксиальных структур в виде отношения $U_{пр}/U_{пор}$. Кроме n_0 и L, на $U_{пр}$ влияют следующие электрофизические параметры: размеры (глубина $n_з/n$ и ширина $d_з$) зарубки, параметры n^+–n границ, величина и знак градиента концентрации в активном слое. Предложены способ изготовления и конструкция диода Ганна, имеющего ступенчатое изменение концентрации в переходных слоях, при этом напряжение пробоя возрастает на 20–30 %, а допустимое рабочее напряжение – на 10 %.

Важным для межоперационного контроля является соотношение $U_{пр}/U_{пор} > 10$ – при необходимости обеспечения процента выхода годных более 60 %. Однако, допустимые рабочие напряжения и устойчивость к электрическим воздействиям увеличиваются при больших значениях $U_{пр}/U_{пор}$. В общем случае этот критерий зависит от nL и теплового режима в виде $U_{пр}/U_{пор} = 10 /n(T)L$. Для высоких значений nL и при резком увеличении теплового сопротивления диодов наблюдается снижение $U_{пр}$. Динамика изменения $U_{пр}/U_{пор}$ в технологическом цикле позволяет определять отклонения и нарушения технологических операций. По мере готовности диода происходит не только снижение всех напряжений пробоя в партии ($U_{пр.ср}$, $U_{пр.мин}$, $U_{пр.макс}$), но и существенное увеличение разброса $\Delta U_{пр}$ и $U_{пр}/U_{пор}$. Оптические и электронномикроскопические исследования показывают, что снижение $U_{пр}$ обусловлено нарушениями формы контактов и мезаструктуры и вводимыми дефектами в активной области. Годными будут лишь те кристаллы, у которых напряжение пробоя не уменьшается.

Для меза–элементов, изготовленных из одной пленки по одинаковой технологии, напряжение пробоя является вероятностной величиной, определяемой случайным характером вносимых в процессе производства дефектов. Наблюдается два вида пробоя: плавное нарастание тока через канал и резкое необратимое увеличение тока с выгоранием части кристалла. Вид пробитых структур и характер последствий пробоя (локальное нарушение структуры), позволяют считать, что при некоторых условиях однородное распределение тока становится неустойчивым и переходит в неоднородное – с узким «шнуром» высокой плотности тока. Происходит своеобразный разряд емкости домена на лавинное размножение носителей вдоль дефектного канала и практически без временной задержки – переход к тепловому пробою. Представляет интерес взаимосвязь $P_{свч}$ и $U_{пр}$, например, для диодов 3А737. Наличие минимума указывает на существование двух факторов, определяющих эту зависимость, и, как было показано ранее, связано с изменением динамики домена при уменьшении толщины до значений менее 2 мкм. В этом случае критерий $U_{пр}/U_{пор}$ должен быть уточнен вследствие зависимости $E_{пор}(L)$.

1. Г. Матарэ. Электронные дефекты в полупроводниках. М.: Мир, 1974. - С.400-407.
2. В.И. Зеленов, В.И. Лейкин, Т.А. Мингазин. Электронная промышленность, №3, 28 (1979).

ШУМОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕНЕРИРУЮЩИХ СТРУКТУР НА ЭФФЕКТЕ ГАННА

В.И. Юрченко

ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск, Россия

Исследования нелинейных динамических систем с хаотическим поведением как источников шумовых сигналов представляют научный и практический интерес [1]. Одним из таких источников являются генерирующие структуры (меза–элементы, кристаллы, диоды и схемы) на эффекте Ганна (ГСГ). Во всем многообразии шумовых характеристик ГСГ наиболее неисследованными являлись низкочастотные токовые шумы (НТШ) на кристаллах и режим генерации СВЧ–шума на диодах Ганна [2,3]. Полезное использование этих характеристик затруднено отсутствием приемлемой теории, учитывающей структурно-геометрические параметры, и достаточно надежных методов контроля шумовых характеристик.

Была разработана зондовая методика [4,5], позволяющая осуществлять воспроизводимый контроль НТШ от меза–элементов на пластине до готовых диодов и, следовательно, оценить динамику изменения НТШ для всех процессов технологического цикла изготовления ГСГ. В отличие от обычно проводимых измерений при комнатной температуре исследования проводились при пониженной температуре -20^0 С, что повышает чувствительность и расширяет возможности метода.

Основным объектом изучения шумовых характеристик служили генерирующие структуры, изготовленные из арсенида галлия и, частично, – фосфида индия. В качестве основных исследуемых параметров использовались длина активной области L в мкм, концентрация основных носителей n_0 в $см^{-3}$, диаметр катодного контакта D в мкм. Измерения тысяч генерирующих структур Ганна (диодов, кристаллов, меза–структур) выявили спектр типа F^{-1} с более или менее выраженной генерационно-рекомбинационной составляющей со спектром лоренцевского типа и в области высоких частот – дробовой шум. Дополнительные исследования для частот ниже 20 Гц показали, что спектр типа F^{-1} сохраняется до частот 10^{-1} Гц.

Расчет зависимости уровня НТШ от толщины активного слоя проводился в предположении однородности образца по шумовым свойствам и разбиении длины L всего образца на m одинаковых слоев. Считалось, что флуктуации напряжения в каж-

дом слое возникают в результате флуктуации удельного сопротивления ρ, одинаковой в пределах слоя Δx. Проводя суммирование, получаем зависимость $\overline{\Delta U^2} = I^2\overline{(\Delta\rho)^2}L^2$. Экспериментальная проверка проводилась на арсенидогаллиевых структурах с диаметрами 100-200 мкм с различными L – от 4 до 15 мкм. Структуры изготавливались на одной пластине, полученной в едином технологическом цикле. Экспериментальные данные близки к расчетным зависимостям, причем с увеличением диаметра катодного контакта уровень НТШ уменьшается и для малых L наблюдается насыщение НТШ, которое определяется влиянием областей структуры вблизи контактов. Зависимость уровня НТШ от диаметра катодного контакта рассчитывалась на основе модели, предложенной Воробьевым М.Д. [6], согласно которой флуктуации тока возникают из-за модулирующего влияния флуктуации заряда на боковой поверхности ГСГ. С учетом пуассоновского распределения флуктуаций плотности заряда N_{ss} флуктуации тока записываются в виде

$$\overline{\Delta I^2} = \frac{16N_{SS}I^2}{\pi D^3 n_0^2 L}, \qquad (1)$$

то есть спектральная плотность токового шума $S_i \sim D^{-3}$. Экспериментальная проверка партии ГСГ, изготовленных из одной арсенидогаллиевой пластины в едином технологическом цикле, показывает, что зависимость $S_i \sim D^{2,83}$, близка к теоретической и является подтверждением правомерности уточненной теории.

Оценка уровня шума после целого ряда операций показала, что наибольшее влияние на уровень шумов оказывают дефектность исходной структуры и дефектность, вводимая при сборке. Для модели генерации шума вблизи границы проводящих и непроводящих областей получена зависимость

$$\overline{\Delta I^2} = \frac{16N_{SS}I^2}{\pi D^2 n_0 L}\left(\frac{R}{R_0}\right)^2\sqrt{1-\frac{R_0}{R}}, \qquad (2)$$

где R_o – сопротивление в слабом поле при отсутствии непроводящих областей. Разброс шумов для ГСГ с одинаковыми сопротивлениями обусловлен различной формой непроводящего участка. Минимальная величина S_i будет в случае непроводящих участков, имеющих форму круга. Чувствительность НТШ к технологическим несовершенствам может быть повышена при переходе от измерений на фиксированной частоте к измерениям во всей полосе частот.

Вне зависимости от природы возникновения НТШ в активной области стохастизация колебаний оказывает влияние на уровень СВЧ–шумов ГСГ как в режиме усиления, так и в режиме генерации. Спектры флуктуаций НТШ и спектры флуктуаций СВЧ–частоты по форме практически совпадают. Сопоставление шумовых характеристик диодов различных диапазонов осуществлялось по формуле

$$S_f(F) = \frac{f^2}{Q_w^2 P_{ds}} - S_i(F) \qquad (3)$$

и позволяло сделать заключение, что эти шумы имеют много общего и могут быть качественно объяснены на основании одной шумовой модели, а при создании малошумящих ГСГ необходимо проводить предварительную отбраковку малошумящих кристаллов и диодов по уровню НТШ.

В случае, когда период колебаний испытывает случайные изменения в цепи нагрузки, наблюдается сплошной шумовой спектр, а если форма импульсов случайна и слабо изменяется от импульса к импульсу, то спектр имеет дискретный характер [2]. Таким образом, существует возможность получения одночастотной (ОЧГ), многочастотной (МЧГ) и шумовой (ШГ) генерации. Причем в полосе частот Δf эффективное значение шумового тока: $\Delta I^2(\Delta f) = 2\Delta f \ \Delta I^2 \tau^2/T$ и шумовой мощности: $P_ш = \Delta I^2 R/4$. Для оптимальной формы импульса тока $\Delta f \tau = 0{,}046$ в полосе частот от 1 до 3 ГГц расчетная величина мощности шума составляет $P_ш$ = 12мВт, а в экспериментах было получено $P_ш$ = 8 мвт.

Исследовались пять вариантов исполнения ГСГ и три конструкции СВЧ–контуров для получения различных спектров. Для обеспечения многодоменного режима генерации величина индуктивности ℓ нагрузки ГСГ должна удовлетворять условию $\ell > 10^{12} \Delta t^2/\Delta I \approx 10^{-11}$ Гн.

В случае использования активных элементов ГСГ в виде последовательно-параллельного соединения планарных элементов [2,4], длина активных областей L должна изменяться в соответствии с диапазоном генерации шума. Параллельная работа активных элементов ГСГ в виде сэндвич–диодов позволяет не только увеличить уровень мощности, но и повысить равномерность шумового спектра в полосе, однако при этом уменьшается предельная частота генерации шума. При уменьшении длины активной области L от 35 мкм до 5 мкм уменьшается интервал напряжений, при котором наблюдается генерация шума при сохранении отношения $U_{макгш}/U_п$ = 1,5–1,7. Важен выбор оптимальной величины L при фиксированной величине катодной неоднородности

($n_з$,$d_з$). Приведем классификацию диодов по величине неоднородности в виде трех групп, для которых режимы ШГ и МЧГ обеспечиваются различными механизмами:

$$\text{первая} - d_з << L_{дом}; \text{ вторая} - d_з >> L_{дом}; \text{ третья} - d_з = L_{дом},$$

где $L_{дом}$ – длина домена. Для первой группы ГСГ возможны ШГ и МЧГ лишь за счет обеспечения многодоменного режима в апериодических контурах с индуктивной нагрузкой при больших напряжениях смещения. Для второй группы ШГ и МЧГ наблюдаются при больших напряжениях выше порога и наблюдаются в предпробойной области. Для третьей группы ШГ обеспечивается вблизи порога и наблюдается в малой полосе частот. Проведенные широкие исследования показывают несомненное влияние частотной зависимости сопротивления контура и его добротности на спектральные характеристики генерируемых частот. Наличие флуктуационной и периодической составляющей колебаний тока наиболее важно в низкодобротных $Q < 20$ СВЧ–контурах и приводит к шумовому спектру. С увеличением добротности СВЧ–контура происходит сужение полосы шумовой и многочастотной генерации с переходом в одночастотную генерацию. Граница перехода к одночастотной генерации по величине добротности лежит в пределах $Q = 10\text{-}20$. Для контуров с $Q > 20$ многочастотный спектр возможен в случае их связи с высокодобротной многорезонансной системой, частотная характеристика которой имеет в полосе пропускания основной секции ряд максимумов или за счет модуляции ВЧ–колебаниями в цепи питания.

1. Ю.В. Андреев, А.С. Дмитриев, Д.А. Куминов. Зарубежная электроника. Успехи современной радиоэлектроники, 10, 50 (1997).

2. А.С. № 749345 от 5.12.78. Полупроводниковый генератор шума. В.И. Юрченко, В.Л. Шушкевич, Г.А. Красильникова.

3. А.С. № 450544 от 28.12.72. Генератор шума. Г.И. Айзенштат, Р.Б. Бурлаков, В.И. Юрченко, Л.Л. Люзе.

4. А.С. № 930435 от 17.09.80. Зондовая измерительная головка. В.И. Юрченко, П.Ф. Емельянович, В.Л. Шушкевич.

5. А.С. № 1269692 от 22.10.84. Зондовая измерительная головка. В.И. Юрченко, В.Л. Щербаков, В.А. Ремхе.

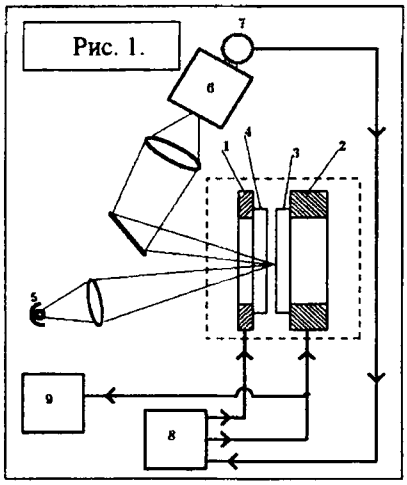
6. А.С. № 1274558 от 18.03.85. Способ контроля параметров полупроводниковых диодных структур. М.Д. Воробьев, С.М. Склизнев, Л.П. Смирнов, В.И. Юрченко.

НОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ФАЗОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНЫХ ЗЕРКАЛ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

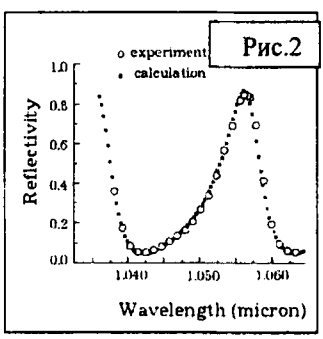
А.А. Ковалёв, О.П. Пчеляков, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Н.Н. Рубцова
Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия

Компактные лазеры, работающие в режиме ультракоротких импульсов, привлекают интерес, благодаря широкому применению в различных областях науки и техники. Для компенсации положительной дисперсии групповых задержек (ДГЗ) оптических элементов лазера в резонатор вводят компенсирующие элементы с отрицательной ДГЗ. Исторически первый тип компенсаторов ДГЗ (пара призм) в настоящее время успешно заменяется специальными зеркалами с особыми спектральными характеристиками. Известны два подхода к их конструированию: один на основе интерферометра Жира-Турнуа [1,2], второй на основе так называемых зеркал с чирпом [3] или с двойным чирпом [4]. При изготовлении таких элементов необходимо контролировать фазовые и амплитудные характеристики зеркал. Для измерения фазовых характеристик элементов лазерных резонаторов используются двухлучевые интерферометры (Майкельсона, Саньяка, Маха-Цендера) [5]. В рамках этого подхода известны разные техники: интерферометры белого света с последующим преобразованием Фурье [6], прямое измерение фазовых сдвигов в зависимости от длины волны [7]. Второй способ обеспечивает лучшую точность измерений.

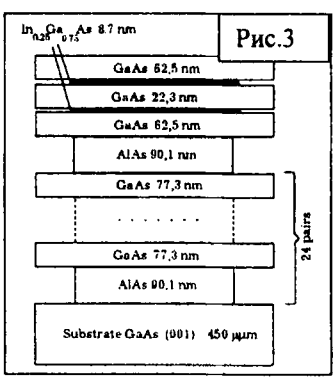
Предлагаемый новый метод основан на многолучевой интерферометрии. Он может использоваться для широкого класса лазерных оптических элементов и обеспечивает значительное увеличение спектрального разрешения и точности в измерениях фазовых характеристик. Метод использует идею отражательного интерферометра [8], уже нашедшего применение в некоторых оригинальных приборах. В данной работе предлагается отражательный интерферометр (рис.1), образованный исследуемым образцом (заднее зеркало) и тонким металлическим слоем на подложке (переднее зеркало интерферометра). Оба зеркала закреплены на пьезоэлементах. На пьезоэлемент переднего зеркала подаётся модулирующее напряжение, обеспечивающее смещение на одну десятую межмодового расстояния. Второй пьезоэлемент представляет собой биморфную пьезокерамику. Он обеспечивает линейное перемещение образца. Использован элемент без гистерезиса в диапазоне напряжений 0÷100 Вольт с чувствительностью ($\approx dl/dU = 3.378 \cdot 10^{-2}$ мкм/В).



На рис.1 цифрами обозначены: 1 - пьезокерамика, модулирующая базу интерферометра; 2 - пьезокерамика, контролирующая положение образца 3; 4 - переднее зеркало интерферометра; 5 - источник света; 6 - монохроматор; 7 - фотоприёмник; 8 - автоподстройка; 9 - цифровой вольтметр. Отражательный интерферометр (ОИ) характеризуется зависимостью отражательной способности от длины волны. На рис. 2 кружками обозначены экспериментальные данные, чёрными квадратами - расчётная отражательная способность интерферометра. Минимумы отражательной способности вблизи нуля соответствуют случаю фазового согласования [8], экспериментально реализуемому с помощью образца в виде плёнки Ni толщиной 5 нм, напылённой на кварцевую подложку; параметры плёнки n = 2.872, κ = 5.152 [9].



База ОИ равна 26.405 мкм, зеркало представляет собой напылённую плёнку алюминия с коэффициентом отражения 0.95. Фактор резкости (finess) данного ОИ оказался значительно выше, чем для двухлучевых интерферометров. Это гарантирует более точную настройку длины волны излучения в определённую часть спектральной отражательной кривой ОИ. Дальнейшее улучшение спектрального разрешения возможно при увеличении коэффициента отражения зеркала за счёт комбинации металлической плёнки с диэлектрическим покрытием.



На рис. 3 показан дизайн зеркала типа all-in-one на основе слоёв GaAs/AlAs. Это зеркало выполняет две функции в лазере с длиной волны излучения $\lambda \approx 1.06$ мкм: компенсирует ДГЗ (верхний слой исполняет роль интерферометра Жира-Турнуа с отрицательной ДГЗ) и одновременно запускает режим самосинхронизации мод с помощью насыщающегося поглотителя на основе двух квантовых ям типа GaAs/$In_{0.25}Ga_{0.75}As$/GaAs, помещённых в минимум электрического поля излучения в

структуре зеркала. Таким образом, сконструирован комбинированный элемент - так называемый элемент "всё-в-одном" (all-in-one) [10]. Зеркало было изготовлено по МЛЭ–технологии и показало способность обеспечивать режим самосинхронизации мод $Nd^{3+}KGd(WO_4)_2$ – лазера. На рис.4а показана спектральная зависимость расчётной отражательной способности и фазы разработанного комбинированного зеркала. Коэффициенты преломления и экстинкции взяты из [11], учитывались дисперсии обеих величин. Поглощение квантовыми ямами рассчитано аналогично [12], использован коэффициент преломления материала квантовой ямы 3.55.

Суть процедуры измерений заключается в определении последовательно напряжений, соответствующих максимумам отражательной способности ОИ вслед за сдвигом монохроматора в следующую точку длины волны. Фаза ОИ выглядит как $4\pi\nu l + 4\pi + \Phi(\nu) = 2\pi m$, где $\nu = 1/\lambda$ и m - порядок интерференции. Для определения абсолютной фазы необходимо знать l_0 - длину интерферометра при нулевом напряжении - и m. Величина l_0 может быть найдена по напряжению на пьезоэлементе, когда зеркала ОИ соприкасаются, но это требует идеальной плоскостности зеркал, недостижимой в нашем случае. Значения l_0 и m находились из коротковолновых измерений $\lambda \approx (0.6 \div 0.7)$ мкм, соответствующих переходам далеко от края поглощения GaAs, где $\Phi = \pi$; в этом случае рабочий порядок интерференции определялся по известной величине m в этой коротковолновой области спектра. В представленных здесь измерениях эти значения были равны $m = 33$, $l_0 = 16{,}0$ мкм. Точность толщин слоёв в all-in-one лазерном зеркале, изготовленном методом МЛЭ, контролировалась по потоку атомов и составляла 1.3 нм. Измеренные спектральные зависимости фазы (треугольники) и отражательной способности (кружки) исследуемого зеркала, показанные на рис.4б, обнаруживают отклонение от расчётов. Если учесть квадратичный чирп в коэффициенте преломления n и толщинах слоёв h, мы обнаружим, что даже вблизи подложки значения n и h заметно отличаются от тех, которые предполагались в исходном дизайне (n(AlAs) = 3.02, n(GaAs) = 3.343, h(AlAs) = 0.1.85, h(GaAs) = 0.0656). Этот факт отражают расчётные кривые на рис.4б. Причиной отклонения может быть вклад интердиффузии.

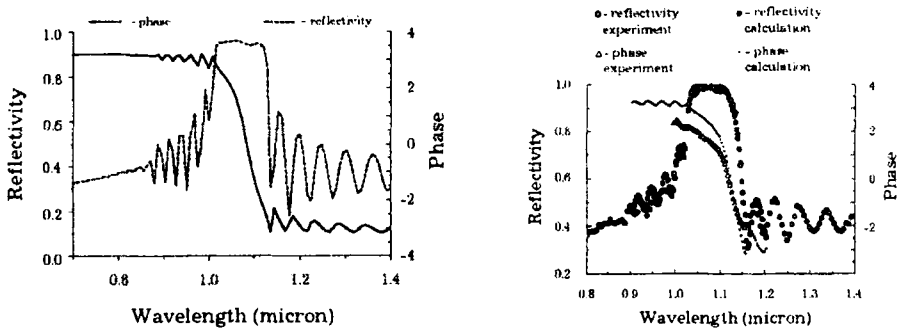


Рис.4 а (слева) и 4б (справа).

Таким образом, предложен новый метод измерения фазовых характеристик лазерного зеркала для СКИ лазеров; метод проверен и опробован на комбинированном полностью полупроводниковом зеркале. Сравнение расчётных и измеренных характеристик указывает на существенный вклад интердиффузии слоёв.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 06-02-16527.

1. F. Gires, P. Tournois. C. R. Ac. Sci. Paris, **258**, 6112 (1964).
2. J. Kuhl, J. Heppner. IEEE Trans. in Quantum Electronics, **QE-22**, 182 (1986).
3. R. Szipocs, A. Kohazi-Kis. Appl. Phys., **65**, 115 (1997).
4. F.X. Kartner, M. Matoushek, T. Schible, U. Keller, C. Heine, R. Morf, V. Scheuer, M. Tilsch, T. Tschudi. Optics Letters, **22**, 831 (1997).
5. W.H. Knox. App. Phys., **B58**, 225 (1994).
6. K. Naganuma, Y. Sakai. Optics Letters, **19**, 487 (1997).
7. M. Beck, I.A. Walmsley. Optics Letters, **15**, 492 (1997); M. Beck, I.A. Walmsley, J.D. Kafka **QE-27**, 2074 (1991).
8. Yu.V. Troitski. "Odnochastotnaya generatsiya v gasovyh laserah". Nayka: Novosibirsk, 1975.
9. Handbook of optical constants of solid, Ed. E.D.Palik Academic Press, 1985, 804 p.
10. D. Kopf, G. Zhang, R. Fluck, M. Moser, U. Keller. Optics Letters, **21**, 486 (1996).
11. S. Adachi. "Optical constants of crystalline and amorphous semiconductors: numerical data and graphical information". Kluwer Academic Publishers, 1999, 736 p.
12. D.S. Chemla, D.A.B. Miller. J. Opt. Soc. Am., **2**, 1155 (1985).

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА ОБРАТНОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ В GaAs-ВОЛНОВОДАХ

О.В. Леонтьева

Сибирский физико-технический институт, им. В.Д. Кузнецова, Томск, Россия

Существующие источники когерентного излучения расположены по частоте в оптическом диапазоне неравномерно. Так, уже длительное время остаются актуальными работы по созданию перестраиваемых лазеров в среднем ИК-диапазоне, и, тем не менее, область 4-8 μm освоена крайне слабо, а более длинноволновые лазеры имеют слишком узкие диапазоны перестройки частоты. Одним из путей решения этих проблем является использование эффекта параметрической генерации света (ПГС), частным случаем которого является рассматриваемая здесь параметрическая генерация обратной световой волны (ПГСО) [1] в нелинейных средах.

Как известно, в эффекте ПГС регенеративная связь между накачкой и параметрическими волнами осуществляется за счет внешних зеркал, тогда как при ПГСО возникает распределенная обратная связь, не требующая оптического резонатора. Поэтому эффект ПГСО очень привлекателен в плане технической реализации и хороших частотно-перестроечных характеристик, но, в свою очередь, предъявляет специальные требования к показателям преломления (двулучепреломлению) среды для обеспечения фазового согласования. Одним из кандидатов (возможно, единственным) для реализации ПГСО является GaSe, но в данном случае не решена задача механической обработки этого слоистого кристалла для получения срезов, соответствующих требуемым углам синхронизма. Однако, до сих пор не в полной мере изучена возможность использования для ПГСО другой элементной базы - нелинейно-оптических волноводов [3, 4]. Сегодня существуют технологии, позволяющие получать гетеослои и слои твердых растворов с контролируемыми составом и глубиной и, следовательно, с предопределенной модовой структурой. Отсюда следует принципиальная возможность достижения фазового согласования за счет отбора определенных типов и порядков взаимодействующих волноводных мод. Более того, разница в эффективных показателях преломления мод может достигать столь больших значений, что вклад двулучепреломления уже не будет решающим. По этой причине не следует, на наш взгляд, исключать из рассмотрения оптически изотропные материалы классов A^3B^5 и A^2B^6 с их очень большой нелинейной восприимчивостью, а наибольший интерес из них, на наш взгляд, вызывает извест-

ная, но слабо используемая в нелинейной оптике волноводная пара GaAs-ZnSe: в данном случае и технология детально разработана, и компоненты относительно дешевы, и разность показателей преломления этих материалов велика.

Выполнение модового фазового согласования для процесса параметрической генерации обратной волны предполагает, что [1,2]

$$\Delta = \omega_3 n_3^* + \omega_2 n_2^* - \omega_1 n_1^* = 0, \omega_3 = \omega_1 + \omega_2, \qquad (1)$$

где Δ - коэффициент фазового рассогласования, n^* - эффективный показатель преломления моды, а индексы 3, 2, и 1 относятся, соответственно, к накачке, параметрической обратной сигнальной и параметрической холостой волне. В общем случае профиль показателя преломления волновода $n(x)$ зависит от длины волны λ и температуры T, а для одноосных анизотропных материалов - и от поляризации (обыкновенная или необыкновенная волна) и угла θ распространения волны относительно оптической оси. Тип поляризации, соответствующий заданному направлению вектора электрического поля моды, т.е. типу моды TE или TM, определяется углами ориентации главных плоскостей волноводного слоя α_w и подложки α_s относительно плоскости падения. То есть в самом общем случае модель фазового согласования в планарных волноводах выглядит следующим образом:

$$\Delta = 0\left(\lambda_{1,2,3}; m_{1,2,3}; \mathrm{TE} \mid \mathrm{TM}_{1,2,3}; \theta, \alpha_w, \alpha_s; n(x), d\right). \qquad (2)$$

В рассматриваемом случае оптически изотропного волновода из (2) следует исключить переменные, определяющие его ориентацию. Кроме того, поскольку исследуется плоский гетероволновод, то форма профиля полагается ступенчатой с неизменным профилем показателя преломления объемного GaAs. В итоге окончательно получаем:

$$\Delta = 0\left(\lambda_{1,2,3}; m_{1,2,3}; \mathrm{TE} \mid \mathrm{TM}_{1,2,3}; d\right). \qquad (3)$$

В соответствии с постановкой задачи (3) было построено большое количество зависимостей - фазосогласованных решений $\Delta = 0$ - для различных сочетаний координат и параметров, наиболее информативные из которых представлены ниже.

Как известно [2], коэффициент поперечной пространственной связи волноводных мод имеет наибольшее значение при наименьших значениях параметра рассогласования порядков мод $M = | m_1 + m_2 - m_3 |$, и, к тому же, значение M должно быть четным. Расчеты показали, что наиболее предпочтительными являются взаимодействия с нулевыми порядками параметрических мод $0 + 0 \rightarrow m_3$, где минимальное значение m_3 зависит от условий модового синхронизма. В отсутствие двулучепреломления n^* для

ТЕ и ТМ мод отличаются слабо, но мы, тем не менее, предпочли определить наиболее выгодный тип взаимодействия, поскольку желательные параметры процесса реализуются на границе существования фазосогласованных решений (3), и даже малый вклад от изменения поляризации мод может оказаться полезным. Получено, что такими взаимодействиями являются ТМ + ТМ → ТМ и ТЕ + ТМ → ТМ.

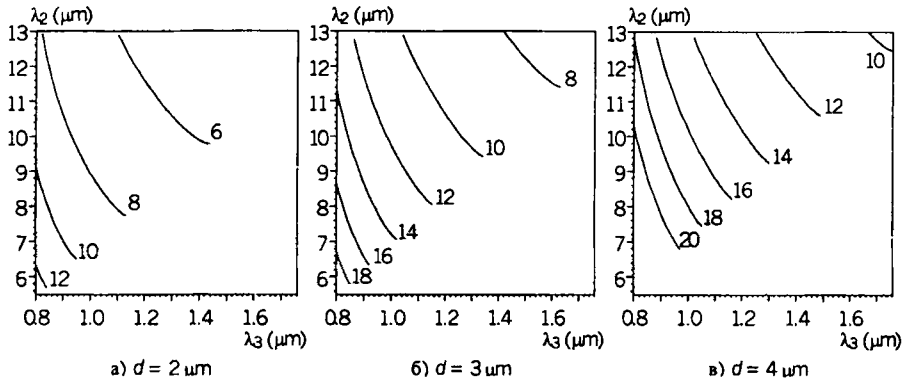


Рис. 1. Кривые модового синхронизма в координатах длин волн накачки λ_3 и обратной волны λ_2 для взаимодействия $TM_0 + TM_0 \rightarrow TM_{m_3}$ (m_3 - параметр) при различных значениях толщины d (а, б, в)

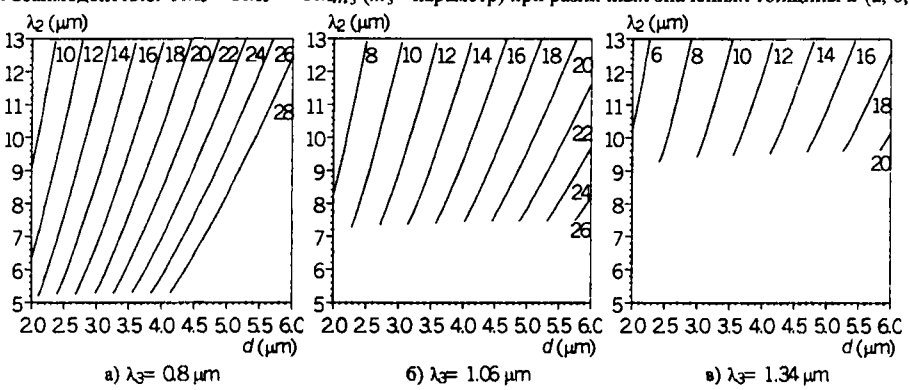


Рис. 2. Кривые модового синхронизма для взаимодействия $TM_0 + TM_0 \rightarrow TM_{m_3}$ (d - параметр) при наименьшем значении m3, существующем для всех d из рис. 1.

Расчеты показали, что фазовое согласование реализуется при относительно малых (для данного эффекта) модовых порядках, но выявлены и противодействующие факторы: так для того, чтобы обратная волна генерировалась в области 4-8 μm, следует использовать как можно меньшую длину волны накачки λ_3, но при этом одновременно увеличивается порядок моды накачки m_3. Что касается толщины волновода d, то видно, что она, безусловно, должна быть как можно меньшей и, что важнее, - контролируемой с особой точностью. Так, например, генерацию $\lambda_2 = 9$ μm при накачке $\lambda_3 = 0.8$ μm мож-

но получить на двухмикронном волноводе при моде накачки $m_3 = 10$, а на четырехмикронном - при $m_3 = 22$, что практически нереально. К длине волны накачки λ_3 таких жестких требований нет, кроме того, что при ее изменении происходит смещение границы области синхронизма в целом в длинноволновую область. Очень перспективно выглядит длинноволновая часть среднего ИК-диапазона, поскольку здесь и порядки мод относительно малы и диапазоны перестройки велики, так что выявляется возможность перекрыть большой спектральный диапазон с помощью только одного параметрического генератора обратной волны.

Таким образом, можно утверждать, что фазовое согласование для эффекта ПГСО может быть обеспечено выбором определенных типов и порядков мод в планарных нелинейно-оптических волноводах. Тем самым выявляется перспектива создания беззеркальных параметрических генераторов света с плавной перестройкой частоты в широком диапазоне, в том числе в слабо освоенной области среднего ИК-диапазона. Для конкретного волновода GaAs-ZnSe представленные здесь результаты позволяют отобрать оптимальные параметры процесса и среды для заданного диапазона генерации.

1. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики: Пер. с англ. / Под ред. С.А. Ахманова. М.: Наука, 1989.- 560 с.

2. Anderson D.B., Boyd J.T., McMullen J.D. Dielectric waveguide phase matching infrared parametric interaction. // Proc. Symp. Submillimeter Waves, MRI Series.- N.Y: Polytechnic Institute of Brooklyn Press, 1971.- V. 20.- P. 191.

3. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов: Пер. с англ.- М.: Мир, 1984.- 512 с.

4. Интегральная оптика: Пер. с англ. / Под ред. Т. Тамира.- М.: Мир, 1978.- 344 с.

ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА СТРУКТУР НА ОСНОВЕ GaAs, КОМПЕНСИРОВАННОГО ГЛУБОКИМИ ЦЕНТРАМИ

О.П. Толбанов

Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова, Томск, Россия

Введение легирующих добавок может эффективно влиять на состояние ансамбля собственных точечных дефектов в кристаллах, на особенности поведения в них дислокаций и сопутствующих примесей, что существенно расширяет возможности управляемого воздействия на свойства полупроводникового материала и структур на его основе. Так, легирование мелкими примесями регулирует тип и концентрацию носителей заряда в полупроводнике, что эффективно используется в полупроводниковом приборостроении. Существенные изменения свойств материалов наблюдаются при легировании нетрадиционными примесями, образующими глубокие уровни в запрещенной зоне, что позволяет воздействовать на время жизни носителей заряда и регулировать степень компенсации электрически активных центров. Можно предположить, что в ближайшем будущем всё большее значение будут приобретать методы сложного легирования с использованием как традиционных, так и нетрадиционных легирующих примесей. В данной работе, на примере арсенида галлия, компенсированного примесями с глубокими уровнями, показана роль глубоких центров в изменении свойств материала и структур на его основе.

К группе нетрадиционных химических примесей следует отнести элементы, создающие в полупроводниках энергетические уровни, отстоящие от краёв зон разрешенных энергий на величину, сравнимую по порядку с шириной запрещенной зоны (E_g), так называемые глубокие центры. Примером таких примесей являются переходные элементы группы железа в A^3B^5, создающие в запрещенной зоне кристалла состояния, во многом определяемые атомными d- или f-состояниями примеси. Однозначно установлено, что 3d-примеси переходной группы Fe (Fe, Cr) в A^3B^5 растворяются в узлах подрешетки элемента A^3 и являются глубокими акцепторами.

Применение полупроводниковых материалов с d-примесями (GaAs<Cr>, GaAs<Fe>) в твердотельной электронике базируется на двух специфических эффектах. Первый эффект связан с компенсацией. Если в A^3B^5 имеются фоновые донорные ($N_{d\phi}$) и акцепторные примеси ($N_{a\phi}$) и легирующие мелкие донорные (N_d) и глубокие акцепторные (N_t) примеси в соотношении: $N_t > N_d > (N_{a\phi}-N_{d\phi})$, фоновые примеси частично

компенсируют друг друга, а электроны от оставшихся фоновых и мелких доноров компенсируют уровни узельных d-примесей. Например, в системе GaAs<Cr>, Cr диффундирует как межузельный атом. Встреча с вакансией галлия $Cr_i+V_{Ga}\rightarrow Cr_{Ga}$ закрепляет хром в галлиевом узле с тетраэдрическим окружением мышьяковых лигандов. Каждый атом галлия в GaAs должен отдать три внешних электрона (состояние свободного атома галлия $4s^2\ 4p^1$) на образование связи. Поэтому, по сравнению с конфигурацией $3d^5\ 4s^1$ для свободного атома Cr, ион Cr_{Ga} имеет структуру $3d^3$ и это соответствует его "нейтральному" состоянию. Электроны в компенсированных d-атомах Cr приобретают электронную структуру $3d^4$, что соответствует "отрицательно" заряженному состоянию примеси Cr. Оставшиеся нескомпенсированные атомы Cr по-прежнему будут в состоянии $3d^3$. Именно они будут поставлять дырки в валентную зону, но концентрация дырок будет мала из-за большой энергии ионизации d-атомов, $(E_{Cr} - E_v) \approx 0{,}76$ eV,. Аналогичную картину мы будем иметь и для системы GaAs<Fe>, $(E_{Fe} - E_v) \approx 0{,}5$ eV. Следовательно, материал с таким двойным легированием будет чрезвычайно высокоомным. Следует разделить два случая. Первый - $N_t > N_d > (N_{a\phi}-N_{d\phi})$, - при котором высокоомный слой будет иметь p-тип проводимости, и второй – $N_d > N_t > (N_{a\phi}-N_{d\phi})$, - при котором электроны с донорных центров полностью компенсируют уровни узельных d-примесей и высокоомный слой имеет n-тип проводимости.

Второй эффект связан со случайным характером распределения атомов примесей в кристалле. Так как в единой термодинамической системе (кристалле) уровень химического потенциала выравнивается, то края энергетических зон приобретают «гофрированный» вид [1]. В результате электроны и дырки в своих зонах оказываются пространственно разделёнными. Поскольку их рекомбинация «непрямым» переходом затруднена, то они в таком неравновесном состоянии будут находиться долго, пока принудительным образом их не перевести в положение для «прямой» рекомбинации. Время жизни неравновесных носителей (τ) увеличивается по закону: $\tau = \tau_o \cdot \exp(\Delta E/kT)$, где τ_o - время жизни в материале до легирования; ΔE-среднее значение высоты барьера для рекомбинации. Эффект гигантского увеличения времени жизни может наблюдаться лишь в материале, сильно легированном и одновременно сильно компенсированном. Так в системе GaAs<Te,Cr> величина $\Delta E \cong 0{,}15$ эВ, и время жизни при 300 К возрастает до $\approx 0{,}1$-1 мкс.

Варьируя тип легирующих примесей, а также уровень легирования и градиент концентрации примесей, можно в широких пределах изменять электрофизические ха-

рактеристики и свойства высокоомных слоёв [2]. Например, возможно понижение электропроводности GaAs до величины, меньшей собственной, и увеличение времени жизни до 0,1 мкс. Это обстоятельство может быть использовано для создания полупроводниковых структур и приборов с новыми свойствами.

Разработка и исследование многослойных структур, электронные свойства которых определяют примеси с глубокими уровнями (d-примеси в GaAs), открывает перспективы использования их для создания чувствительных элементов различного назначения и устройств функциональной электроники. Многообразие электронных свойств, наблюдаемых в исследуемых структурах и ожидаемых на этом перспективном научном направлении, связано, прежде всего, с изменением зарядового состояния глубоких примесных центров. Управление процессом перезарядки глубоких примесных центров позволит в будущем создавать элементную базу микро- опто- и функциональной электроники, превосходящую по совокупности параметров известные аналоги [3].

Структуры имеют высокую чувствительность к различным внешним воздействиям, что используется нами при создании квантово-чувствительных сенсоров, а увеличение времени жизни открывает возможности создания ячеек памяти ЭВМ нового поколения, в которых запись сигнала задаётся светом с $h\nu \geq E_g$, а его стирание – светом с $h\nu \geq \Delta E$. Изменение зарядового состояния глубоких центров в пределах области пространственного заряда электронно-дырочного перехода и формирование в сильных электрических полях волн ударной ионизации – перспективны для разработки элементов функциональной и силовой импульсной электроники.

С использованием высокоомных структур из арсенида галлия, компенсированного Fe или Cr, создана серия оригинальных полупроводниковых приборов, по совокупности основных параметров превышающих известные аналоги: сверхбыстрые электронные ключи, фотоприёмники и детекторы ионизирующих излучений.

Разработаны и созданы промышленные образцы электронных управляемых ключей, S–диодов и S–диодов с управляющим электродом, используемых в силовой импульсной технике для формирования больших перепадов напряжения до 1 кВ и силы тока до 50А за время (40–200) пс, с частотой срабатывания до 20 МГц. Приборы работоспособны в качестве формирователей импульсов тока в режиме пассивного релаксатора и режиме обострения.

Разработаны фотоприёмные элементы видимого и УФ–диапазонов спектра с пороговой чувствительностью в спектральном диапазоне (0,2–0,4) мкм, достигающей (10^{-15}-10^{-16}) Вт/Гц$^{1/2}$.

Созданы опытные образцы координатных микрополосковых и пиксельных детекторов счёта заряженных частиц и квантов рентгеновского и гамма–излучений. Разработаны детекторы различной модификации для получения изображений в потоке квантов ионизирующего излучения. Детекторы представляют монолитную интегральную схему, имеющую размеры до (50×50×1,0) мм^3, вдоль одной из сторон которой сформировано до 1024 элемента с шагом 50 мкм, каждый из которых содержит автономную RC–цепочку для подачи напряжения смещения и съёма информации на предусилитель. Микрополосковые детекторы имеют координатное разрешение ≅14 мкм и обладают повышенной радиационной стойкостью. Созданы полупроводниковые структуры резистивного типа с толщиной чувствительного слоя до 1 мм и опытные образцы детекторов для формирования изображения в режиме счёта единичных квантов ионизирующего излучения, обладающие высоким контрастом и пространственным разрешением.

1. Shklovsky B.I., Efros A.L., Electronic Characteristics of Doping Semiconductors, Moscow, "Science", 1979, 216 p.
2. Milnes A.G., Deep Impurities in Semiconductors, A.Wiley-Interscience Publication, J.Wiley & Sons, 1973, 562 p.
3. Budnitsky D.L., Khludkov S.S., Tolbanov O.P. Russian Physics Journal, 1995, v.38, №8, p.108.

АРСЕНИДОГАЛЛИЕВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ МАММОГРАФИИ

Г.И. Айзенштат,[1] М.А. Лелеков[2], В.А. Новиков[2], Л.П. Пороховниченко[1],
Д.Г. Прокопьев[2], О.П. Толбанов[2], А.В. Тяжев[2], Л.Г. Шаповал[1]
(1) ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск, Россия,
e-mail: ayzen@mail.tomsknet.ru;
(2) Томский государственный университет, Томск, Россия

В медицинских системах рентгеновского контроля важнейшей задачей является максимальное снижение дозовой нагрузки на пациентов. Особо остро эта задача стоит в маммографии [1]. Целью работы явилась разработка рентгеновских детекторов на арсениде галлия для цифровых маммографов с прямым преобразованием энергии квантов в заряд. Такие детекторы должны иметь 100%–эффективность регистрации квантов, высокое пространственное разрешение (не хуже 5 пар линий на миллиметр), динамический диапазон не хуже 200.

В статье [2] нами впервые была продемонстрирована успешная работа координатного рентгеновского детектора на основе полуизолирующего арсенида галлия, компенсированного хромом (GaAs(Cr)), в составе цифровой малодозовой рентгеновской установки. Первоначально сама возможность использования таких детекторов в малодозовых цифровых аппаратах требовала серьёзного обоснования, поскольку в данных детекторах, во-первых, осуществлялся сбор только электронов (дрейфовая длина для электронов на два порядка больше, чем у дырок), во-вторых, темновые токи при комнатных температурах были сравнительно велики, что затрудняло стыковку детекторов с имеющейся электроникой.

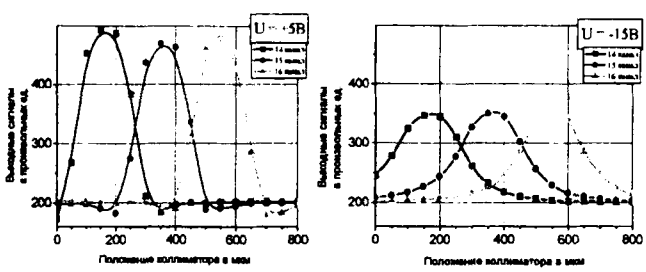


Рис.1. Форма выходных сигналов в трех соседних каналах детектора в зависимости от полярности напряжений на стрипах

Теоретические расчеты показали, что для эффективной работы детектора, в котором собирают носители заряда только одного знака, потенциал микрополосков должен быть противоположен по знаку этому заряду [3]. В проведенном нами эксперименте рентгеновские лучи проходили сначала через коллиматор размером 70 мкм, который перемещался вдоль детектора.

Затем ионизирующее излучение попадало в каждый канал. На рис.1 показаны выходные сигналы с трёх соседних каналов детектора стандартной конструкции при разных полярностях приложенного напряжения. Как видно, при отрицательном смещении, поданном на микрополоски детекторов, выходной сигнал практически в два раза меньше, при этом существенно хуже «развязка» между каналами. В детекторах из GaAs(Cr) необходимо изменить полярность по сравнению с кремниевыми детекторами, а это требует переработки специализированных микросхем, поскольку существующая электроника, разработанная для кремниевых детекторов, рассчитана, как правило, на другую полярность. Эту проблему можно решить, если изменить конструкцию детектора, а именно, отделить каналы в координатном детекторе друг от друга узкими щелями. Пример такой конструкции показан на рис.2, где показано сечение детектора, имеющего шаг 200 мкм. Щели в полупроводнике выполнены узкой фрезой с толщиной диска 25 мкм и последующим травлением. Именно такое решение использовалось нами в дальнейшем при создании координатных детекторов.

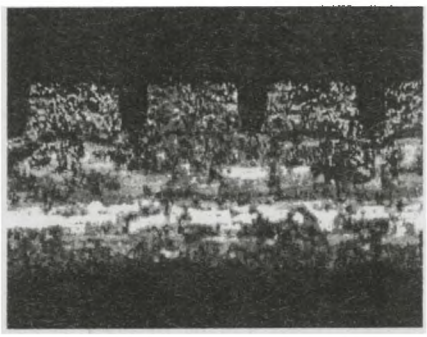


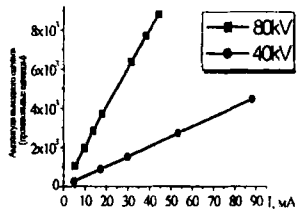
Рис.2. Сечение GaAs-детектора с разделёнными каналами

Решение второй проблемы, связанной с уменьшением темнового тока в каналах детектора, велось по двум направлениям: а) разрабатывались структуры, работающие без приложенного напряжения в фотовольтаическом режиме, б) велись целенаправленные исследования по созданию материала с высоким временем жизни электронов.

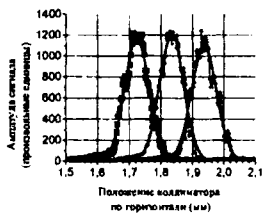
Эпитаксиальные p-i-n-структуры, компенсированные хромом, выращивались методом газофазовой эпитаксии в хлоридной системе. Легирование хромом проводилось как в процессе роста структуры, так и с использованием процессов высокотемпературной диффузии. Толщины полученных эпитаксиальных полуизолирующих слоёв равнялись 30-50 мкм. Оцененное время жизни электронов в этих структурах в ряде случаев превышало 30 нс. Причем структуры работали в фотовольтаическом режиме. Мы изготавливали детекторные структуры на 256 каналов, шаг каналов координатных детекторов равнялся 110 мкм, щели в полупроводнике создавались путём реактивного ионного травления на глубину 60 мкм, при ширине щели 15 мкм. Детектор стыковался с 256–канальным мультиплексором XL-1 фирмы Perkin-Elmer Optoelectronics. Сами детекторы помещались под углом 6° к направлению рентгеновского пучка, «вырезанно-

го» коллиматором. При таком расположении детектора можно обеспечить почти 100%–поглощение рентгеновских квантов в объёме активной области прибора, что позволяет собрать максимальный заряд. И, как оказалось, при таком расположении детектора можно резко уменьшить величину отношения сигнал-шум, но не только за счет роста суммарного собранного заряда, а и за счет увеличения амплитуды среднего собранного заряда (что не является очевидным фактом).

На рис.3 показаны некоторые экспериментальные характеристики созданных маммографов. Прежде всего, исследовалась линейность выходного сигнала от тока на рентгеновской трубке. Это чрезвычайно важная характеристика, определяющая динамический диапазон блока детектора. Можно видеть, что линейность характеристики сохраняется при 20–кратном превышении номинального тока и 300–кратном изменении заряда. В эксперименте также исследовалась «форма» каналов при горизонтальном перемещении 70 мкм – коллиматора. Из представленных характеристик рис.3 видно, что соседние каналы практически независимы друг от друга (необходимо учесть, что коллиматор имел окно 70 мкм). Эксперименты показали, что детекторы, работающие в фотовольтаическом режиме (с пикоамперными темновыми токами), идеально стыкуются с чипами электроники, предназначенными для кремниевых детекторов.



а)



б)

Рис.3. Характеристики маммографа.
а) Зависимость амплитуды сигнала в канале от тока на рентгеновской трубке,
b) «форма» соседних каналов детектора.

При разработке детекторов из монокристаллического материала мы исходили из следующего. Для детектора, в котором поглощается 90% квантов, а максимальное время дрейфа в электрическом поле в два раза меньше времени жизни электронов, объёмный темновой ток в канале детектора примерно равен: $I_{dark} = \frac{ep\mu_p V}{0{,}05\mu_n\tau_n}$, где e - заряд электрона, p – концентрация дырок в полуизолирующем материале, μ_p, μ_n – подвижности электронов и дырок, $V = 3h^2/\alpha$ – объём канала детектора, h - шаг канала, α – коэффициент поглощения арсенида галлия, зависящий от энергии квантов, τ_n - время жизни электронов. Следовательно, для уменьшения величины темного тока следует максимально увеличить время жизни электронов и максимально уменьшить объём канала

детектора. В маммографии используют рентгеновское излучение с энергией квантов до 30 кэВ, коэффициенты поглощения в этом диапазоне велики, а шаг каналов мал и не должен превышать 100 мкм. Поэтому в детекторах легко удается реализовать предельно малые объёмы активной области. С другой стороны, разработан полуизолирующий арсенид галлия (GaAs(Cr)) с высоким временем жизни электронов порядка τ_n = 15 нс, что является недостижимой величиной для нелегированного материала, компенсированного EL2-центрами. В реально созданных детекторах, темновой ток в канале при комнатной температуре равнялся 150 пА. При подключении детектора к интегратору, в рабочем режиме величина заряда, накопленного от темнового тока за 1 кадр, не превышала 3 % от максимального заряда.

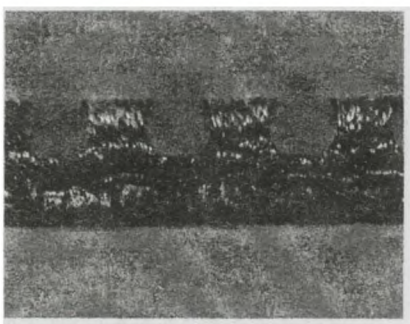


Рис.4. Фотография фрагмента изготовленного кристалла детектора.

Детектор, созданный из монокристалла, конструктивно отличался от известных конструкций. Он состоял из двух кристаллов арсенида галлия со 128 каналами, снабженными своими металлическими контактами. Фотография фрагмента кристалла показана на рис.4. В идентичных кристаллах каналы созданы с шагом 200 мкм, при этом ширина активной области канала 100 мкм. Кристаллы устанавливались в шахматном порядке, так чтобы между двумя каналами первого кристалла находился соответствующий канал второго. Таким образом, с помощью двух кристаллов с шагом контактов в 200 мкм создавался прибор с результирующим шагом 100 мкм. В детекторах отсутствовала связь между каналами, и они обеспечивали пространственное разрешение 5 пар линий на миллиметр (рис.5).

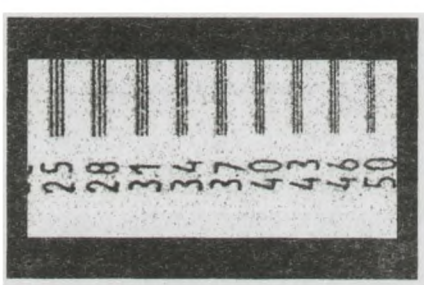


Рис.5. Изображение миры с 5 парами линий на миллиметр

1. J.G. Yorker, L.S. Jeromin, D.L Lee, et al. Proc. SPIE, **4682**, 21 (2002).
2. G.I. Ayzenshtat, E.A. Babichev, S.E. Baru et al. Nucl. Instr. and Meth., **A509**, 268 (2003).
3. G.I. Ayzenshtat, M.V. Bimatov, O.P. Tolbanov, A.P. Vorobiev // Nucl. Instr. and Meth.-2003.-A509, –P.52-55.

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И ДЕТЕКТОРНЫЕ СВОЙСТВА АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ, ВЫРАЩЕННОГО ИЗ РАСТВОРА-РАСПЛАВА

Ю.П. Козлова[а], Е.П. Веретенкин[а], В.Н. Гаврин[а], А.В. Калихов[а], А.В. Говорков[б], А.В. Марков[б], А.Я. Поляков[б], Н.Б. Смирнов[б], Е.М. Вербицкая[в], В.К. Еремин[в], Т.Дж. Боулс[г]

(а) Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия,

e-mail: jpkozlova@rbcmail.ru;

(б) ФГУП «Гиредмет», Москва, Россия;

(в) Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С. Петербург, Россия;

(г) Лос-Аламосская Национальная Лаборатория, Лос-Аламос, США

Для создания детекторов слабоионизирующих излучений на основе GaAs необходимо использовать объемные кристаллы с пониженной концентрацией собственных и примесных дефектов и высоким удельным сопротивлением. Метод выращивания кристаллов арсенида галлия из раствора-расплава (SSD – synthesis solite diffusion) при пониженных температурах может быть использован для повышения их структурного качества. Целью настоящей работы являлось получение экспериментальных данных о влиянии температуры кристаллизации на концентрацию собственных дефектов, определяющих электрофизические и детекторные свойства SSD GaAs, выращенного в температурном интервале 990 – 1160 °C.

Кристаллы GaAs выращивались на затравку с ориентацией <100> в кварцевых тиглях и тиглях из пиролитического нитрида бора (pBN), помещаемых в запаянную кварцевую ампулу [1]. Скорость перемещения ампулы с тиглем в фиксированном температурном профиле составляла 0,1-0,5 мм/ч в зависимости от температуры выращивания. Исследование структуры полученных слитков GaAs показало, что оптимальными с точки зрения кристаллического совершенства являются температурные градиенты 25 и 15 °C/см в области затравки и раствора-расплава, соответственно.

Исследования зависимости электрофизических параметров SSD GaAs от условий выращивания в интервале 990 – 1160 °C показали, что нелегированные кристаллы, выращенные в pBN-тиглях, имели электропроводность p-типа и значения удельного сопротивления от 1 до 10^5 Ом·см, причем в узком температурном интервале 1010–1160 °C кристаллы являлись высокоомными с удельным сопротивлением 10^4 – 10^5 Ом·см.

Кристаллы SSD GaAs, выращенные в кварцевых тиглях, характеризовались изменением типа проводимости: образцы, вырезанные из областей, близких к границе затравка-кристалл, имели p-тип проводимости. По мере удаления от затравки, концентрация дырок падала и «хвостовые» сечения слитков были полуизолирующими с n-типом проводимости. Такие образцы представляют наибольший интерес для использования в детекторах ионизирующих излучений. Исследования температурной зависимости фотопроводимости этих образцов, проведенные ранее [1], показали существенно более высокую фоточувствительность SSD-образцов по сравнению со стандартным LEC GaAs.

Исследование глубоких дефектных центров в кристаллах GaAs проводили посредством измерений темнового тока и емкости при различных частотах, а также методами фотоэлектрической релаксационной спектроскопии (PICTS) и нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS).

Определенные из температурных зависимостей темнового тока энергии активации доминирующих ловушек носителей заряда SSD GaAs p-типа проводимости находились в интервале 0.1 – 0.4 эВ. На спектрах PICTS исследованных образцов (рис.1) наблюдались ловушки с энергиями активации 0.07-0.12 эВ, 0.25-0.29 эВ и 0.4-0.45 эВ. Известно, что собственный точечный дефект Ga_{As} создает два акцепторных уровня в запрещенной зоне GaAs: E_v + 0.077 и 0.2 эВ, а так называемый A-дефект (E_v + 0.4 эВ) является характерным для LPE-слоев, выращенных в условиях избытка Ga, и может быть связан с вакансией As.

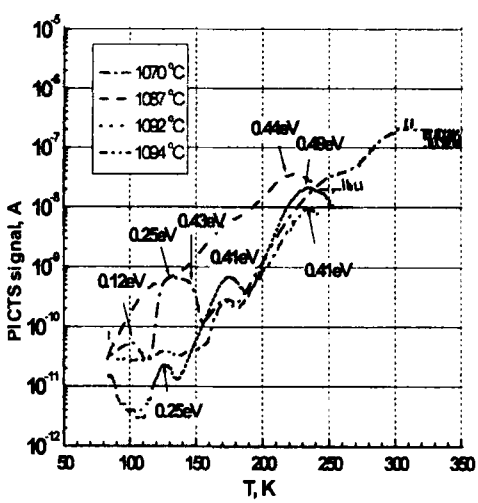


Рис. 1. PICTS спектры SSD-образцов p-типа проводимости.

Спектры DLTS низкоомных образцов p-типа проводимости характеризовались наличием акцепторных ловушек с энергией активации 0.41 эВ и 0.65 эВ, связанных с A-дефектами и дырочным переходом с основного глубокого центра в полуизолирующем GaAs - $EL2_h$ (рис.2). На DLTS-спектре низкоомного образца n-типа проводимости, выращенного при 1044 °C с добавлением Te, наблюдались электронные ловушки EL2 (E_c-0.77 эВ) и EL5 (E_c-0.5 эВ).

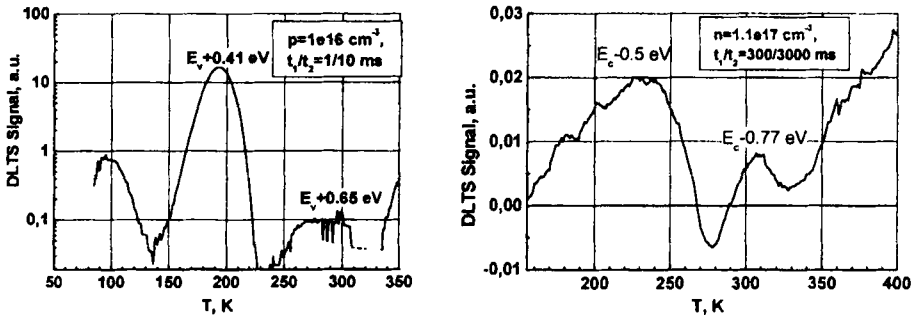


Рис.2. DLTS спектры низкоомных SSD-образцов p- и n- типов проводимости.

Оценки концентраций глубоких центров, полученные из CV измерений и DLTS спектров, показали, что основными центрами, определяющими электрические параметры исследованных образцов, являются дефектные центры EL2 и A. Их концентрации составляют $5 \cdot 10^{14}$ $см^{-3}$ и $1 \cdot 10^{16}$ $см^{-3}$ для EL2- и A-дефектов, соответственно, и демонстрируют довольно слабую зависимость от температуры роста в исследованном температурном интервале. Концентрация дефекта EL5, оцененная из DLTS спектров, оказалась на порядок меньшей величиной $\approx 6 \cdot 10^{13}$ $см^{-3}$, поэтому этот дефект не может играть заметную роль в компенсации. На температурных зависимостях емкости высокоомных SSD-образцов p-типа проводимости наблюдается существенное уменьшение «ступеньки», пропорциональной концентрации мелких акцепторов (E_v + 0.077 и 0.2 эВ), при уменьшении температуры выращивания от 1094 до 1070 °C.

Таким образом, вблизи температуры выращивания ≈ 1040 °C электрофизические характеристики нелегированных кристаллов GaAs определяются наличием акцепторного собственного A-дефекта с концентрацией $1 \cdot 10^{16}$ $см^{-3}$, частично скомпенсированного центрами EL2 и остаточными донорными примесями (в частности Si) из используемой оснастки. Легирование Te приводило к компенсации основного акцепторного центра и получению высокоомных кристаллов GaAs p- и n-типов проводимости. Для оценки детекторных свойств полученных материалов на полуизолирующих образцах n-типа проводимости толщиной ≈ 800 мкм вакуумным напылением Au были сформированы диоды Шоттки ($S = 5.6 \cdot 10^{-3}$ $см^2$).

Результаты измерения импульсного фотоотклика при переносе электронов в диапазоне напряжений 40-1000 В представлены на рис.3. Видно, что амплитуда и ширина импульсов возрастают с увеличением напряжения. С ростом обратного напря-

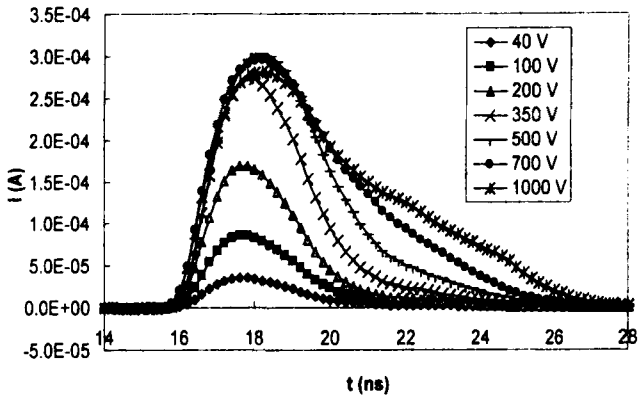


Рис. 3. Импульсный фотоотклик диодов на основе SSD GaAs.

жения происходило существенное увеличение длительности импульса, и его форма имела тенденцию к появлению плоского участка, а спад амплитуды импульса до нуля становился более резким. Аналогичные особенности наблюдались ранее на детекторах, изготовленных на стандартном ПИ GaAs, при инжекции носителей за счет подсветки. Для SSD-материала эти особенности проявлялись при отсутствии инжекции и хорошо видны при V > 500 В, при этом величина Q насыщается при напряжении 800 В, а амплитуда – при 400 В. «Уплощение» вершины импульса при его резком спаде свидетельствует о том, что в детекторе при напряжении ≈800 В происходит полное обеднение. На это указывает и достаточно резкий спад сигнала в его конечной стадии.

Моделирование импульсного фотоотклика для структур на основе SSD GaAs позволило определить величину времени жизни электронов: τ составляет 2 нс при напряжении до 500 В и возрастает до 4 нс при напряжении 1000 В, что приблизительно в 4 раза больше, чем в детекторах на основе SI-GaAs [2].

Улучшение транспортных характеристик носителей в диодах на основе SSD GaAs может быть связано как с уменьшением концентрации дефектов EL2 по сравнению с объемным LEC GaAs, так и с более высокой концентрацией равновесных электронов, захват которых на уровни $EL2^+$ приводит к оптимизации их заполнения, что аналогично воздействию стационарной инжекции электронов в p^+-i-n^+ структурах на основе LEC GaAs.

Таким образом, полученные результаты демонстрируют возможность реализовать детекторную структуру на основе n-SSD GaAs, выращенного при температуре 1040 °C, с толщиной области электрического поля ≈1 мм при приемлемой величине обратного напряжения.

1. A.V. Markov et al. Solid State Electronics, **46**, 2161 (2002).

2. E. Verbitskaya et al. Nucl. Instr. and Meth., **A439**, 634 (2000).

ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЕ ДЕТЕКТОРЫ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ НА ОСНОВЕ ЭПИТАКСИАЛЬНОГО GaAs, КОМПЕНСИРОВАННОГО ХРОМОМ

М.Д. Вилисова[a], В.П. Гермогенов[b], Е.П. Другова[c] , Д.Ю. Мокеев[a], И.В. Пономарев[b], Л.П. Пороховниченко[c], О.П. Толбанов[a], В.А. Чубирко[c]

(a) - Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова, Томск;

(b) - Томский госуниверситет, Томск;

(c) – ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск, Россия

Эпитаксиальный арсенид галлия является одним из полупроводниковых материалов для создания неохлаждаемых детекторов ионизирующего излучения, используемых в цифровой диагностической технике (медицина, контроль качества материалов, системы безопасности).

Большая толщина чувствительной (активной) области полупроводниковых детекторов излучения является одним из условий эффективной регистрации квантов излучения. Расширение толщины активной области детекторов на основе нелегированных эпитаксиальных слоев может быть реализовано либо за счет приложения обратного внешнего смещения, либо за счет снижения концентрации примеси в активном слое, при этом возможна реализация фотовольтаического режима работы детектора (т.е. режима без внешнего смещения) [1]. Современный уровень эпитаксиальной технологии не позволяет воспроизводимо получать слои с концентрацией носителей заряда ниже 10^{14} см$^{-3}$. Альтернативным путем увеличения толщины активной области является компенсация мелкой донорной примеси глубокой акцепторной, в частности, хромом [2]. Компенсация хромом может быть проведена либо в результате диффузии, либо в процессе эпитаксиального роста.

В данной работе приведены результаты исследования характеристик детекторных структур на основе компенсированных хромом эпитаксиальных слоев GaAs, работающих в фотовольтаическом режиме.

Эпитаксиальные GaAs-структуры были выращены методом ГФЭ в системе Ga–$AsCl_3$–H_2 на сильнолегированных n^+-подложках и состояли из рабочего n-слоя, легированного серой ($n \geq 1 \cdot 10^{15}$см$^{-3}$) и верхнего p^+-слоя, легированного цинком ($p^+ \geq 2 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$). Толщина n-слоя составляла 50 мкм. Компенсация рабочего n-слоя примесью хрома осуществлялась в отдельном процессе путём диффузии в потоке H_2 из слоя хрома,

напыленного на поверхность p^+-слоя детекторной структуры. Температура и время диффузии изменялись в широких пределах. Омические контакты на верхний p^+- слой и n^+- подложку наносились термическим напылением пленок Ni-Cr.

Электрофизические характеристики детекторных структур исследовались с помощью электролитического профилометра (измерения емкости контакта электролит–полупроводник), измерялись вольт-фарадные (ВФХ), вольт-амперные (ВАХ) характеристики, а также амплитудные спектры структур.

С использованием профилей концентрации носителей заряда в эпитаксиальном слое, измеренных до и после диффузии хрома, рассчитывался профиль распределения хрома. Профиль аппроксимировался функцией $N_{Cr} = N_S^{Cr} \cdot erfc\left(\frac{x}{2 \cdot \sqrt{D_{Cr} \cdot t}}\right)$, и определялись поверхностная концентрация атомов хрома N_S^{Cr} и коэффициент диффузии хрома D_{Cr}. Результаты показали, что зависимость коэффициента диффузии от температуры может быть описана законом Аррениуса $D = D_0 \cdot \exp\left(-\frac{E}{k \cdot T}\right)$ с параметром $D_0 = 3.6 \cdot 10^5$ $см^2/с$ и энергией активации E = 3,4 эВ. Полученные значения хорошо согласуются с данными, полученными в работе [3].

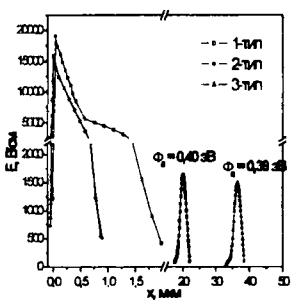


Рис.1. Рассчитанные распределения напряженности электрического поля в детекторных структурах при U = 0 В

В результате варьирования условий (температуры, времени) диффузии хрома были получены структуры следующих типов: 1- p^+-ν-n-n^+ - с низкой концентрацией электронов в компенсированном ν–слое ($n < 10^{13}$ $см^{-3}$); 2 – p^+-π-ν-n-n^+ – с частично перекомпенсированным в π–слой исходным n–слоем ($d_\pi \approx \frac{1}{2}$ $d_{слоя}$, $\rho_\pi \cong 10^8$ Ом·см); 3 - p^+-π-ν-n^+,– с перекомпенсированным n-слоем ($\rho_\pi \cong 10^8$ Ом·см).

Проведенный модельный расчет распределения напряженности электрического поля показал, что у всех компенсированных структур при нулевом смещении имеется узкая область поля (до 2 мкм) с напряженностью $E = (1,5 \div 2,0) \cdot 10^4$ В/см на границе с p^+-слоем (высота барьера Φ_0 = 0,6–1,3 эВ). В структурах типов 2 и 3, кроме этого, имеется второй максимум напряженности поля ($E \cong 1,6 \cdot 10^3$ В/см, $\Phi_0 \cong 0,4$ эВ) (рис. 1). Положение максимума напряженности поля в глубине эпитаксиальной структуры совпадает с точкой пересече-

ния профиля хрома с профилем исходной концентрации электронов. Аналогичный результат был получен в работе [4], где диффузия хрома проводилась в монокристаллический GaAs с исходной концентрацией электронов $\approx 10^{17}$ см$^{-3}$.

На рис. 2 представлены обратные ветви ВАХ исследованных структур. Их анализ показал, что обратный ток обусловлен тепловой генерацией носителей в ОПЗ, усиленной электрическим полем. При переходе от структур 1-го типа к структурам 2-го и 3-го типов за счет перераспределения электрического поля плотность обратного тока уменьшается, а пробивное напряжение возрастает.

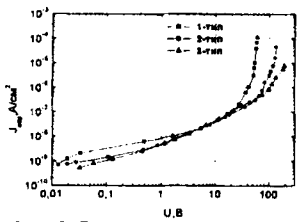


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики диодов

На рис. 3 представлены ВФХ исследованных структур. При переходе от структур 1-го типа к структурам типов 2 и 3, емкость диодов уменьшается по абсолютному значению и перестает зависеть от напряжения, что обусловлено увеличением суммарной толщины ОПЗ Ширина ОПЗ, определенная из измерений емкости структур типа p^+-π-ν-n^+ при нулевом смещении, соответствует толщине π-области ($d_\pi \approx d_{слоя}$).

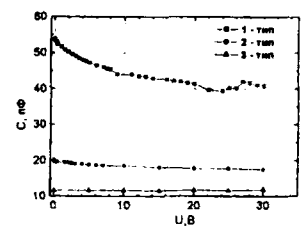


Рис. 3. Вольт-фарадные характеристики диодов

Уменьшение концентрации носителей заряда в результате диффузии хрома и соответственное увеличение суммарной толщины ОПЗ ($d_{p+\pi}$+ $d_{\pi\nu}$) способствует реализации фотовольтаического режима работы детектора. На рис. 4 представлены амплитудные γ-спектры исследованных структур от радиоактивного источника ^{241}Am при $U_{обр}$ = 0 В.

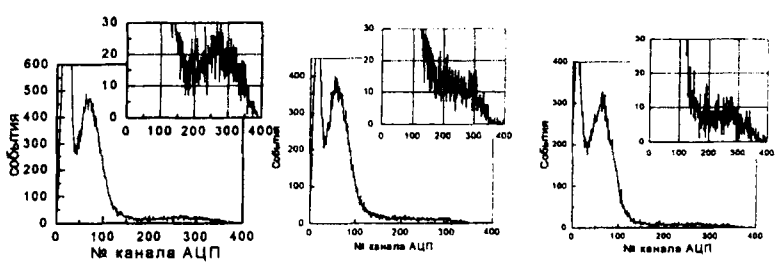


Рис.4. Амплитудный γ-спектр при $U_{обр}$ = 0 В: а) 1-тип, б) 2-тип, в) 3-тип.

Облучение γ-квантами проводилось со стороны p^+-слоя. Эффективность сбора заряда для всех структур при $U_{обр}$ = 0 В составляет 85-90 % и увеличивается до 100%

при подаче небольших обратных напряжений ($U_{обр} \leq 50$ В). С изменением типа структуры происходит некоторое изменение формы амплитудного γ–спектра. Как правило, в спектрах всех исследованных структур наблюдается пик, соответствующий регистрации квантов с энергиями (15-17) кэВ (60-70 каналы). Этот пик слабо проявляется в структурах 1-го типа в случае малой толщины компенсированной ν–области ($\leq$ 10 мкм), что связано с высоким уровнем шумов в спектрометрическом тракте из-за больших значений емкости диодов. Отличительной особенностью структур 1-го типа является наличие пика, соответствующего сбору заряда при поглощении γ-квантов с энергией 59,5 кэВ (300 канал). Подобный пик всегда наблюдается в амплитудных спектрах структур на основе нелегированных (чистых) эпитаксиальных слоев GaAs ($n \leq 10^{13}$ см$^{-3}$) и отсутствует в структурах типа 2 и 3.

Эффективность сбора заряда при регистрации α–частиц при $U_{обр} = 0$ В составляет 65–70 % для структур 1-го типа и уменьшается до 40 % при переходе к структурам типов 2 и 3. Это объясняется увеличением толщины ОПЗ до значений, превышающих максимальную глубину проникновения α–частиц.

Толщина чувствительной области ($d_{акт}$) детекторов, оцененная по амплитудным спектрам от β–источника ^{90}Sr, составляет 20-30 мкм при $U_{обр} = 0$ В. При подаче обратного напряжения $d_{акт}$ увеличивается в структурах 1-го типа и слабо изменяется в структурах 2-го и 3-го типов, емкость которых не зависит от напряжения.

Таким образом, проведенные исследования показали, что детекторные структуры на основе эпитаксиальных слоев GaAs, компенсированных хромом в процессе диффузии, могут работать в фотовольтаическом режиме. По эффективности сбора заряда они приближаются к структурам на основе чистых слоев, уступая им лишь по спектрометрическим характеристикам. Несомненным достоинством данного метода изготовления детекторных структур является хорошая воспроизводимость параметров структур и детекторов (в отличие от структур на основе чистых слоев).

1. R.A. Achmadullin, V.V. Artemov, V.F. Dvoryankin et al. // Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Research, A554, 314 (2005).

2. М.Д. Вилисова, Е.П. Другова, И.Ю. Полтавец и др. Электронная промышленность, №2/3, 53 (2002).

3. С.С. Хлудков, О.Б. Корецкая, Г.Б. Бурнашова. ФТП, 40 (9) 1025 (2006).

4. А.И. Госсен. Изв. вузов. Физика, №3, 43 (1999).

МАТРИЧНЫЙ GaAs–ДЕТЕКТОР 128×128 ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ РЕНТГЕНОГРАФИИ

А.П. Воробьев[a], С.Н. Головня[a], С.А. Горохов[a], В.В. Парахин[a], М.К. Полковников[a], Г.И. Айзенштат[b], М.А. Лелеков[b], О.Б. Корецкая[c], В.А. Новиков[c], О.П. Толбанов[c], А.В. Тяжев[c], Д.В. Бородин[d], Ю.В. Осипов[d]

(a) ГНЦ ИФВЭ, 142281, Протвино, Московская область, Россия;

(b) ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», 634034, Томск, Россия;

(c) Сибирский физико-технический институт, 634050, Томск, Россия;

(d) РТК ИМПЕКС, Москва, Россия

В работе представлены первые результаты исследования характеристик полупроводникового матричного детектора на основе арсенида галлия с числом чувствительных элементов 128x128, питчем 50 мкм и толщиной рабочей области детектора 430÷450 мкм. Исследована работа аналогового мультиплексора и системы считывания информации для использования в качестве детектирующего элемента в рентгеновских системах средних и низких энергий для медицинской техники, дефектоскопии неразъёмных соединений и неразрушающего контроля.

Микросборка, помимо детектора, включает аналоговый мультиплексор вместе с согласующей электроникой, смонтированной на текстолитовой плате и помещённой в охлаждаемый термостатированный блок с точностью поддержания температуры 0.1°C. Аналоговый мультиплексор осуществляет последовательную выдачу информации в виде уровней напряжения, пропорциональных накопленному на интегрирующей ёмкости заряду. Для сбора информации с аналогового мультиплексора разработана система сбора данных, состоящая из согласующего усилителя, быстродействующего конвейерного АЦП, статической памяти для хранения результатов измерения, блока управления выборки – хранения, оптических развязок и преобразования интерфейсов в параллельный код – USB. Микроконтроллер FT-245BM производства фирмы FTDI реализует функциональность 8-ми разрядного стробируемого параллельного порта и блока синхронизации – с одной стороны и стандартного последовательного интерфейса USB – с другой. Для хранения идентификатора системы применяется микросхема EEPROM. Питание FT-245BM – раздельное, от порта USB, что обеспечивает взаимодействие микроконтроллера с персональным компьютером при выключении системы сбора дан-

ных. В качестве источника рентгеновского излучения использовалась рентгеновская трубка РАПАН-Д-70 производства ВНИИА с управлением от персонального компьютера.

Для чтения и предварительной обработки информации был разработан пакет программного обеспечения MATRIX в среде программирования LabWindows. Программа позволяет подключиться к USB – устройству, прочитать накопленные данные, просмотреть их на экране компьютера и сохранить на жёсткий диск. Взаимодействие с микроконтроллером FT-245BM происходит через специализированный драйвер с интерфейсом программирования FTD2XX.

Первый практический результат, полученный на исследуемой системе – изображение малоконтрастных объектов. На рис.1 представлено изображение внутренней структуры операционного усилителя КР574УД2А. При внимательном рассмотрении видны тонкие проводники, соединяющие полупроводниковый кристалл и внешние металлические выводы. На рис. 2 показано изображение от тестового объекта – набора металлических (Fe) проволок толщиной 63 и 50 мкм. Металлические проволоки, имеющие высокую контрастность, ясно выделяются на общем фоне.

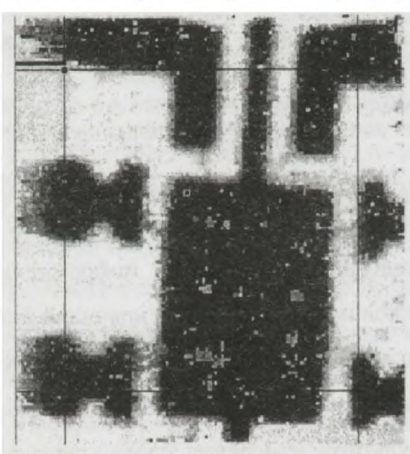


Рис.1. Изображение внутренней структуры операционного усилителя.

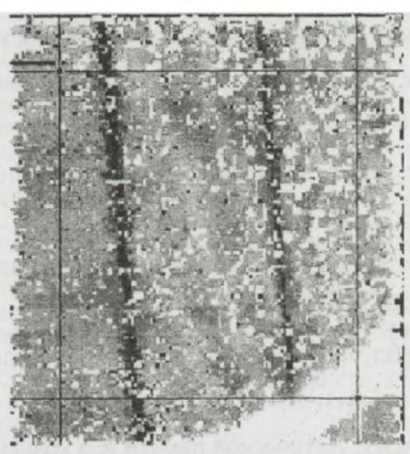


Рис.2. Изображение тестового объекта – набора двух проволок 63мкм и 50мкм.

Измерение пространственного разрешения детектора было проведено с использованием стандартной миры с набором 10, 9, 8, 5.5, 3.1 пар линий на мм. Результаты измерения пространственного разрешения представлены на рисунках 3÷6, соответственно миры 5.5, 8, 9, 10. Мы ожидали получить пространственное разрешение, равное 10 парам линий на миллиметр (питч детектора равен 50 мкм), но реальное изображение миры 10 пар линий (рис.6) показывает, что оно не достигается, предположительно, из-за деления заряда между несколькими пикселями детектора.

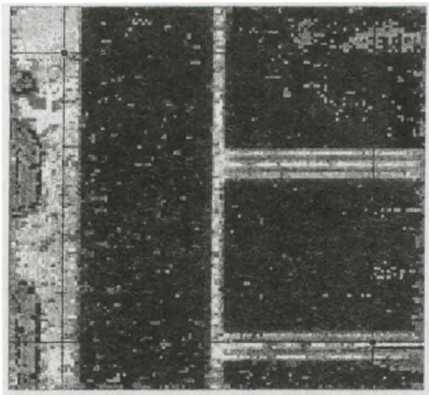


Рис. 3. Изображение миры 5.5 п.л. на мм.

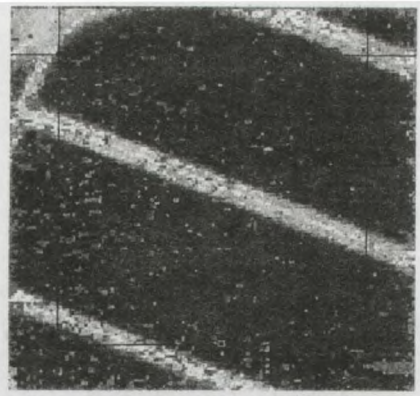


Рис. 4. Изображение миры 8 п.л. на мм.

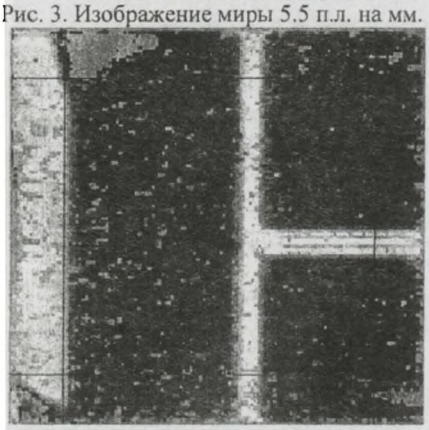


Рис. 5. Изображение миры 9 п.л. на мм.

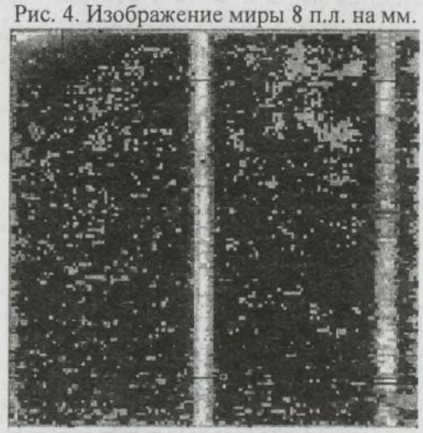


Рис. 6. Изображение миры 10 п.л. на мм.

Для измерения контрастной чувствительности исследовался градиент интенсивности при просвечивании тестового объекта на фоне специального фильтра. Отношение толщин фильтра и тестового объекта даёт величину контраста.

В процессе измерения тестовый объект располагался над поверхностью детектора и накрывался фильтром. Измерение было проведено с использованием стандартного тестового объекта с набором пластин – фильтров 3; 2; 1.5; 1 и 0.5 % из особо чистого алюминия. Тестовый объект представлял собой набор Al образцов различной формы (круглой, квадратной, треугольной), заключённый между тонкими пластинами из органического стекла. Основным фильтром также служил полированный брусок из особо чистого (>99.99%) алюминия. При измерении предельной контрастной чувствительности анодное напряжение было 70 КэВ, а анодный ток – 7 мА, расстояние между тестовым объектом и фокусом рентгеновской трубки составляло 0.5 м, согласно порядку проведения измерений для цифровых медицинских систем. Полученные результаты

представлены на рисунках 7÷10, соответственно, для объектов 1.5; 1 и 0.5 % контрастной чувствительности.

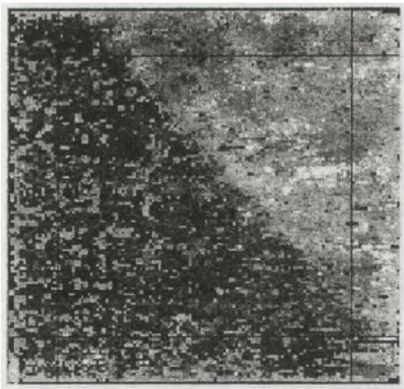


Рис. 7. Тестовый объект 1.5% контрастной чувствительности.

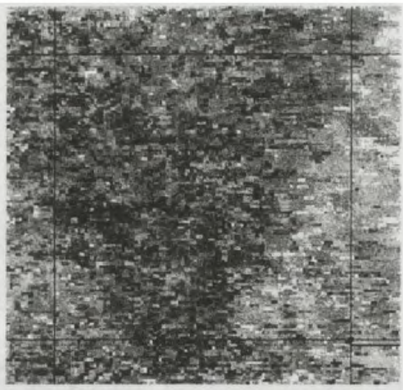


Рис. 8. Тестовый объект 1% контрастной чувствительности

Рис. 9. Тестовый объект 0.5% контрастной чувствительности.

Рис. 10. Тестовый объект 0.5% контрастной чувствительности после обработки.

Полученные результаты позволяют утверждать, что контрастная чувствительность рассматриваемого матричного детектора не ниже 1%.

Представленные результаты - лишь первые шаги на пути внедрения цифровых бесплёночных систем радиографии в практику. Полученные результаты показывают преимущества предложенной концепции построения систем с арсенид-галлиевыми детекторами, которые, благодаря высокому пространственному разрешению и контрасту, могут найти применение в промышленно выпускаемых устройствах уже в настоящее время.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и ИНТАС.

ДЕТЕКТОРНЫЙ МОДУЛЬ ДЛЯ СКАНИРУЮЩИХ СИСТЕМ РЕНТГЕНОВСКОГО КОНТРОЛЯ

Д.Л. Будницкий[a], Д.Ю. Мокеев[a], В.А. Новиков[a], О.П. Толбанов[a], А.В. Тяжев[a], М.А. Лелеков[a], И.В. Пономарев[a], Г.И. Айзенштат[b], И.И. Надреев[c], И.Ф. Нам[c], М.А. Рожнев[c], С.А. Рябков[c]

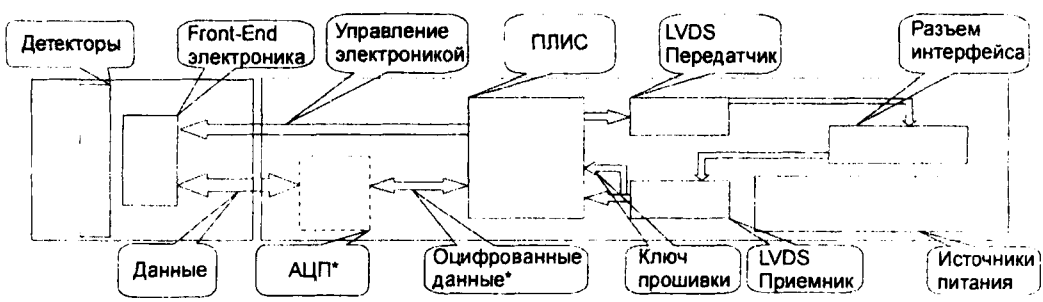
(a) Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова, Томск, Россия;

(b) ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск, Россия;

(c) ООО «РИД», Томск, Россия

При разработке рентгеновской сканирующей системы на основе арсенид-галлиевых детекторов [1] была решена задача создания детекторного модуля (ДМ), который при незначительных изменениях мог перестраиваться как на применение различных front-end чипов, так и, независимо от типа front-end чипа, обеспечивать работу по одному и тому же интерфейсу с некоторым интерфейсным блоком.

Функциональная схема ДМ, основные узлы и их взаимодействие представлены на рисунке 1. За основу была взята система неразрушающего контроля, разработанная ранее и представленная в [2].



* - АЦП может быть встроено во Front-End электронику, тогда данные в ПЛИС передаются непосредственно в цифровом коде.

Рисунок 1. Структура детекторного модуля

Детекторный модуль выполняет функции управления чипом front-end электроники и преобразования поступающей информации в цифровой код. Информация, накопленная в детекторном модуле, передается в блок интерфейсной системы (БИ) по заданному унифицированному интерфейсу.

Чтобы обеспечить наиболее легкий способ переориентации детекторного модуля на новый чип front-end электроники, в качестве центрального управляющего узла модуля применена быстродействующая ПЛИС. Поскольку большинство быстродействующих микросхем требуют загрузки после подачи питания, то применена схема, позволяющая использовать интерфейсную шину в качестве шины программирования без использования энергонезависимой памяти.

По предложенной структуре были изготовлены и испытаны детекторные модули, построенные на трех различных front-end чипах. Параметры front-end чипов приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры детекторных модулей

Чип	Кол-во каналов	Принцип работы front-end электроники	Максимальный коэфф. усиления (mV/fC)	Шум (e_{RMS})	Динамический диапазон (dB)
1	128	Интегрирующий	1	450 (C_d=25pF)	90
2	128	Интегрирующий	128	2300 (C_d=50pF)	80
3	64	Счетный	170 (C_d = 10pF)	800 (C_d=10pF)	

На рис. 2 представлена фотография одного из детекторных модулей на базе чипа, представленного в таблице 1 в первой строке. В модуле используется GaAs детекторная линейка на 128 каналов с шагом 200 мкм. Модули собраны с использованием новейших SMD–компонентов, что позволило значительно уменьшить массогабаритные показатели устройств.

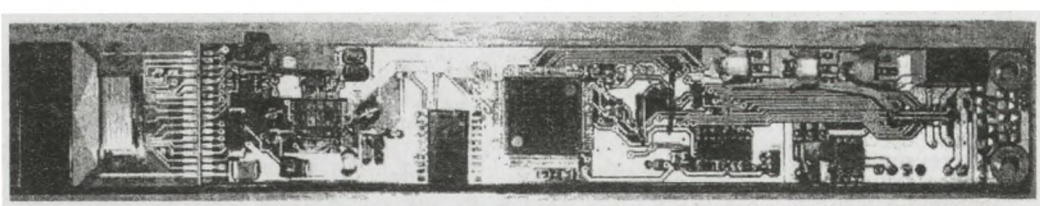


Рис.2. Фотография детекторного модуля

В настоящее время детекторные модули в составе блока детектирования системы рентгеновского контроля проходят испытания, по результатам которых они будут разделены по применениям: медицинские рентгеновские системы, системы неразрушающего контроля, рентгеновская дифрактометрия и т.д.

Основные результаты:

- отработана технология изготовления, разработана необходимая конструкторская документация, изготовлены опытные образцы детекторных модулей, способные работать как в интегрирующем режиме, так и в режиме счета единичных квантов;
- разработанный детекторный модуль может быть легко адаптирован для различных задач путем замены конфигурации детектора и соответствующего программирования ПЛИС;
- созданные детекторные модули являются основным функциональным элементом блоков детектирования для сканирующих рентгеновских систем, гамма-камер, рентгеновских дифрактометров и систем неразрушающего контроля.

1. A.V. Tyazhev, V.A. Novikov, O.B. Koretskaya, D.Y. Mokeev, O.P. Tolbanov, S.A. Ryabkov, G.I. Ayzenshtat. Radiation imaging detectors for nondestructive testing, medical, and biological applications // Scientific & Production State Enterprise "Semiconductor Devices Research Institute", "RID" Ltd, Tomsk, Russia. Hard X-Ray and Gamma-Ray Detector Physics VII. Proceeding of SPIE, Vol. 5922, 59220Q-1. 1-3 August 2005, San Diego, California, USA.

2. I.I. Nadreev, S.V. Kasyanov, S.A. Ryabkov, O.P. Tolbanov, A.V. Tyazhev. The Detected Block for Systems of Nondestroying Testing Based on the GaAs Detectors // IEEE International Siberian Conference on Control and Communications (SIBCON - 2005). Proceedings. - Tomsk : The Tomsk IEEE Chapter & Student Branch, 2005. - pp. 98-101.

P-N ПЕРЕХОДЫ НА ОСНОВЕ GaAs И ДРУГИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ $A^{III}B^{V}$ КАК ГАЗОВЫЕ СЕНСОРЫ

А.А. Птащенко[(a)], Ф.А. Птащенко[(b)]

(a) Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова, Одесса, Украина;

(b) Одесская национальная морская академия, Одесса, Украина

Наряду с поликристаллическими пленками оксидов [1] и структурами металл-полупроводник [2, 3], в качестве чувствительных элементов газовых сенсоров можно использовать p-n переходы [4, 5]. Их преимущества связаны с большой высотой потенциального барьера для носителей заряда, что ведет к низким фоновым токам [4].

Исследовано влияние паров аммиака на ВАХ прямого и обратного токов p-n переходов на основе GaAs и GaP, а также p-n гетероструктур GaAs–AlGaAs. Структура образцов описана в [4, 5]. Изучена кинетика изменения поверхностного тока при изменении состава атмосферы. Проведены двумерные расчеты модели газового сенсора на p-n переходе.

На рис. 1*а* представлены ВАХ прямого тока в p-n переходе на основе GaAs, измеренные в сухом воздухе и в присутствии паров аммиака, при различных парциальных давлениях NH_3. Адсорбция молекул аммиака ведет к существенному росту прямого и обратного токов во всех исследованных структурах. На рис. 1*б* приведены ВАХ дополнительного тока, обусловленного адсорбцией молекул аммиака. ВАХ прямого и обратного дополнительных токов были линейны. Это свидетельствует, что при адсорбции молекул аммиака возникает приповерхностный проводящий канал, который закорачивает p-n переход. Пары воды, этилена и ацетона не влияют на ВАХ p-n переходов на основе полупроводников $A^{III}B^{V}$ [4]. Такое различие можно объяснить тем, что аммиак является донором на поверхности полупроводников $A^{III}B^{V}$, а молекулы воды, этилена и ацетона не ионизируются при адсорбции.

Причиной чувствительности поверхностного тока к парам аммиака является ионизация NH_3 [4, 5]. На рис. 2 показана схема p-n перехода. Под действием электрического поля положительных ионов 2, находящихся на поверхности слоя оксида 1, искривляется обедненный слой 3 и образуется поверхностный проводящий канал 4 с проводимостью n-типа, который закорачивает p-n переход.

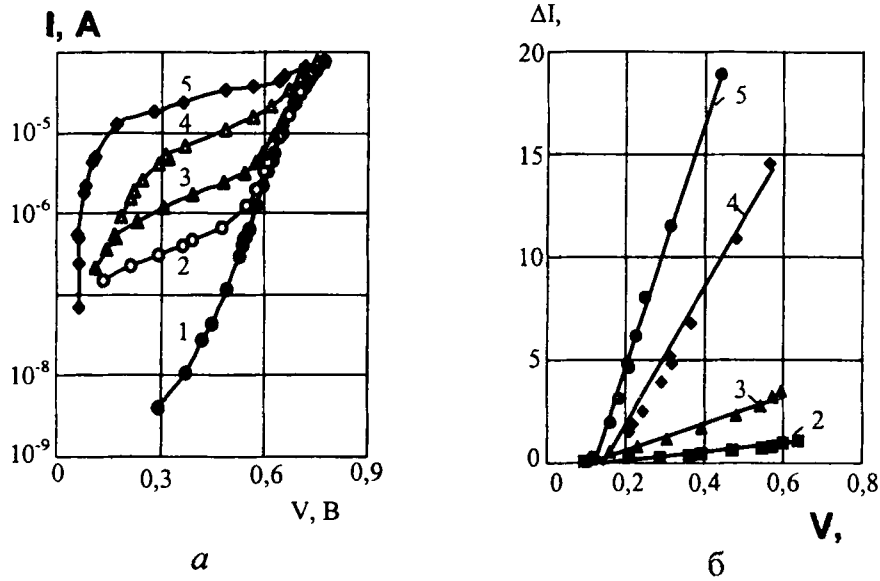


Рис. 1. ВАХ прямого тока в p-n переходе на основе GaAs (*а*) и дополнительного тока, обусловленного адсорбцией молекул NH_3 (*б*), измеренные в воздухе (1) и при различных значениях парциального давления паров NH_3, Па: 2 – 400; 3 – 800; 4 – 1500; 5 – 3000.

Зависимость наклона ВАХ дополнительного тока от парциального давления аммиака линейна, что иллюстрируется рис. 3. Это свидетельствует, что поверхностная концентрация свободных электронов в канале линейно зависит от поверхностной плотности заряда адсорбированных ионов, которая, в свою очередь, линейно изменяется с концентрацией NH_3 в окружающей атмосфере.

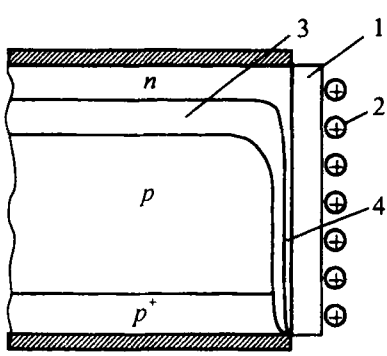


Рис. 2. Схема p-n структуры, находящейся в парах аммиака.

На рис. 4 представлена кинетика нарастания (1) и спада (2) дополнительного тока после впуска паров аммиака в сосуд, где находился образец, и их удаления, соответственно. Время нарастания сигнала до 90% стационарной величины составляло 200 с, а время спада до 10% – 30 с.

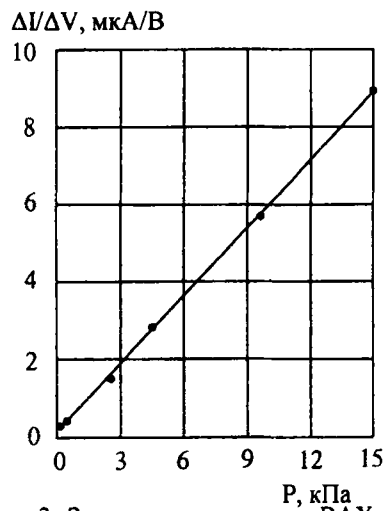


Рис. 3. Зависимость наклона ВАХ дополнительного тока от парциального давления аммиака.

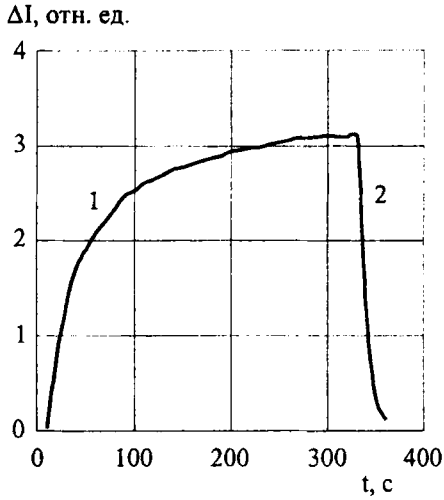


Рис. 4. Кинетика изменения дополнительного тока p–n перехода: 1 – после впуска паров аммиака; 2 – после удаления паров аммиака.

Проведены двумерные компьютерные расчеты распределения электрического поля, концентраций электронов и дырок, интенсивности рекомбинации, плотности тока и дополнительного тока в p-n переходе, обусловленного адсорбцией молекул NH_3. Использованы уравнение Пуассона для электрического поля и уравнение непрерывности для электронов и дырок, а также граничные условия для электронной и дырочной компонент тока [6]. Для напряженности поля на поверхности полупроводника использовано выражение

$$E = e/(\varepsilon_0\varepsilon)(Q_S + \Delta Q_S), \qquad (1)$$

где ε_0 – электрическая постоянная; ε – диэлектрическая проницаемость полупроводника; ΔQ_S – поверхностная плотность заряда адсорбированных ионов. Плотность заряда на поверхностных уровнях определялась как

$$Q_S = eN_S(p-n)/(p+n+2n_i), \qquad (2)$$

где N_S -поверхностная плотность данных уровней; p, n – концентрации электронов и дырок на поверхности; n_i – концентрация собственных носителей заряда.

На рис. 5 приведено рассчитанное распределение концентрации электронов в p-n структуре на основе GaAs при поверхностной плотности заряда ионов $\Delta Q_S = 1{,}1eN_S$ и $V = 0{,}6$ В. Видно, что на всей поверхности p-области создается канал с высокой кон-

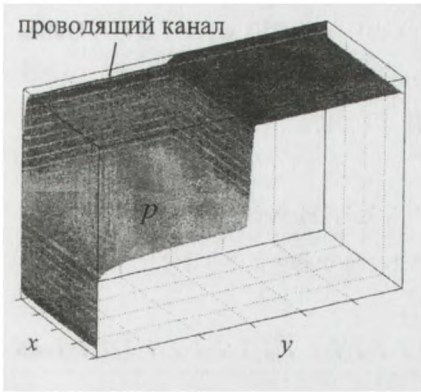


Рис 5. Распределение электронов в p–n переходе при $\Delta Q_S/Q_S = 1{,}1$; $V = 0{,}6$ В.

центрацией свободных электронов. Данный канал имеет линейную ВАХ. При $\Delta Q_S < eN_S$ такой канал лишь частично проникает в p-область, линейность ВАХ нарушается, а чувствительность резко снижается. При высоких значениях ΔQ_S сопротивление канала становится настолько малым, что величина поверхностного тока ограничивается сопротивлением растекания носителей в *n*-области и слабо зависит от концентрации аммиака в окружающей атмосфере.

Таким образом, p-n переходы на основе полупроводников A^3B^5 можно использовать как селективные сенсоры паров, молекулы которых ионизируются на поверхности кристалла, например, паров NH_3. Чувствительность сенсоров обусловлена образованием поверхностного проводящего канала с электронной проводимостью под действием электрического поля адсорбированных ионов, находящихся на внешней поверхности оксидного слоя. Поверхностный ток в p-n переходе, обусловленный адсорбцией молекул NH_3, линейно зависит от приложенного напряжения и от давления паров NH_3. Сенсоры не нуждаются в подогреве. Нижнюю границу динамического диапазона сенсора можно изменять изменением плотности поверхностных состояний, а верхнюю – изменением уровня легирования n-области.

1. М.Е. Бугаева, В.М. Коваль, В.И. Лазоренко и др. Сенсорная электроника и микросистемные технологии, **3**, 34 (2005).

2. А.И. Бомк, Л.Г. Ильченко, И.В. Ильченко и др. Укр. физ. журн., **43** (1), 125 (1998).

3. В.И. Балюба, В.Ю. Грицык, Т.А. Давыдова и др. ФТП, **39** (2), 285 (2005).

4. А.А. Птащенко, Е.С. Артеменко, Ф.А. Птащенко. Физ. и хим. тверд. тела, **2** (3), 481 (2001).

5. O.O. Ptashchenko, O.S. Artemenko, M.L. Dmytruk et al. Photoelectronics, **14**, 97 (2005).

6. A.A. Ptashchenko, F.A. Ptashchenko. Proc. SPIE, **3182**, 145 (1997).

ГАЗОЧУСТВИТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СЛОЕВ НА GaAs, ПОЛУЧЕННЫХ ТЕРМИЧЕСКИМ ОКИСЛЕНИЕМ В ПРИСУТСТВИИ СОЕДИНЕНИЙ – АКТИВАТОРОВ

И.Я. Миттова, В.Ф. Кострюков, Е.К. Салиева
Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия,
e-mail: inorg@chem.vsu.ru

Загрязнение природы продуктами жизнедеятельности человека делает неотложной проблему контроля состояния окружающей среды. Эту проблему невозможно решить без наличия недорогих, экономных и надежных датчиков токсичных и взрывоопасных газов. Для разработки датчиков газов необходимо создание высокочувствительных сенсорных слоев с заданными физическими свойствами. Активные научные и технологические исследования, связанные с различными газовыми датчиками, стимулируются потребностями экологического мониторинга, контроля технологических процессов, аналитического обеспечения техники безопасности и т.д.

Цель работы заключается в исследовании влияния термических процессов на газочувствительные свойства тонких оксидных пленок, полученных окислением под воздействием, и установлении возможности их использования в качестве сенсорных слоев твердотельных датчиков газов.

Объектами исследования выбраны тонкие оксидные пленки, выращенные на арсениде галлия марки САГ-2К ориентации (111) n-типа проводимости с концентрацией носителей заряда $2 \cdot 10^{17}$ $см^{-3}$ под воздействием оксида висмута (III) и оксида свинца (II).

В качестве основного метода получения оксидных пленок был использован метод термического окисления. Пленки получали в кварцевых реакторах в печи с резистивным нагревом. Измерение удельного сопротивления образцов оксидных пленок осуществлялось четырехзондовым методом на установке ЦИУС-4.

Элементный состав слоев, полученных под воздействием Bi_2O_3 и PbO, определяли методом рентгенофлуоресцентного анализа.

Время окисления пластин арсенида галлия было выбрано на основании ранее проведенной работы [1], в результате которой было показано, что именно при таких температурах – 515 и 530°С и, соответственно, времени окисления 40 минут толщина

образующихся пленок находится в интервале 195–210 нм для Bi_2O_3, и 162–180 нм для PbO.

Необходимость таких значений толщин определяется использованием 4–зондового метода измерения удельного сопротивления. Содержание хемостимуляторов составляет не более 3 атомных %. Именно такое количество хемостимулирующих добавок необходимо для определения газовой чувствительности [2].

Если сопротивление пленки в чистом воздухе $R_в$, а сопротивление пленки в исследуемой смеси $R_г$, то газовую чувствительность можно представить как отношение сопротивления пленки на воздухе к сопротивлению пленки в газе:

$$S_г = \frac{R_в}{R_г}.$$

Используемое значение $S_г$ не может быть меньше единицы.

Концентрацию газа можно определить методом контролируемого разбавления. Использовалась методика пересчета концентрации жидкого вещества (например, ацетона, изопропилового спирта, аммиака) в концентрацию газообразного вещества при испарении его в замкнутом объеме. В основу перерасчета положено уравнение Менделеева-Клапейрона.

Графическое изображение газовой чувствительности образцов, полученных под воздействием PbO и Bi_2O_3, в атмосфере аммиака приведено на рис. 1 и 2, а в атмосфере этилового спирта – на рис. 3 и 4.

Таким образом, из температурных зависимостей отношения сопротивления пленок, полученных окислением GaAs под воздействием PbO и Bi_2O_3, на воздухе к сопротивлению пленок в парах исследуемого вещества в воздухе экспериментально найдены оптимальные рабочие температуры газочувствительного слоя: для пленок, полученных под воздействием PbO, 225°C – для паров этанола в воздухе; 140°C – для паров аммиака в воздухе; для пленок, полученных под воздействием Bi_2O_3 – 250°C для паров этилового спирта в воздухе, для паров аммиака в воздухе – 225–260°C.

Газочувствительные слои характеризуются хорошей динамикой, время установления равновесия в системе пленка – исследуемый газ составляет 5–10 минут в интервале концентраций 100–2000 ppm (0,01–0,2 об.%).

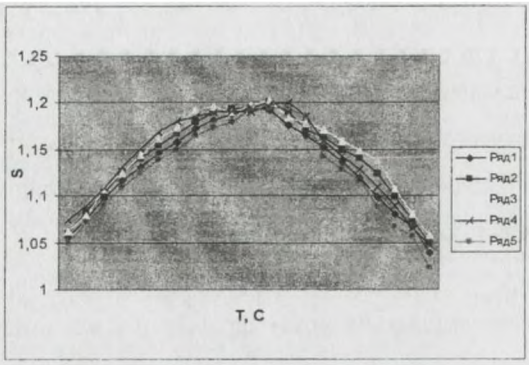


Рис.1. Зависимость газовой чувствительности образца, полученного под воздействием PbO, в парах аммиака. Номера соответствуют концентрациям газа.

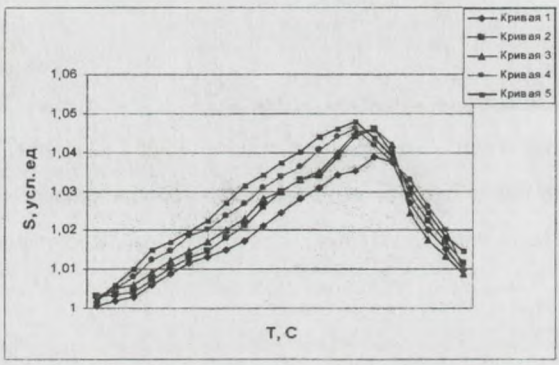


Рис.2. Зависимость газовой чувствительности образца, полученного под воздействием Bi_2O_3, в парах аммиака. Номера соответствуют концентрациям газа.

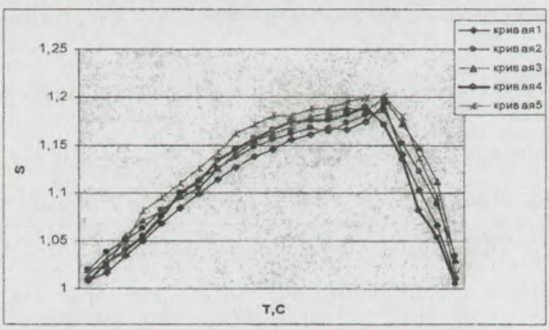


Рис.3. Зависимость газовой чувствительности образца, полученного под воздействием PbO, в парах этилового спирта. Номера соответствуют концентрациям газа.

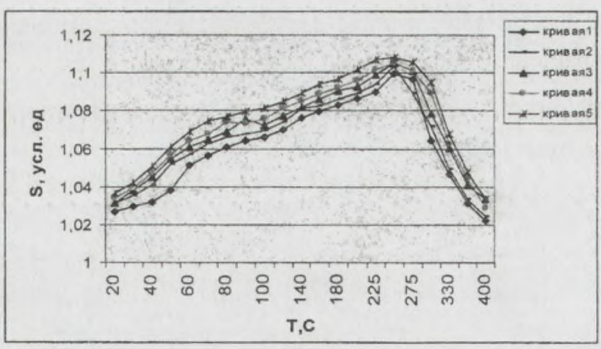


Рис.4. Зависимость газовой чувствительности образца, полученного под воздействием Bi_2O_3, в парах этилового спирта. Номера соответствуют концентрациям газа.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований: грант № 06-03-96338-р_центр_а и гранта Президента РФ для молодых российских ученых МК-1347.2005.3.

1. Миттова И.Я., Пшестанчик В.Р., Кострюков В.Ф. Совместное воздействие оксидов сурьмы и висмута на процесс термооксидирования GaAs в кислороде //Журн. неорган. химии. – 1997. – Т.**42**, Вып.2. - С. 233–237.

2. Полупроводниковые сенсоры в физико-химических исследованиях / Мясников И.А., Сухарев В.Я., Куприянов Л.Ю., Завьялов С.А. – М.: Наука, 1991. – 327 с.

3. Миттова И.Я., Пшестанчик В.Р., Пиняева О.А., Кострюков В.Ф., Скороходова С.М. Неаддитивное влияние оксидов в композициях (CrO_3–PbO) и (CrO_3–V_2O_5) как активаторов термического окисления арсенида галлия // Докл. РАН. - 2002. - Т.**385**, №5. - С. 634–637.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОНКИХ ПЛЕНОК $Pt/SnO_2:Sb$ В РЕЖИМЕ ИМПУЛЬСНОГО НАГРЕВА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ РЯДА ВОССТАНОВИТЕЛЬНЫХ ГАЗОВ

О.В. Анисимов, Н.К. Максимова, Е.Ю. Севастьянов, Е.В. Черников
Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова, Томск, Россия

Для создания портативных газоанализаторов несомненный интерес представляют резистивные сенсоры на основе металлооксидных полупроводников, проводимость которых обратимо изменяется при адсорбции ряда восстановительных и окислительных газов. Важными проблемами, затрудняющими более широкое их распространение, являются низкая селективность при анализе газовых смесей, а также недостаточная стабильность в процессе эксплуатации в реальных условиях при изменении влажности и температуры окружающей среды. В литературе (например, [1]) была высказана идея о повышении селективности детектирования газов (в том числе, по отношению к парам воды) при использовании сенсоров из диоксида олова в режиме термоциклирования. Однако, работы в этом направлении только начинаются, идёт накопление экспериментальных данных, полученных, как правило, на толстоплёночных датчиках, выпускаемых известной фирмой Figaro (Япония) [2,3]. Отсутствуют попытки анализа механизмов формирования импульсов проводимости для различных режимов термоциклирования и типов анализируемых газов.

Ранее [4–8] были выполнены предварительные исследования особенностей характеристик разработанных нами на основе тонких пленок $Pt/SnO_2:Sb$ сенсоров метана, водорода и монооксида углерода в режиме одно– или двухступенчатого импульсного нагрева в зависимости от температуры в циклах нагрева и охлаждения. В настоящей работе представлены результаты сравнительного изучения профилей проводимость – время (ППВ) тонких пленок $Pt/SnO_2:Sb$ в режиме четырехступенчатого нагрева короткими (длительностью 2 с) импульсами при воздействии водорода, монооксида углерода и ацетилена.

Методика эксперимента

Технология изготовления сенсоров на основе тонких (около 100 нм) плёнок диоксида олова, легированного сурьмой (1,5 ат. %), с нанесёнными сверхтонкими слоями каталитической платины описана в работах [4-6].

Образцы помещали в кварцевую камеру. Через камеру прокачивали лабораторный воздух, затем камеру герметизировали. С помощью шприца-дозатора подавали пробу газа, создавая в камере необходимый состав газовоздушной смеси в диапазоне 0-1000 ppm. Измерение концентрационных зависимостей осуществляли путем многократного добавления необходимого количества газа.

Изменение проводимости газочувствительного элемента со временем регистрировали в реальном времени через 10 мс. Температурный цикл сенсора для всей серии экспериментов был одинаков: температура стабилизировалась на уровнях 200, 300 и 400 °С при длительности каждого цикла 2 с, затем в течение 4 с осуществлялась стабилизация температуры на уровне 100 °С. Изучали влияние газов (H_2 и CO), для которых наиболее изучены особенности характеристик тонких пленок Pt/SnO_2:Sb в режиме постоянного нагрева [5, 6]. Для сравнения исследовали ацетилен, который является ненасыщенным углеводородом.

Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены ППВ сенсора в чистом (лабораторном) воздухе (кривые 1) и при воздействии всех изученных газов с концентрацией 300 и 1000 ppm (кривые 2 и 3). На рис. 2 сопоставлены концентрационные зависимости адсорбционного отклика (относительного изменения проводимости) на воздействие газов при различных уровнях температуры в циклах. Видно, что и форма ППВ, и концентрационные зависимости адсорбционного отклика существенно различаются для разных газов.

Анализ установленных закономерностей возможен с учетом основных реакций изученных газов с поверхностью диоксида олова. Выполненные нами ранее исследования [5, 7] показали, что в режиме постоянного нагрева тонких пленок диоксида олова при адсорбции молекулы H_2 происходит ее диссоциация и атомарный водород вступает в реакцию с предварительно хемосорбированным кислородом:

$$2H + O^- \longrightarrow H_2O\uparrow + e^- . \qquad (1)$$

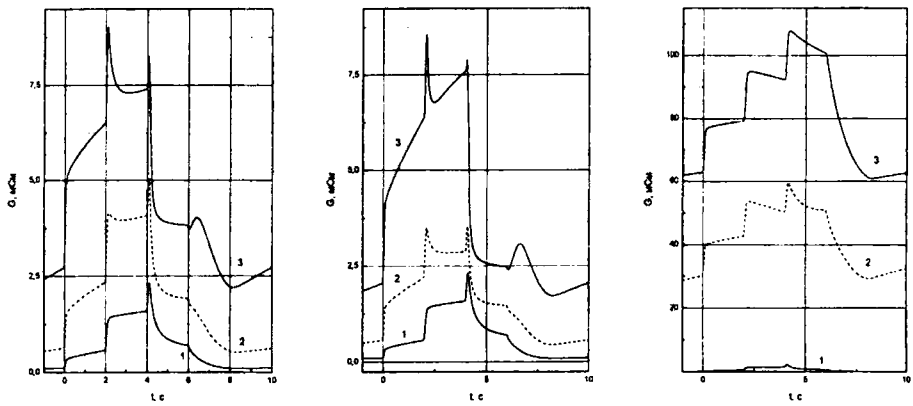
Молекула CO также вступает в реакцию с кислородом:

$$CO + O^- \longrightarrow CO_2\uparrow + e^- . \qquad (2)$$

Кроме того, при низких температурах возможно взаимодействие CO с присутствующими на поверхности диоксида олова гидроксильными группами:

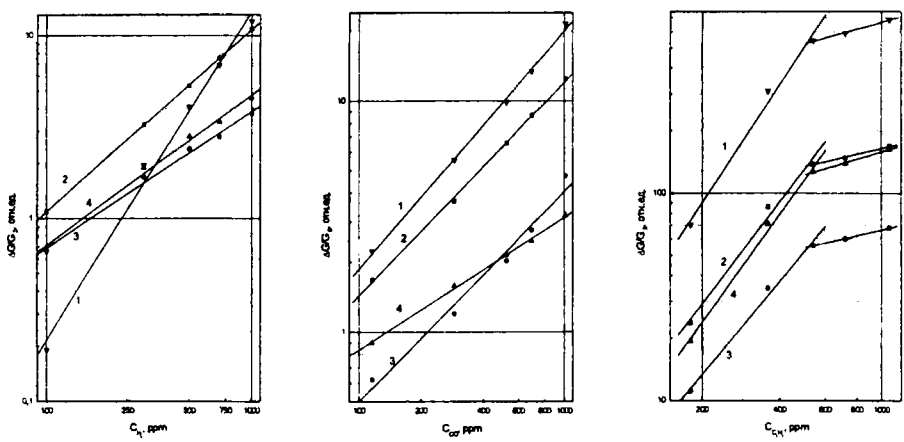
$$CO + 2OH^- \longrightarrow CO_2\uparrow + H_2O + 2e^- . \qquad (3)$$

Особенностью молекулы C_2H_2 ($H-C\equiv C-H$) является тот факт, что связи атомов водорода с углеродом значительно слабее, чем в молекуле H_2. В литературе



а б в

Рис. 1. ППВ сенсора на основе пленки Pt/SnO_2:Sb в режиме импульсного нагрева в чистом воздухе (кривые 1) и в газовоздушных смесях (кривые 2, 3): а - H_2, б - CO, в – C_2H_2. Концентрация газов, ppm: 2 - 300, 3 – 1000.



а б в

Рис. 2. Концентрационные зависимости адсорбционного отклика сенсора в режиме импульсного нагрева в газовоздушных смесях: а - H_2, б - CO, в – C_2H_2. Уровни температуры в циклах, °С: 1 – 100, 2 – 200, 3 – 300, 4 – 400.

отсутствуют сведения о взаимодействии ацетилена с поверхностью SnO_2. Можно предположить протекание следующей реакции:

$$C_2H_2 \rightarrow 2C + 2H + O^- \rightarrow H_2O + e^- . \qquad (4)$$

Ранее [6, 8] было показано, что спад проводимости сенсора при установившейся высокой температуре (300, 400 °С) в цикле нагрева обусловлен частичной десорбцией воды (в виде гидроксильных групп), присутствующей на поверхности полупроводника во влажной среде, либо выделяющейся при окислении водорода и водородосодержащих газов. Реакции (1), (4) идут с выделением воды, в реакции (3) можно ожидать сниже-

ния плотности групп ОН. Поэтому при 300 °С в случае СО наблюдается рост проводимости (кривая 3, рис. 1 б), а в случаях H_2 и C_2H_2 (кривые 3, рис. 1а, в) G снижается. При низких температурах 100, 200 °С преобладают процессы адсорбции воды, способствующие увеличению проводимости и значений адсорбционного отклика. В целом мы предполагаем, что в импульсном режиме изменение проводимости в присутствии газов обусловлено, с одной стороны, снижением плотности хемосорбированного кислорода, идущего на реакцию окисления газа, а с другой – процессами адсорбции и десорбции воды, замещающей кислород. Наиболее высокий отклик на ацетилен обусловлен, по-видимому, облегченной по сравнению с водородом диссоциацией этой молекулы при адсорбции, а тенденция к насыщению при концентрациях C_2H_2 выше 500 ppm, возможно, связана с неполной десорбцией углерода, частично занимающего центры адсорбции на поверхности диоксида олова. Для более детального обсуждения полученных в работе оригинальных данных необходимы дальнейшие исследования.

Установленные особенности ППВ тонкопленочных сенсоров Pt/SnO_2:Sb в режиме импульсного нагрева при воздействии трех газов могут быть использованы для разработки алгоритмов их детектирования в газовоздушных смесях.

Работа выполнена при поддержке Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере, проект №5645.

1. Sears M., Colbow K., Consadori F. // Sensors and Actuators. B. - 1989. - V.19. - P. 333-349.
2. Jerger A., Kohler H., Becker F. et al. // Sensor and Actuators B. - 2002. - V.81. - P. 301-307.
3. Delpha C., Siadat M., Lumbreras M. // Sensor and Actuators B. - 2000. - V.62. -.P.226-232.
4. Anisimov O.V., Maksimova N.K., Filonov N.G., Khludkova L.S., Chernikov E.V. / Proc. of XVII International Meeting on Chemical Sensors (Eurosensors XVII), Guimaraes, Portugal, September 21-24, 2003. - P. 890-893.
5. Анисимов О.В., Максимова Н.К., Филонов Н.Г. и др. // ЖФХ. - 2004. - Т.78, №10. - С. 1907-1912.
6. Anisimov O.V., Maksimova N.K., Schogol S.S. et al. / Proc. of IEEE International Siberian Conference on Control and Communications, Russia, Tomsk, October 21-22, 2005. - P. 63-67.
7. Анисимов О.В., Гаман В.И., Максимова Н.К. и др. // ФТП. - 2006. - Т.40, вып. 6. - С. 724–729.
8. Анисимов О.В., Максимова Н.К., Севастьянов Е.Ю., Черников Е.В. // Изв. вузов. Физика. – 2006. – (в печати).

СЕНСОРЫ ВОДОРОДА НА ОСНОВЕ КРЕМНИЕВЫХ МОП-ДИОДОВ

В.И. Балюба[1], В.И. Гаман[2], В.Ю. Грицык[1], Т.А. Давыдова[1],
В.М. Калыгина[1], Л.С. Хлудкова[1]
1 - Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова, Томск;
2 - Томский государственный университет, Томск, Россия

Возможность работы при комнатных температурах и при низких рабочих напряжениях, способность определять низкие концентрации газов в атмосфере выделяют полупроводниковые МОП-диоды при их применении в качестве чувствительных элементов газовых сенсоров. При разработке сенсорных устройств важно определить рабочую температуру T_P и рабочее напряжение будущего прибора, необходимо знать время, за которое устанавливается стационарное значение измеряемого параметра, то есть времена отклика и восстановления. В работе анализируется изменение емкости диодов Pd-SiO_2-*n*-Si при воздействии водорода.

При повышении концентрации водорода ВФХ сдвигаются в область меньших положительных напряжений и возрастает их крутизна (рис. 1а). Такое поведение *C -U* кривых соответствует росту емкости диода в газовой смеси водород/воздух при постоянном напряжении на диоде. Отклик диодов, представленный отношением емкости в газе (C_H) к емкости в воздушной среде (C), описывается кривой с максимумом (рис. 1б). С повышением концентрации H_2 отношение C_H/C растет, а напряжение, соответствующее максимальному значению отклика (U_M), снижается.

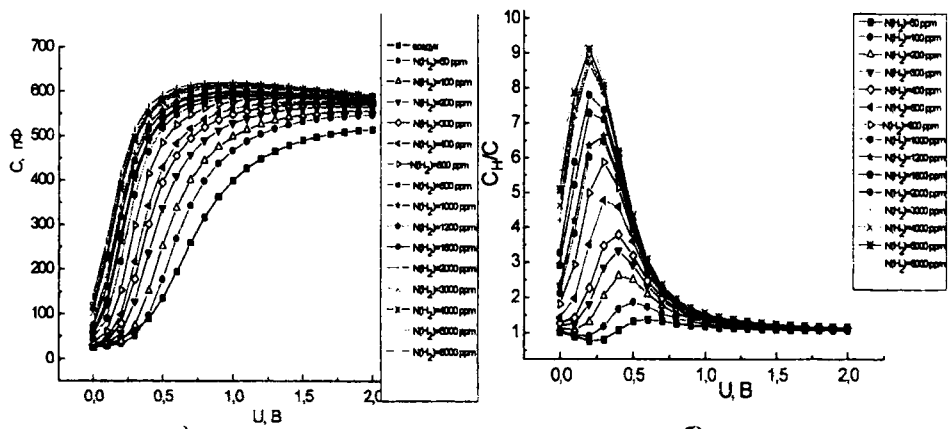
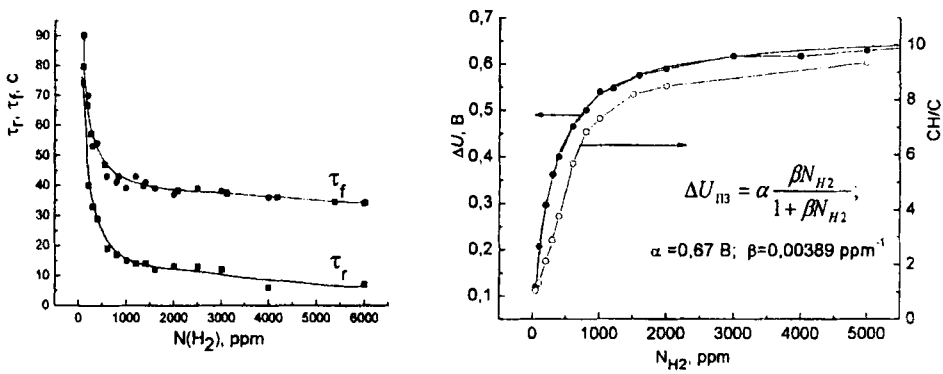


Рис.1 ВФХ (а) и отклик (б) МОП-диода в зависимости от концентрации H_2. T_p = 35 °C.

Чтобы определить рабочую температуру T_P, при которой сенсор обладает достаточной чувствительностью и быстродействием, исследовались временные зависимости изменения емкости диодов от температуры при фиксированных концентрации газа и напряжении на диоде. Максимальный отклик диодов получен при T = 80^{0}C. Времена отклика τ_r и восстановления τ_f снижаются с повышением температуры. С ростом концентрации водорода N(H_2) до 1000 ppm значения τ_r и τ_f резко снижаются и слабо меняются при дальнейшем увеличении концентрации H_2 (рис. 2а). При концентрациях H_2 > 1000 ppm времена отклика не превышают (10-15) с, а времена восстановления – 40 с при рабочей температуре 60^{0}C.



а) б)

Рис.2. Зависимости τ_r, τ_f (а) и изменения $\Delta U_{ПЗ}$, C_H/C (б) от концентрации водорода.

Влияние водорода на ВФХ диодов Pd-SiO_2-*n*-Si обусловлено изменением напряжения плоских зон (рис. 2б). Согласно ранее опубликованной модели [1], молекула водорода при адсорбции на поверхности палладия диссоциирует на атомарный водород. Атомы водорода диффундируют сквозь пленку Pd, и на границе раздела (ГР) металла с диэлектриком образуются диполи. Электрическое поле диполей уменьшает работу выхода электронов из Pd. В результате снижается контактная разность потенциалов Pd-Si и уменьшается изгиб зон (ΔU) на поверхности *n*-Si.

Атомарный водород, не образовавший на границе металла с диэлектриком диполи, диффундирует через слой туннельно тонкого диэлектрика к границе раздела SiO_2-Si. Предполагается, что на этой границе раздела атомы водорода пассивируют поверхностные состояния кремния [2]. Этот факт следует из повышения крутизны ВФХ в атмосфере водорода (рис. 1а). В результате уменьшается отрицательный заряд, захваченный поверхностными состояниями, что вызывает снижение эффективного заряда $Q_э$

[1]. Таким образом, в отличие от ранее опубликованных работ, предполагается, что при воздействии водорода на кремниевые МОП-диоды в формировании отклика принимают участие обе границы раздела: Pd–Si и SiO_2–Si и изменение напряжения плоских зон определяется как $\Delta U_{ПЗ} = -(\frac{\Delta Q_Э}{C_Д}) - \Delta U_К$, где $C_Д$ –удельная емкость диэлектрика. В свою очередь, снижение напряжения плоских зон вызывает сдвиг ВФХ вдоль оси напряжений в область меньших смещений (рис.1а), что соответствует повышению емкости при фиксированном напряжении на МОП-диоде на основе полупроводника *n*-типа. Особенности кривых зависимости отклика емкости от напряжения в координатах $C_Н/C$ от U (рис.1б) обусловлены переходом от режима обеднения к режиму обогащения при воздействии водорода на исследуемые диоды. Концентрационная зависимость $\Delta U_{ПЗ}$ в атмосфере водорода может быть аппроксимирована выражением

$$\Delta U_{ПЗ} = \alpha \frac{\beta N_{H2}}{1 + \beta N_{H2}};$$

(1)

где α и β – некоторые константы, которые можно оценить из экспериментальной кривой. При низких концентрациях водорода $\Delta U_{ПЗ} \approx \alpha \beta N_{H2}$, и $\Delta U_{ПЗ}$ возрастает с повышением концентрации H_2 по линейному закону и стремится к насыщению при $\beta N_{H2} >> 1$. Кривые зависимостей $C_Н/C$ и $\Delta U_{ПЗ}$ от N_{H2} (рис.2б) могут быть использованы для определения концентрации газа при разработке газовых сенсоров.

С целью выяснения роли границы раздела SiO_2–*n*-Si в формировании отклика емкости МОП-диодов при воздействии водорода определены времена релаксации переходных процессов в режиме обеднения при адсорбции водорода на обеих ГР.

В режиме обеднения временные зависимости емкости связаны с ΔU_k и $\Delta Q_Э$ выражением

$$\left[C_Н^{-2}(t) - C_{НС}^{-2}\right] = M\left[\Delta|U_{КС}|\exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + \frac{\Delta Q_{ЭС}}{C_Д}\exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right)\right], \qquad (2)$$

где $\Delta U_{КС}$ и $\Delta Q_{эс}$ – установившиеся значения $\Delta U_К$ и $\Delta Q_Э$, соответственно;

$$\tau_1 = \gamma^{-1}\exp\left(\frac{E_Д}{kT}\right)/[1 + r\ N_{H2}], \qquad (3)$$

$$\tau_2 = \frac{4d_Д^2}{\pi^2 D_Н}, \qquad (4)$$

– времена релаксации процессов на первой и второй ГР, M, γ и r – некоторые константы, D_H – коэффициент диффузии H_2 через SiO_2, $E_Д$ – энергия десорбции атомов H_a. Из зависимостей $\ln[C^{-2}_H(t)-C^{-2}_{Hc}]$ от времени (рис. 3) по тангенсу угла наклона линейных участков находили времена релаксации. На рис. 3 сравнивается поведение исследуемых зависимостей для образцов при 900 и 22500 ppm H_2. Предполагается, что первый участок кривой 2 ($0 \leq t$ 25 с) характеризуется, в основном, процессами на границе Pd-SiO_2, а второй ($t > 50$ с) – на границе SiO_2-Si. При повышении концентрации водорода время релаксации τ_1, уменьшается и при значениях $N(H_2)$ 2500 ppm выходит на насыщение, что соответствует теории (формула (3)). В отличие от τ_1, время релаксации τ_2 не зависит от концентрации H_2. Этот вывод согласуется с формулой (4).

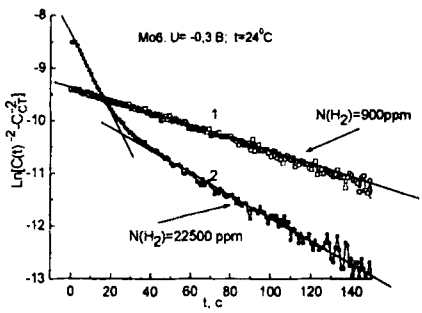


Рис. 3. Зависимости $\ln[C(t)^{-2}-C_{cn}^{-2}]$ от времени

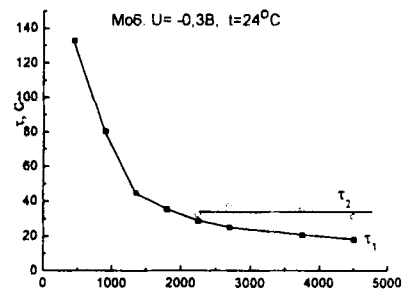


Рис.4. Зависимости времени релаксации от концентрации водорода

Подводя итог представленным результатам, можно определить следующие параметры будущих сенсоров водорода:

измеряемый параметр – емкость диода; интервал рабочих напряжений – 0.2-0.5 В; интервал рабочих температур – 60–80°С; минимальная концентрация водорода - 20 ppm; при концентрациях водорода выше 1000 ppm удается получить времена отклика (10-15) с и восстановления 40 с при рабочих температурах около 60°С.

Работа поддержана грантом РФФИ (грант № 05-08-33555-А).

1. Гаман В.И., Калыгина В.М. Временная зависимость емкости кремниевого туннельного МОП-диода при воздействии водорода // Известия вузов. Физика. – № 4.- 2003. – С.3-13.

2. Крылов О. В., Киселев В. Ф. Адсорбция и катализ на переходных металлах и оксидах.- М: Химия.- 1981. – 286с.

ТОКОПЕРЕНОС В ДЕТЕКТОРАХ НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ, КОМПЕНСИРОВАННОГО ХРОМОМ

Г.И. Айзенштат, М.А. Лелеков, В.А. Новиков, Л.С. Окаевич, О.П. Толбанов
Томский государственный университет, Томск, Россия

Большинство работ, посвященных детекторам на основе арсенида галлия, выполнены на полуизолирующем нелегированном материале, выращенном методом Чохральского [1]. В данных детекторах наблюдается нелинейное распределение электрического поля, а вольт-амперная характеристика прибора имеет протяженный участок насыщения тока [2]. Совершенно по иному ведут себя детекторы, изготовленные из полуизолирующего, компенсированного хромом, арсенида галлия (GaAs(Cr)). В них, в отличие от ранее упомянутых приборов, вольтамперные характеристики почти линейны [3]. Если для детекторов из нелегированного полуизолирующего материала детально разработана теория токопереноса [2], то для детекторов на основе GaAs(Cr) такие работы отсутствуют. Целью настоящей работы явилось рассмотрение особенностей токопереноса в детекторах на основе арсенида галлия, компенсированного хромом.

1. Барьер на границе металл-GaAs (Cr) Поверхность скола арсенидогаллиевого детектора, перпендикулярную металлическим контактам катода и анода, сканировали световым лучом инфракрасного светодиода (с длиной волны 0,87 мкм) через световод диаметром 10 мкм. На детектор смещение не подавалось; при сканировании измерялся наведенный ток. На рис.1 представлены зависимости величины наведенного тока от положения светового зонда на детекторах, изготовленных как из компенсированного, так и из нелегированного материалов. В обоих случаях, как видно из рис.1, фиксируется возникновение тока вблизи контактов. Этот ток, обусловлен наличием электрического поля у контактов, в котором разделяются неравновесные электроны и дырки, генерированные светом. Для нелегированного полуизолирующего арсенида галлия существование электрического поля у контакта вследствие наличия барьера на границе с металлом является хорошо установленным фактом [4-5]. Результаты эксперимента, показанные на рис.1, свидетельствуют также о наличии барьеров Шоттки на границах и для детектора из арсенида галлия, компенсированного хромом. Различие заключается лишь в амплитуде выходного сигнала. Максимальная амплитуда выходного тока I_{max} в первом приближении должна быть пропорциональна эффективной площади светового пятна $S_{эфф}$, из которого носители заносятся в область высокого поля контакта и в со-

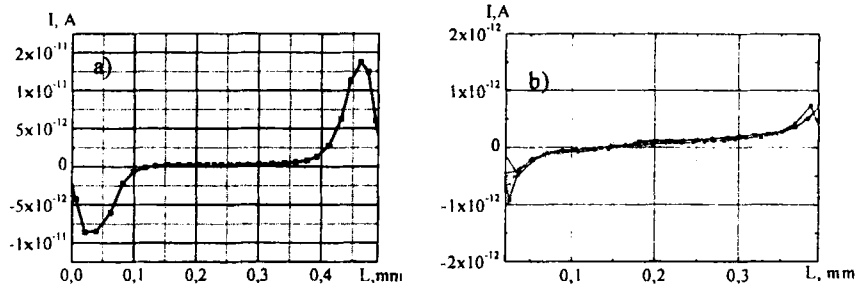


Рис.1. Сигналы с детекторных структур при сканировании световым зондом в случае нелегированного SI-GaAs для L = 490 мкм (а); компенсированного хромом GaAs при L = 375 мкм (б)

ответствии с теоремой Рамо - Шокли прямо пропорциональна толщине области существования поля вблизи контакта x_0 и обратно пропорциональна длине детекторов L: $I_{max} \sim S_{эфф} x_0/L$. В нелегированном материале $x_0 \approx 10$ мкм [4]. С учетом того, что L =490 мкм для нелегированного полуизолирующего материала и L = 375 мкм для компенсированного хромом арсенида галлия, и исходя из данных наведенного тока (рис.1), величина x_0 для компенсированного материала равна $x_0 \approx 0{,}4$ мкм. Таким образом, экспериментально установлено наличие электрического поля у контактов, а следовательно, существование барьеров Шоттки на границе металл – полупроводник для детекторов из компенсированного материала.

2.Физика токопереноса в GaAs(Cr)-детекторах. Будем считать для определенности, что удельное сопротивление материала близко к значению 10^9 Ом·см, подвижность электронов 3000 $см^2/В{\cdot}с$, а произведение постоянной Холла R_H на проводимость σ отрицательно и по порядку величины равно 1000 $см^2/В{\cdot}с$. При этом концентрация электронов в зоне проводимости будет примерно равна $n_0 \approx 6{\cdot}10^5$ $см^{-3}$, а дырок в валентной зоне $p_0 \approx 8{\cdot}10^6$ $см^{-3}$. Расчеты показали, что в этих условиях уровень Ферми в объёме полупроводника будет лежать в середине запрещенной зоны (на 0.71 эВ ниже дна зоны проводимости). Именно такой материал используется для создания детекторов [3]. Вследствие существования барьеров Шоттки на аноде изгиб энергетических зон здесь приведёт к появлению антизапорных, обогащенных дырками слоев. Известно, что такие слои " работают" как омические контакты и могут служить неограниченным "резервуаром" дырок [6]. Ток дырок через анодный контакт будет определяться известным выражением [7] :

$$I_p = SA^*_p T^2 e^{-q(\varphi_{Bp} + \varphi_{Bi})/kT} [\exp(qV_1/kT) - 1], \quad (1)$$

где S – площадь анода, A^* – постоянная Ричардсона, q – заряд электрона, T – температура, φ_{Bi} – изгиб зоны, V_1 – падение напряжения на переходе, φ_{Bp} = 0.52–0.58 эВ – высота барьера для дырок. В области катодного контакта для дырок, движущихся из активной области детектора, нет барьера, и эта область будет работать как коллектор транзистора. С другой стороны, катод детектора является запорным контактом для электронов. Оценка предельного значения электронной составляющей плотности тока показывает, что она равна 7,3·нА/см^2. Генерационно-рекомбинационный ток в переходе по порядку величины примерно равен 6 нА/см^2. При этом дырочная составляющая тока в детекторе, в силу выражения (1), может быть значительно выше электронной и генерационной составляющих тока. Это значит, что начиная с некоторого напряжения, дырочная составляющая тока будет доминировать в активной области, поскольку предельный ток электронов из металла в полупроводник будет ограничен обратным током диода:

$$I_n = SA^*_n T^2 e^{-\frac{q\varphi_{Bn}}{kT}}, \quad (2)$$

здесь S – площадь сечения, φ_{Bn} = 0,83 эВ [2], A^*_n = 8,16 А·см$^{-2}$·К$^{-2}$ [7].

При этом в активной области возникнет ситуация, когда концентрация электронов будет меньше равновесного значения, а квазиуровни Ферми для дырок и электронов будут различаться. Особенностью данной ситуации является то, что истощение электронами активной области не вызывает заметного искажения электрического поля

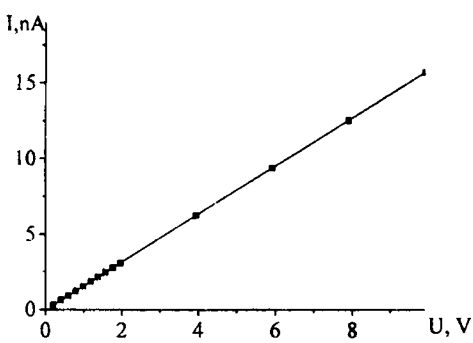


Рис.2. ВАХ детектора, рассчитанная из выражения (1) в пренебрежении током электронов. (T = 300K)

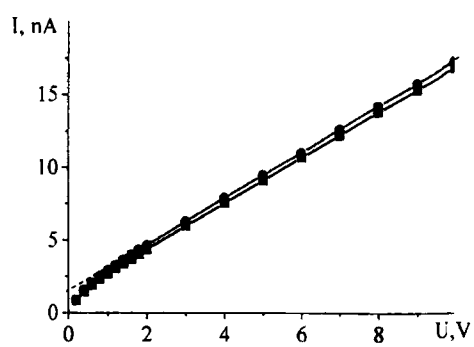


Рис.3. Измеренные ВАХ для двух детекторных структур (T = 300K)

в детекторе в силу низкой равновесной концентрации электронов. Мы рассчитали ВАХ детектора в пренебрежении электронным током, полагая, что $V_1 = U\text{-}I_pR$, где U – приложенное напряжение к детектору, R - сопротивление детекторной структуры. Расчетная ВАХ представлена на рис.2, видно, что она линейна во всем диапазоне напряжений. Реальные вольтамперные характеристики детекторов, изготовленных из полуизолирующего арсенида галлия, компенсированного хромом, представлены на рис.3. Как видно из рис.3, ВАХ детектора в диапазоне напряжений от нуля до 1 В ($S = 0{,}1$ см^2) является нелинейной. Именно в этом диапазоне напряжений происходит постепенное истощение активной области электронами за счет ограничения поставок электронов из катода. Убедительным доказательством этого явления является то, что в области напряжений выше 2 В дифференциальное сопротивление детектора, а значит и соответствующее ему удельное сопротивление, становятся намного выше предельного возможного значения. Для полуизолирующего арсенида предельно высокое удельное сопротивление при 300 К равно: $\rho_{max} = 1/2qn_i\sqrt{\mu_n\mu_p} \approx 1{,}4$ ГОм•см, а экспериментальные, измеренные нами величины ρ при данной температуре оказались в 3,5 раза выше. Измерения вольтамперных характеристик детекторов проводились на образцах со следующими параметрами: площадь $S = 0{,}1$ см^2, толщина $L = 130$ мкм, удельное сопротивление полуизолирующего материала $\rho \approx 1$ ГОм. Из анализа результатов, представленных на рис.4, следует, что дифференциальное сопротивление детектора равно 0,632 ГОм при 300К, что соответствует удельному сопротивлению $\rho = 4{,}9 \pm 0{,}5$ ГОм•см.

Экспериментальные данные, представленные рис.4, подтверждают нашу модель. На рис.4,а показано распределение равновесной концентрации электронов по пластине арсенида галлия вдоль выбранного направления x до диффузии в неё хрома, а на рис.4,б – соответствующая этому распределению зависимость темновых токов в координатном детекторе, изготовленном на пластине после диффузии. (Площадь отдельного канала детектора равна 0,18 см^2, толщина 1 мм) В областях, где концентрация электронов была выше среднего значения, (и где поэтому в полуизолирующем арсениде галлия дырочная компонента проводимости должна быть ниже, чем в остальной части пластины), измеренные величины темнового тока в каналах детектора тоже ниже. Это легко объяснить, если принять во внимание результаты наших выводов о том, что темновой ток в детекторе из GaAs(Cr) обусловлен только дырочной компонентой тока.

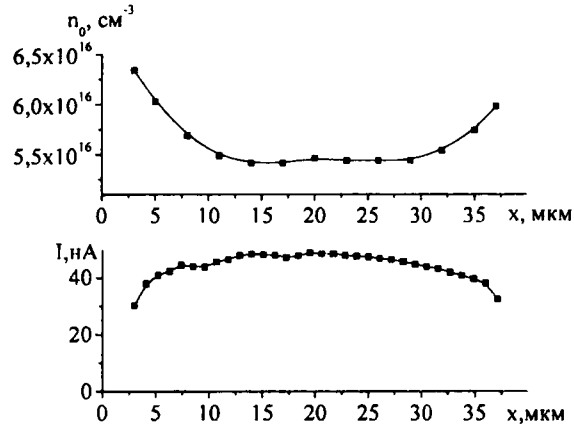


Рис.4. Исходное распределение концентрации равновесных электронов вдоль пластины диаметром 40 мм (а), распределение темновых токов в координатном детекторе, изготовленном из данной пластины после диффузии в неё хрома.

Выводы. Рассмотрена физическая модель протекания темнового тока в детекторах ионизирующего излучения на основе GaAs(Cr). Экспериментально показано, что на границе металл-GaAs(Cr) присутствует барьер Шоттки. Существующий барьер на границах металл–полупроводник изгибает энергетические зоны таким образом, что на этих границах присутствуют слои, обогащенные дырками. Для дырок анодный контакт является антизапорным и ведет себя как омический, а для электронов контакт катода является запорным. Это приводит к истощению электронами активной области в рабочем режиме. Показано, что данный эффект может привести к трехкратному снижению темновых токов по сравнению с расчетным значением предельного тока в резистивной структуре из полуизолирующего арсенида галлия, что приведёт в итоге к существенному уменьшению шумов в канале детектора.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 04-02-17486.

1. C.M. Buttar. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., **A395**, 1 (1997).
2. M. Rogalla, K. Runge. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., **A434,** 44 (1999).
3. A.V. Tyazhev et al. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., **A509**, 34 (2003).
4. R. Irsigler et al. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., **A395**, 71 (1997).
5. M. Aliettiet et al. Nucl. Instr. and Meth: in Phys. Res., **A355**, 420 (1995).
6. В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. Физика полупроводников. М.: Наука.-1977
7. S.M. Cze. Physics of Semiconductor Devices. New York. 1981.

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА В ДЕТЕКТОРАХ ИЗ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Г.И. Айзенштат, М.А. Лелеков, Т.В. Медведева, О.П. Толбанов
Томский государственный университет, Томск, Россия,
e-mail: ayzen@mail.tomsknet.ru

Эффекты захвата свободных носителей заряда могут существенно влиять на параметры полупроводниковых детекторов ионизирующего излучения. Изучение этих вопросов является особенно актуальной задачей для детекторов из полуизолирующего арсенида галлия, в котором чрезвычайно высока концентрация глубоких центров [1].

Целью работы явилось выяснение особенностей работы детекторов из арсенида галлия, компенсированного хромом (GaAs(Cr)), при высокой частоте следования ионизирующих фотонов. Дело в том, что в детекторных структурах на основе GaAs (Cr) неравновесные дырки интенсивно захватываются, и захваченный заряд может искажать электрическое поле в детекторе и изменять амплитуду выходного сигнала.

Будем считать, что пластина из полуизолирующего GaAs(Cr) имеет прозрачный для света катод. К пластине приложено постоянное напряжение, создающее поле, достаточное для разделения неравновесных носителей и обеспечивающее время дрейфа электронов, меньшее или сравнимое с временем жизни электронов. Пусть детекторная структура освещается импульсным источником света с коэффициентом поглощения в арсениде галлия $\alpha = 1/x_0$. В «освещенной» области будет происходить практически 100%–захват неравновесных дырок, генерированных источником света. Неравновесные электроны будут выноситься из активной области структуры за время порядка 10 нс. Пусть за время действия одного светового импульса в произвольной точке x произойдут генерация и захват дырок с концентрацией $\Delta N(x)$. При воздействии на структуру бесконечной последовательности коротких импульсов света, в результате накопления и эмиссии заряда из этой области, в ней установится некоторое динамическое равновесие между зарядом, возникающим во время действия очередного импульса, и зарядом, уходящим с ловушек за время между двумя импульсами.

Поэтому мы вправе записать следующее соотношение:

$$N(x, t) = [\Delta N(x) / (1 - e^{-\frac{T}{\tau}})] e^{-\frac{t}{\tau}}, \qquad (1)$$

где: N(x, t) – концентрация заполненных дырками ловушек, накопленных в точке x в момент времени t, а $0 < t < T$; $T = 1/f$ – период генерации световых импульсов (f - частота сигналов), τ – эффективное время эмиссии дырок, а величина $\Delta N(x)$ из закона Бугера–Ламберта равна $\Delta N(x) = \Delta N_0 \exp(-x/x_0)$, Считая, что неравновесные электроны выносятся из активной области, а избыточное поле создается только захваченными дырками, распределение электрического поля в структуре в момент действия светового импульса, найденное из решения уравнения Пуассона, будет равно:

$$E(x) = \frac{U}{d} + \frac{Q_0}{\varepsilon\varepsilon_0(1-\exp(-T/\tau)}[\exp(-x/x_0) - x_0/d]. \qquad (2)$$

Здесь $Q_0 = e\Delta N_0 x_0$ – заряд, который генерируется в детекторе за один импульс на площади 1 см^2.

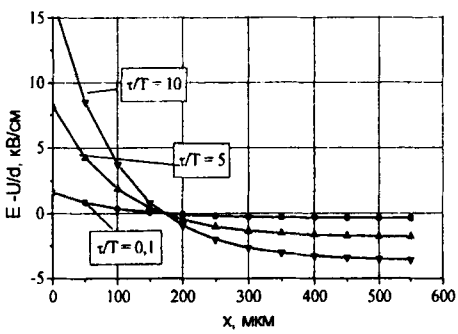


Рис.1. Распределение избыточного электрического поля в детекторе для разных значений τ/T

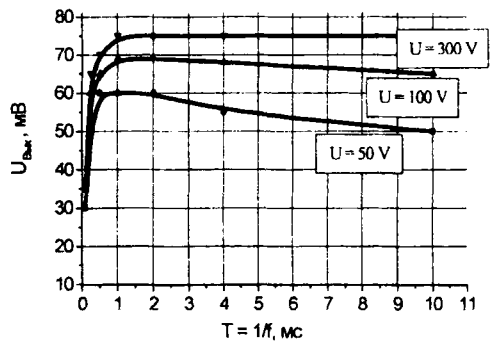


Рис.2. Зависимость амплитуды выходного сигнала детектора от периода следования импульсов.

График зависимости E(x)–U/d от x представлен на рис.1. Из графика видно, что, начиная, с некоторой координаты x, в детекторной структуре появляется большая по размерам область, где напряженность электрического поля ниже среднего значения U/d. С увеличением отношения τ/T растет и величина отклонения поля от этого среднего значения, что в конечном итоге приведет к уменьшению сбора заряда в структуре и уменьшению амплитуды выходного сигнала. Таким образом, если менять частоту импульсов излучающего диода, то можно изменять и амплитуду выходного сигнала детектора.

В экспериментах использовались пластины полуизолирующего GaAs(Cr) толщиной 550 мкм. Инфракрасный светодиод с длиной волны 0,87 мкм (x_0 = 100 мкм)

служил источником ионизирующего излучения. Диод работал в импульсном режиме питания. Диапазон рабочих частот менялся от единиц герц до сотен килогерц, а длительность импульса равнялась 1 мкс. Амплитуда максимального выходного сигнала на низкой частоте не превышала 80 мВ на нагрузке 1 кОм. Расчетное значение Q_0 соответствовало $Q_0 = 1{,}6\ 10^{-10}$ Кл, а величина E(x)–U/d на малых частотах примерно равнялась 1 кВ/см. На рис.2. представлены измеренные зависимости амплитуды выходного сигнала от периода следования импульсов T. Экспериментальные зависимости рис.2 хорошо согласуются с результатами расчетов. Действительно, при уменьшении величины T ниже 2 мс (при средних полях в структуре порядка 5,5 кВ/см, когда U = 300 В) наблюдается падение амплитуды выходных импульсов, в то время как при больших значениях T амплитуда выходных сигналов практически неизменна. Это означает, что при частотах ниже 0,5 кГц заряд дырок, возникший от действия очередного светового импульса, исчезает за время между двумя импульсами (захват электронов при этих полях крайне мал). При частотах выше 1 КГц, время эмиссии захваченных дырок τ сравнимо со временем между импульсами T. Накопленный заряд дырок резко уменьшает напряженность электрического поля в прианодной части прибора и мы видим падение тока.

Результаты зависимостей, представленные на рис.2, позволяют оценить величину времени эмиссии дырок при температуре 300K. Как следует из данных рис.2, и выражения (2), это время близко к 1 мс. Исходя из этой оценки, можно сделать также выводы о параметрах глубоких центров, ответственных за захват дырок. В условиях термодинамического равновесия справедливо равенство: $\alpha_p p_i f_0/(1-f_0) = 1/\tau$ [2], здесь α_p – коэффициент захвата, $p_i \approx 10^7 см^{-3}$ – концентрация дырок в полуизолирующем материале GaAs(Cr), f_0 – вероятность заполнения ловушек. Величина α_p по порядку величины для арсенида галлия может меняться от $4\ 10^{-8}$ до $4\ 10^{-5}$ $см^{-1}с^{-1}$[3]. Следовательно, чтобы удовлетворить условию $1/\tau = 10^3$ Гц даже при максимальном значении α_p, необходимо, чтобы $f_0/(1-f_0) >> 1$. А поскольку в нашем материале уровень Ферми совпадает с серединой запрещенной зоны, то обнаруженный уровень лежит в её нижней половине.

Необходимо отметить, что из рис.2 видно также и действие электронных ловушек. Так, при напряженностях электрического поля ниже 2кВ/см с увеличением частоты сигнала амплитуда выходного сигнала сначала растет, что обусловлено накоплением электронов, а затем падает вследствие действия захваченных дырок. Время эмиссии электронов по нашим оценкам примерно соответствует 6 мс.

1. Ayzenshtat G.I., Tolbanov O.P., Vorobiev A.P. Modeling of processes of charge division and collection in GaAs detectors taking into account trapping effects // Nucl. Instr. and Meth. - 2001. - A466- P.1-8.

2. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. – М.: Наука, 1977 – 672 с.

3. Кокс Х.М., Дилоренцо Дж.В. Обзор методов эпитаксиального выращивания высокоомных слоев арсенида галлия - системы выращивания, проблемы и влияние подложки // Полупроводниковые соединения $A^{III}B^{V}$. Труды международной конференции. Ноттингем, 1980., М., 1984., С.43-55.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУИЗОЛИРУЮЩЕМ GaAs, КОМПЕНСИРОВАННОМ ХРОМОМ

А.Н. Зарубин[1], Д.Ю. Мокеев[1], Л.С. Окаевич[1], А.В. Тяжев[1],
М.В. Биматов[2], М.А. Лелеков[2], И.В. Пономарев[2]
[1]Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова, Томск, Россия;
[2]Томский государственный университет, Томск, Россия

Величины времени жизни неравновесных носителей заряда (τ_n, τ_p) определялись на основе анализа зависимостей эффективностей сбора заряда CCE_β и CCE_γ при воздействии β-частиц (начальная энергия $E_\beta \approx 2$ МэВ) и γ-квантов (энергия $E_\gamma \approx 60$ кэВ) соответственно – от напряжения смещения на детекторе U. Согласно [1], явный вид зависимости CCE_β от напряженности электрического поля ξ для заданной толщины детектора d можно представить в виде:

$$CCE_\beta{}^n(\xi) = \frac{L_n(\xi)}{d} - \left(\frac{L_n(\xi)}{d}\right)^2 + \left(\frac{L_n(\xi)}{d}\right)^2 \cdot \exp\left(\frac{-d}{L_n(\xi)}\right), \qquad (1)$$

$$CCE_\beta{}^p(\xi) = \frac{L_p(\xi)}{d} - \left(\frac{L_p(\xi)}{d}\right)^2 + \left(\frac{L_p(\xi)}{d}\right)^2 \cdot \exp\left(\frac{-d}{L_p(\xi)}\right), \qquad (2)$$

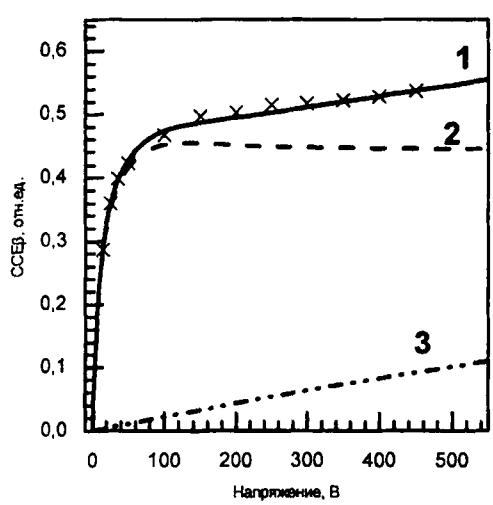


Рисунок 1. Экспериментальные и расчетные зависимости эффективности сбора заряда:
× - экспериментальные данные; 1 – расчет; 2 – электронная компонента; 3 – дырочная компонента.

где $CCE_\beta{}^n$, $CCE_\beta{}^p$ - эффективности сбора заряда электронов и дырок, соответственно; $L_n = \nu_n(\xi)\cdot\tau_n$, $L_p = \nu_p(\xi)\cdot\tau_p$, – дрейфовые длины электронов и дырок, $\nu_n(\xi)$, τ_n, ν_p, τ_p – дрейфовые скорости и времена жизни электронов и дырок, соответственно; ξ – напряженность электрического поля.

Известно [2], что в GaAs зависимость дрейфовой скорости электронов от ξ не монотонна и стремится к постоянной величине ν_s при больших значениях ξ. В свою очередь, дрейфовая скорость дырок не зависит от на-

пряженности электрического поля вплоть до полей $\xi \geq 60$ кВ/см [2]. Экспериментально установлено [4], что в GaAs, компенсированном Cr, дрейфовая подвижность электронов $\mu_n \approx 3000 см^2/В*с$, $\mu_p \approx 200$ $см^2/В*с$. Согласно [2], при таких значениях подвижности дрейфовая скорость электронов стремится к величине v_s, равной 8×10^6 см/с в полях $\xi \geq$ 5 кВ/см. Полагая, что время жизни электронов не зависит от ξ, и при условии однородного распределения напряженности электрического поля по толщине детектора выражение (1) можно представить в виде:

$$CCE_\beta(U) = \left(\frac{P_0}{d^2}\right)\cdot U - \left(\frac{P_0}{d^2}\right)^2 \cdot U^2 + \left(\frac{P_0}{d^2}\right)^2 \cdot \exp\left(\frac{-d^2}{P_0 \cdot U}\right)\cdot U^2 + const, \quad (3)$$

где $P_0 = \mu_p^* \tau_p$, U – напряжение смещения на детекторе, *const* – предельное значение эффективности сбора электронной компоненты при заданной толщине детектора d.

Таким образом, на основании экспериментальных зависимостей и с использованием выражения (3) можно оценить величины произведения $\mu_p^* \tau_p$ при любых соотношениях L_p и d. Кроме того, значение *const* позволяет оценить величину $\tau_n Sat$ путем решения уравнения:

$$\frac{L_n Sat}{d} - \left(\frac{L_n Sat}{d}\right)^2 + \left(\frac{L_n Sat}{d}\right)^2 \cdot \exp\left(\frac{-d}{L_n Sat}\right) - const = 0, \quad (4)$$

где $L_n Sat = v_s \cdot \tau_n Sat$ - дрейфовая длина электронов в области насыщения дрейфовой скорости v_s, $\tau_n Sat$ - время жизни электронов в области сильных полей.

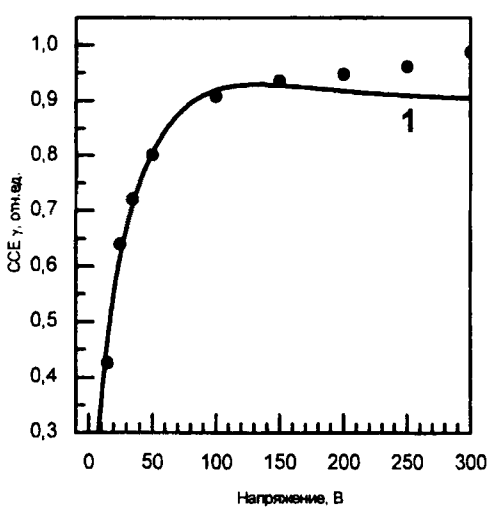


Рисунок 2. Экспериментальные и расчетные зависимости эффективности сбора заряда: • - экспериментальные данные; 1 – расчет (электронная компонента).

Согласно (1-3), в зависимости от соотношения d и $L_n Sat$, величина *const* может принимать значения в диапазоне от 0 до 0,5. Обработка экспериментальных зависимостей эффективности сбора заряда CCE_β от напряжения смещения проводилась путем их аппроксимации выражением (3) с последующим решением уравнения (4) в области $\xi \geq 5$ кВ/см. Результатом обработки были

значения τ_p, $\tau_n Sat$ в области сильных полей. Проверка предположения о независимости времени жизни электронов и дырок от напряженности электрического поля производилась сравнением экспериментальных и расчетных величин CCE_β во всем диапазоне полей. Для расчета использовалось выражение (1) и значения τ_p, $\tau_n Sat$, вычисленные в области $\xi \geq 5$ кВ/см. Анализ результатов (рис.1) позволяет сказать, что наблюдается хорошее совпадение экспериментальных и расчетных значений величин CCE_β во всем диапазоне полей и, в пределах точности измерений, времена жизни электронов и дырок не зависят от напряженности электрического поля.

Оценку величин времени жизни неравновесных носителей заряда также можно выполнить на основе анализа зависимости эффективности сбора заряда CCE_γ при воздействии γ–кванта от ξ. Согласно [1], зависимость CCE_γ от ξ можно представить в виде:

$$CCE_\gamma(\xi) = CCE_\gamma{}^n(\xi) + CCE_\gamma{}^p(\xi), \tag{5}$$

$$CCE^n{}_\gamma(\xi) = \frac{L_n(\xi)}{d} - \frac{L_n(\xi)}{d} \cdot \exp\left(\frac{x_0 - d}{L_n(\xi)}\right), \tag{6}$$

$$CCE^p{}_\gamma(\xi) = \frac{L_p(\xi)}{d} - \frac{L_p(\xi)}{d} \cdot \exp\left(\frac{-x_0}{L_p(\xi)}\right), \tag{7}$$

где x_0 – координата точки поглощения гамма–кванта в рабочем объеме детектора.

При условии $x_0 \approx 0$, что соответствует поглощению гамма-кванта в приконтактной области рабочего объема детектора и сбору только электронов, выражение (6) может быть преобразовано:

$$CCE_\gamma(\xi) \approx CCE_\gamma{}^n(\xi) = \frac{L_n(\xi)}{d} - \frac{L_n(\xi)}{d} \cdot \exp\left(\frac{-d}{L_n(\xi)}\right). \tag{9}$$

С учетом линейной зависимости дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля в области $\xi \leq 2.5$ кВ/см и при условии однородного распределения ξ по толщине детектора выражение (9) можно представить в виде:

$$CCE_\gamma(U) = \left(\frac{Pn_0}{d^2}\right) \cdot U - \left(\frac{Pn_0}{d^2}\right) \cdot U \cdot \exp\left(\frac{-d^2}{Pn_0 \cdot U}\right) + const, \tag{10}$$

где $Pn_0 = \mu_n \times \tau_n$, $const$ – флуктуации собранного заряда (шум), влияющие на точность определения CCE_γ по правому краю амплитудного спектра [1].

Обработка экспериментальных зависимостей эффективности сбора заряда CCE_γ от напряжения смещения проводилась путем аппроксимации экспериментальных данных выражением (10) в области $\xi \leq 2.5$ кВ/см. Результатом обработки были значения

τ_n. На рисунке 2 представлено сравнение экспериментальных и расчетных величин CCE_γ в широком диапазоне полей. Расчет производился на основании выражения (9) с использованием величин τ_n. Согласно рисунку 2, наблюдается хорошее совпадение расчетных и экспериментальных зависимостей при $\xi \leq 3$ кВ/см. Расхождения экспериментальной и расчетной зависимостей при напряженности электрического поля $\xi \geq 3$ кВ/см могут быть вызваны ростом уровня шума и, как следствие, увеличением погрешности определения CCE_γ по правому краю амплитудного спектра. Измерения времени жизни неравновесных носителей заряда в полуизолирующем GaAs, компенсированном Cr, с использованием нестационарной методики показали, что в диапазоне полей от 1 до 10 кВ/см значения τ_n и τ_p не зависят от напряженности электрического поля. Кроме того, значения τ_n находятся в диапазоне (1-30) нс, что согласуется с данными [3], в то время как максимальное значение τ_p достигает 3 нс, что более, чем на порядок, превышает значения, приводимые в [3].

Авторы работы благодарны коллегам из Сибирского физико-технического института и ОАО «НИИПП» за помощь, оказанную при проведении исследований и подготовке статьи. Отдельная благодарность выражается старшему научному сотруднику СФТИ Будницкому Д.Л. за полезные замечания, комментарии и дополнения, сделанные им при обработке экспериментальных результатов.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 04-02-17486).

1. G.I. Ayzenshtat, D.L. Budnitsky, O.B. Koretskaya, V.A. Novikov, D.Y. Mokeev, L.S. Okaevich, O.P. Tolbanov, A.V. Tyazhev. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, **A531,** 121 (2004).

2. М. Шур. Современные приборы на основе арсенида галлия, М.: Мир (1991).

3. С.П. Ашмонтас, Т.Д. Камушадзе, Г.Б. Михайлов, Э.М. Омельяновский, Л.Е. Субачюс. ФТП, **12,** 2405 (1981).

4. D.L. Budnitsky, O.B. Koretskaya, L.S. Okaevich, V.A. Novikov, A.I. Potapov, O.P. Tolbanov, A.V. Tyazhev, A.P. Vorobiev. International Conference on Semiconducting & Insulating Materials, 12th, Smolenice Castle, Slovakia, June 30-July 5, 2002, 35-38 // Institute of Electrical and Electronics Engineers.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАКСИМАЛЬНОЙ РАБОЧЕЙ ТОЛЩИНЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ GaAs:Cr ИЗ АНАЛИЗА ЭФФЕКТИВНОСТИ СБОРА ЗАРЯДА

В.В. Ерофеев[a], Д.Ю. Мокеев[b], В.А. Новиков[b], О.П. Толбанов[b], А.В. Тяжев[b]

(a) Томский государственный университет, Томск, Россия;

(b) Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова, Томск, Россия,

e-mail: mkl@pochta.ru

Введение

В настоящее время основной интерес в разработке твёрдотельных детекторов рентгеновского и гамма– излучений сосредоточен на полупроводниковых соединениях с высоким значением атомного номера Z. Наибольшим исследовательским интересом сейчас пользуются соединения CdTe и CdZnTe, поскольку они обладают высокими значениями произведения $\mu\cdot\tau$ подвижности на время жизни неравновесных носителей [1], что позволяет создавать на таких материалах детекторы с высокой эффективностью регистрации для медицинских, космических и промышленных приложений. Но основными недостатками этих материалов являются очень высокая стоимость и множество проблем технологического характера. Одним из наиболее отработанных материалов, после кремния и германия, является GaAs. На рис.1 представлены расчётные зависимости эффективности регистрации от энергии фотонов для детекторов из Si, GaAs и CdTe толщиной 500 мкм. Видно, что для квантов с энергией 60 кэВ (средняя энергия, используемая в рентгенографии) эффективность регистрации для детекторов на основе GaAs в 11 раз выше, чем в Si, но хуже в два раза, чем в CdTe. Эти данные показывают неперспективность кремниевых детекторов и желание увеличить эффективность

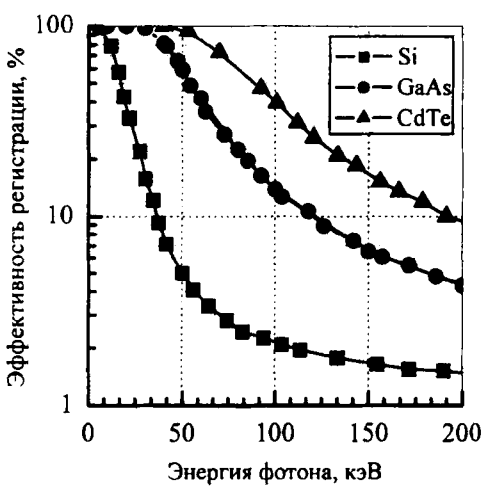


Рис.1. Расчётные зависимости эффективности регистрации от энергии фотонов для различных полупроводников.

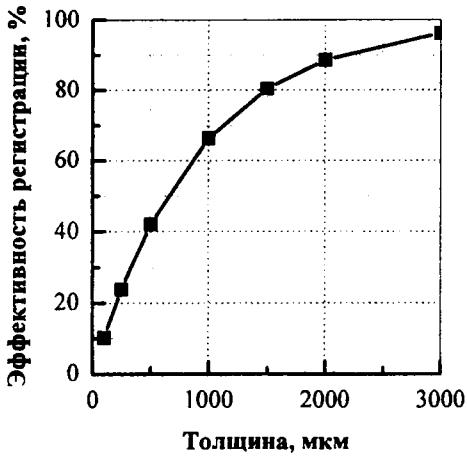


Рис.2. Расчётные зависимости эффективности регистрации γ–квантов от толщины активной области GaAs–детектора.

регистрации арсенидгаллиевых детекторов, что можно сделать за счёт увеличения толщины. На рис.2 представлена расчётная зависимость эффективности регистрации γ–квантов с энергией 60 кэВ от толщины GaAs–детектора. Из данной зависимости следует, что для создания высокоэффективных детекторов на основе GaAs необходимо, чтобы толщина активной области была выше 1 мм. Этому требованию могут удовлетворять детекторы, сделанные на основе арсенида галлия, компенсированного хромом (GaAs:Cr). В работах, посвящённых исследованию таких детекторов, максимальная толщина была не выше 800 мкм [2]. Поэтому актуальным является определение максимально возможной толщины активной области детектора.

Методика эксперимента

Исследованные детекторные структуры изготавливались на основе пластин из n-GaAs, в которые была проведена диффузия Cr, затем пластины шлифовались, полировались и травились до толщин 530, 750 и 970 мкм. Полученный материал GaAs:Cr характеризовался однородным распределением удельного сопротивления по толщине, которое было близко к значению в собственном GaAs и находилось в диапазоне 5×10^{8}–10^{9} Ом·см. Затем на обе стороны пластины наносились V/Au–контакты, и пластина разрезалась на отдельные детекторы размерами 3×3 мм^2. Вольт–амперные характеристики при приложении прямого и обратного смещений представляли собой линейные зависимости в рабочем диапазоне подаваемых напряжений (до $E_{ср} = U_{см}/d_{дет}$ = 10 кВ/см). Измерение эффективности сбора заряда *(CCE)* осуществлялось регистрацией γ–спектров от источника ^{241}Am с E_γ = 59,54 кэВ в режиме одиночного счёта. При определении характеристик детекторов использовалась стандартная для ядерной спектрометрии аппаратура. Установка включала

функциональные блоки: зарядочувствительный усилитель, усилитель–формирователь ($t_{форм}$ = 0,25 мкс). Анализ амплитудного спектра проводился с помощью сочленённой с компьютером платы, обеспечивающей общее число каналов 1024.

Результаты эксперимента и обсуждение

Основным методом получения зависимости *CCE(U)* является регистрация и анализ амплитудных спектров. Они формируются при поглощении ионизирующего излучения детектором. Вид спектра для GaAs:Cr–детектора не является стандартным (спектр не имеет гауссовой формы). Данный факт объясняется сбором только одной компоненты заряда – электронов [4]. Поэтому в таком спектре номер канала, из которого вычисляется эффективность сбора, определяется по началу спада «полочки», образуемой квантами с энергией 60 кэВ. Стоит отметить, что в таком случае будет вычисляться эффективность сбора электронной компоненты заряда.

Теоретический ход зависимости CCE(U) с учётом рекомбинации носителей описывается выражением, называемым формулой Хехта [5]:

$$\eta = CCE(U) = \frac{L_n(U)}{d}\cdot\left(1-\exp\left(-\frac{d-x}{L_n(U)}\right)\right)+\frac{L_p(U)}{d}\cdot\left(1-\exp\left(-\frac{x}{L_p(U)}\right)\right), \qquad (1)$$

где $L_n(U)=\upsilon_n(U)\,\tau_n$, $L_p(U)=\upsilon_p(U)\,\tau_p$ – дрейфовые длины электронов и дырок, соответственно.

Как было сказано выше, дырочная компонента заряда не собирается, тогда в выражении (1) вторая часть исчезает. Стоит отметить, что эффективность сбора заряда, определяемая из спектра, соответствует γ–квантам, поглощённым у катода, и, взяв за начало координат контакт катода и направив координатную ось к аноду, в выражении (1) можно положить $x = 0$, тогда

$$\eta = CCE(U) = \frac{L_n(U)}{d}\cdot\left(1-\exp\left(-\frac{d}{L_n(U)}\right)\right). \qquad (2)$$

Как известно, в GaAs при напряжённости электрического поля ξ 3 кВ/см, скорость электронов выходит на насыщение и очень слабо меняется, следовательно, эффективность сбора также выходит на насыщение. При этом $L_{n\,max} = \tau_n\,\upsilon_{ns}$, где υ_{ns}-скорость насыщения электронов в GaAs, равная (1-1,5) 10^7 см/с. Как следует из (2), при увеличении d и $L_{n\,max} = const$ эффективность сбора заряда уменьшается. Экспериментально была измерена зависимость эффективности сбора заряда от напряжённости электрического поля. На рисунке 5 представлена аппроксимация

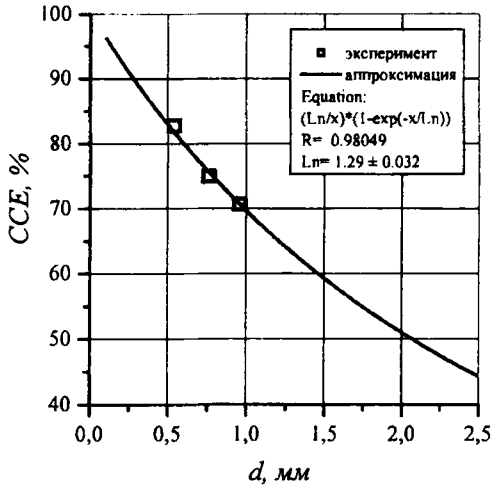


Рис.4. Экспериментальная и расчётная зависимости *CCE(d)*.

экспериментальных точек зависимости эффективности сбора заряда от толщины, проведённая по формуле (2) методом наименьших квадратов. Значения эффективности сбора заряда были взяты из зависимостей *CCE(ξ)* при напряжённости электрического поля, равной 5 кВ/см. Как видим, экспериментальные значения хорошо совпадают с аппроксимирующей кривой, коэффициент корреляции R = 0,98. Аппроксимация также даёт коэффициент $L_{n\ max}$= 1,29 мм. Воспользовавшись выражением $L_{n\ max}=\tau_n\ \upsilon_{ns}$, можно определить τ_n = 12,9 нс.

Заключение

В работе предложена методика вычисления максимальной дрейфовой длины электронов $L_{n.max}$. Из полученных данных можно сделать следующий вывод – на основе GaAs:Cr можно создавать детекторы толщиной 2 мм с эффективностью сбора заряда выше 50%, при этом эффективность регистрации γ–квантов с энергией 60 кэВ составит 90%.

1. P.J. Sellin. Nucl. Instr. and Meth., A563 (1), 1 (2006).

2. A.V. Tyazhev, D.L. Budnitsky, O.B. Koretskay, V.A. Novikov, L.S. Okaevich, A.I. Potapov, O.P. Tolbanov and A.P. Vorobiev, Nucl. Instr. and Meth., A509 (1), 34 (2003).

3. G.I. Ayzenshtat, D.L. Budnitsky, O.B. Koretskaya, D.Y. Mokeev, L.S. Okaevich, O.P. Tolbanov, A.V. Tyazhev, Nucl. Instr. and Meth., A531 (1), 121 (2004).

4. G.I. Ayzenshtat, D.L. Budnitsky, O.B. Koretskaya, V.A. Novikov, L.S. Okaevich, A.I. Potapov, O.P. Tolbanov, A.V. Tyazhev and A.P. Vorobiev, Nucl. Instr. and Meth., A487 (1), 96 (2002).

5. D.S. McGregor, H. Harmon, Nucl. Instr. and Meth. A395 (1), 101 (1996).

СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ ДЕТЕКТОР ИЗ GaAs:Cr

М.В. Биматов[(a)], А.В. Тяжев[(b)]

(a) Томский государственный университет, Томск, Россия,

e-mail: mbimatov@post.tomica.ru;

(b) Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова, Томск, Россия,

e-mail: tyazev@elefot.tsu.ru

Введение

Актуальность данной работы обусловлена потребностью современных рентгеновских медицинских систем и систем неразрушающего контроля в детекторах, способных различать энергии 40, 80 и 160 кэВ [1]. Кроме того, детектор должен обладать высокой эффективностью регистрации, а значит и большой шириной активной области (100–500 мкм), высоким уровнем выходного сигнала (для этого нужна большая дрейфовая длина носителей заряда) и быть не слишком дорогим. Данными параметрами обладают детекторы из GaAs:Cr, изготовленные путем диффузионного введения Cr в слиточный GaAs [2]. Но они не являются спектрометрическими (рис.1), поскольку обладают униполярным сбором заряда. В статье [3] предложен способ создания спектрометрического детектора с униполярным сбором заряда на примере Cd(Zn)Te. Данный способ заключается в том, чтобы верхний контакт детектора сделать в виде встречно-штыревой структуры (ВШС), рис.2. Напряжение питания подается одинаковое на обе группы контактов ВШС, а выходной сигнал есть разность между их сигналами: $i_{вых} = i_A - i_B$. Далее мы будем называть такой детектор коротко – «ВШС».

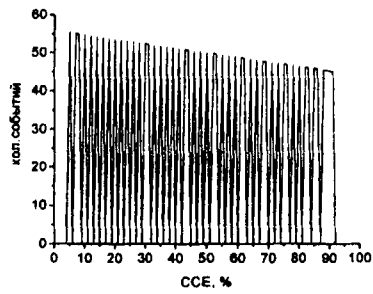


Рис.1. Расчетный амплитудный спектр обычного одноэлементного детектора на основе GaAs:Cr (h = 240 мкм, U = +100 В, облучение со стороны анода).

Цель данной работы – исследовать возможность создания спектрометрического детектора на основе GaAs:Cr с использованием вышеописанного способа, а также найти, при каких параметрах «ВШС» обладает наилучшим энергетическим разрешением.

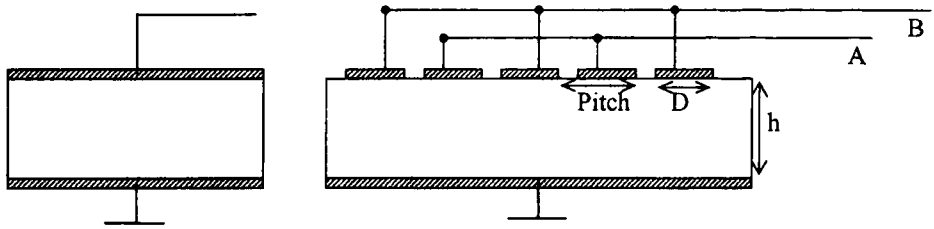


Рис. 2. Обычный одноэлементный детектор и «ВШС». Вид сбоку (Pitch – шаг детектора, D – ширина контакта).

Результаты

Для достижения поставленной цели нами был проведен расчет амплитудных спектров «ВШС» при разных толщинах (рис.3). Расчет основывался на теореме Рамо [4]. Расчеты были сделаны при следующих параметрах: Pitch = 200 мкм, D = 190 мкм, U = +100 В на верхнем контакте, облучение со стороны верхнего контакта, μ_n = 3000 $см^2/В{\cdot}с$, μ_p = 200 $см^2/В{\cdot}с$, τ_n = 15 нс, τ_p = 1 нс, E_γ = 60 кэВ ($k_{погл.}$ = 9 $см^{-1}$).

Видно, что «ВШС» обладает очень узким спектром в отличие от обычного одноэлементного детектора. Это уже настоящий спектрометрический детектор.

Спектр «ВШС» симметричен относительно нуля. Это соответствует физике данного явления: положительную часть спектра дают кванты, поглотившиеся под контактами группы А, а отрицательную – под контактами группы В.

Вид спектра меняется с изменением толщины «ВШС». Очень тонкие детекторы – с h < 200 мкм (h < Pitch) имеют спектр в виде острого треугольника, при h ≈ 200 ÷ 400 мкм (h ≈ (1÷2) Pitch) спектр «ВШС» имеет вид узкой монолинии, толстые «ВШС» – с h > 500 мкм (h > 2.5 Pitch) – имеют спектр, состоящий из тонкой линии и широкого основания (широкого и довольно высокого). Наличие такого основания является недостатком, потому что оно не позволит увидеть линию со слабой интенсивностью, расположенную левее линии с большой интенсивностью. Поэтому «ВШС» следует делать не толще 400 мкм (не толще 2 Pitch).

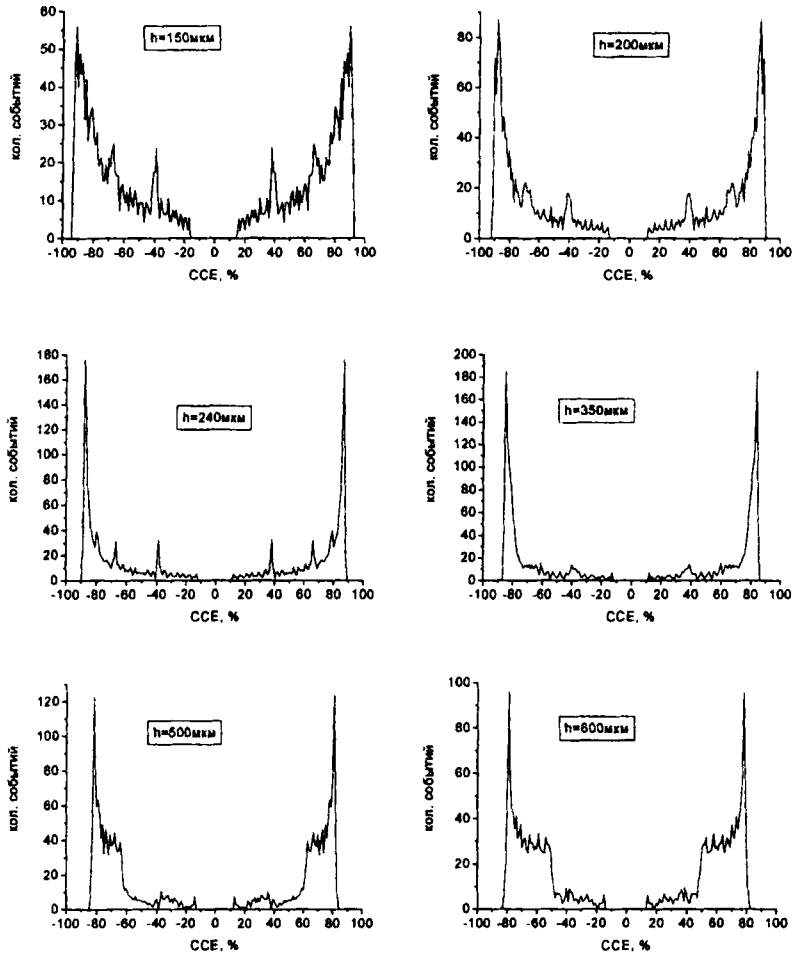


Рис.3. Расчетные амплитудные спектры «ВШС» на основе GaAs:Cr при разной толщине.

В случае, когда спектр детектора имеет вид монолинии, его энергетическое разрешение определяется шириной спектральной линии. Основные параметры рассчитанных спектров приведены в табл.1. Под шириной линии здесь понимается ширина линии на полувысоте в процентах относительно положения пика.

Видно, что положение пика смещается влево при увеличении толщины «ВШС», что вполне объяснимо: поле уменьшается при увеличении толщины и фиксированном напряжении на детекторе.

Таблица 1. Расчетные спектрометрические параметры «ВШС» на основе GaAs:Cr.

толщина «ВШС»	положение пика, % (значение ССЕ)	ширина линии
150 мкм	90	14 %
200 мкм	87	7,1 %
240 мкм	86,5	2,6 %
350 мкм	84	4,8 %
500 мкм	81	4,2 %
600 мкм	78	2,9 %

Наименьшую ширину линии, из приведенных в таблице 1 детекторов, имеет «ВШС» с толщиной 240 мкм. При уменьшении толщины от h = 240 мкм ширина линии быстро увеличивается, при увеличении – она сначала немного растет, а потом плавно уменьшается. Мы полагаем, что минимум ширины линии находится немного правее, чем h = 240 мкм, примерно при h = 300 мкм (h = 1.5 Pitch).

Заключение

Расчеты показывают, что на основе диффузионного GaAs:Cr можно изготовить спектрометрический детектор.

Наилучшим энергетическим разрешением будет обладать «ВШС» с толщиной, равной полтора шага детектора (h = 1.5 Pitch) при шаге детектора, равном 200 мкм. При этом энергетическое разрешение составит 2.5% на линии 60 кэВ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-17486).

1. А.С. Лелюхин. Автореф. дисс. на соиск. уч. ст. к.т.н. М.: 2004 г.

2. G.I. Ayzenshtat, D.L. Budnitsky, O.B. Koretskaya, V.A. Novikov, L.S. Okaevich, A.I. Potapov, O.P. Tolbanov, A.V. Tyazhev, A.P. Vorobiev. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, **A487**, 96 (2002).

3. P.N. Luke. IEEE Transactions on Nuclear Science, **42**, (4), 207 (1995).

4. И.В. Лебедев. Техника и приборы СВЧ. М.: ВШ, 1972, - 376 с.

БЛОК ДЕТЕКТИРОВАНИЯ НА ОСНОВЕ GaAs–ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ СКАНИРУЮЩИХ РЕНТГЕНОВСКИХ СИСТЕМ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ

Д.Л. Будницкий[a], Д.Ю. Мокеев[a], В.А. Новиков[a], О.П. Толбанов[a], А.В. Тяжев[a], М.А. Лелеков[a], И.В. Пономарев[a], Г.И. Айзенштат[b], И.И. Надреев[c], И.Ф. Нам[c], М.А. Рожнев[c], С.А. Рябков[c], Б.Р. Коротков[d], С.Б. Чащин[d]

(a) – Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова, Томск, Россия;

(b) - ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск, Россия;

(c) - ООО «РИД», Томск, Россия;

(d) - ОАО «НЗХК», Новосибирск, Россия

В ряде публикаций [1, 2] показана перспективность использования GaAs–детекторов в качестве чувствительных элементов различных систем рентгеновского контроля. Преимущества GaAs обусловлены прямым преобразованием энергии квантов рентгеновского излучения в электрический сигнал и высокой радиационной стойкостью детекторов. Благодаря высокой плотности GaAs (5,32 г/см^3) и большому эффективному атомному номеру $\langle Z \rangle \approx 32$, GaAs–детекторы эффективно регистрируют рентгеновские лучи и обладают высокой чувствительностью к ионизирующему излучению при комнатной температуре. Рентгенографические системы на GaAs–детекторах способны работать как в интегрирующем режиме, так и в режиме счета единичных квантов, могут иметь большой динамический диапазон, обладать хорошей линейностью и высоким пространственным разрешением.

С использованием микрополосковых детекторов на основе GaAs, компенсированного Cr, был разработан и испытан опытный образец блока детектирования (БД) для сканирующей рентгеновской системы неразрушающего контроля. Структурная схема БД приведена на рис. 1. Блок детектирования состоит из интерфейсного блока, который обеспечивает сбор данных с детекторных модулей и передачу данных в компьютер, линейки детекторов, состоящей из детекторных модулей на основе GaAs микрополосковых детекторов, первичной (read-out) электроники, электроники оцифровки и передачи данных в БИ. Модульная структура системы позволяет легко ее масштабировать, устанавливая необходимое количество модулей. Первичная электроника работала в интег-

рирующем режиме, облучение производилось в торец детекторов. Технические характеристики БД представлены в таблице 1.

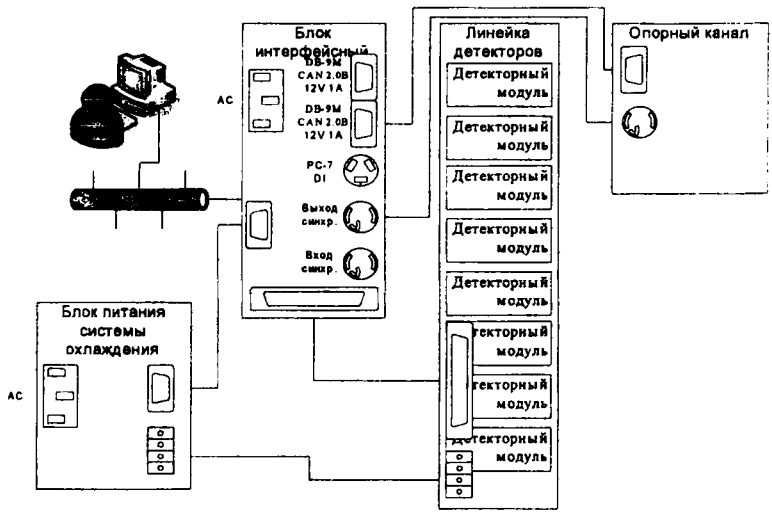


Рисунок 1. Функциональная схема блока детектирования

Таблица 1. Технические характеристики БД

Технические характеристики БД	Величина	Примечание
Длина детекторной линейки, мм	25.4	Возможно увеличение до 80 см
Шаг каналов, мкм	200	Возможно уменьшение до 55 мкм
Толщина чувствит. области, мкм	240	Возможно увеличение до 1 мм
Количество каналов	128	Возможно увеличение до 4096

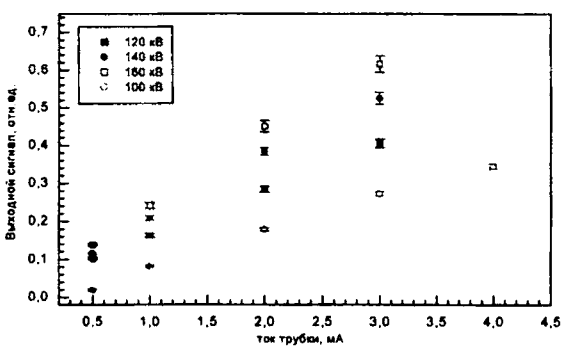


Рисунок 2. Зависимости выходного сигнала детекторов от тока рентгеновской трубки

На рисунке 2 представлены зависимости выходного сигнала детекторов от тока рентгеновской трубки при различном напряжении на аноде. Расстояние от рентгеновской трубки до БД составляло 50 см. Анализ представленных результатов позволяет оценить токовую чувствительность детек-

торов (S_I) в составе БД при различных напряжениях на рентгеновской трубке. Результаты обработки представлены в таблице 2.

Таблица 2. Величины токовой чувствительности S_I детекторов

№	Тип детектора	Темп. балки, ^{O}C	Напр. на трубке, кВ	Напр. на детекторе, В	Напр. распр. излучения	S_I, (нА/канал) /(мР/с)
1	Объем.	14 - 21	100	15	вдоль каналов	0.006
2	Объем.	23 - 25	120	15	вдоль каналов	0.010
3	Объем.	23 - 25	140	15	вдоль каналов	0.011
4	Объем.	23 - 25	160	15	вдоль каналов	0.010

Контрастная чувствительность системы оценивалась путем просвечивания следующих объектов: имитатора дефектов в виде стальной пластины толщиной 1 мм с лежащими поверх пластины стальными цилиндрическими площадками высотой 0,2 мм и диаметром 1 мм, при этом стальная пластина была установлена поверх алюминиевого листа толщиной 1 мм; проволочного эталона чувствительности №11 [3], установленного поверх стальной пластины толщиной 2 мм; проволочного эталона чувствительности №11, установленного поверх стальной пластины толщиной 4 мм, рисунки 3а, 3б, 3в, соответственно. Анализ представленных изображений позволяет утверждать, что контрастная чувствительность системы около 3%.

Рисунок 3а. Имитатор дефектов

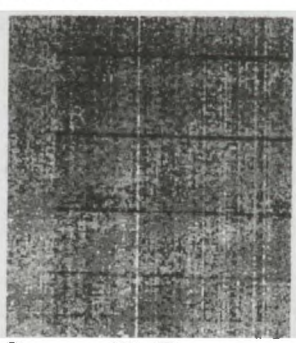


Рисунок 3б. Проволочный эталон №11 поверх стальной пластины толщиной 2 мм

Рисунок 3в. Проволочный эталон №11 поверх стальной пластины толщиной 4 мм

На рисунке 4 представлено изображение миры пространственного разрешения, полученное с помощью БД при напряжении на рентгеновской трубке 90 кВ и токе 3мА.

Экспериментальные результаты подтверждают, что БД позволяет получать изображения с пространственным разрешением не хуже 2.5 пар линий/мм.

Были проведены специальные исследования для оценки среднеквадратичного отклонения (СКО) сигнала по каналам детектора при облучении. Установлено, что СКО не превышает 0.7% полного диапазона сигнала 65536, что значительно меньше СКО темнового тока по каналам детектора - до 5% от средней величины темнового тока.

Рисунок 4. Изображение миры пространственного разрешения.

Авторы работы выражают глубокую благодарность сотрудникам: Сибирского физико-технического института при ТГУ (Томск, Россия) и ОАО «НИИПП», принимавшим непосредственное участие в проведении исследований и подготовке этой работы, Штейну М.М., Касьянову С.В., Шумному Е.П. - сотрудникам ГНУ «НИИ интроскопии» при ТПУ (Томск, Россия).

Подготовка статьи и участие в работе конференции были частично поддержаны: Программой «СТАРТ» – проект № 4863, Федеральным агентством по науке и инновациям РФ – проект «2005-РИ-34.0/008/015».

1. Ayzenshtat G.I.; Budnitsky D.L.; Koretskaya O.B.; Novikov V.A.; Mokeev D.Y.; Okaevich L.S.; Tolbanov O.P.; Tyazhev A.V. GaAs detector material made from 3-inch wafers // Nuclear Instruments & Methods in Physics Research. 2004. V.**A531**, P.121-124.

2. GaAs radiation imaging detectors for nondestructive testing, medical, and biological applications.//A.V. Tyazhev, V.A. Novikov, O.B. Koretskaya, D.Y. Mokeev, O.P. Tolbanov, S.A. Ryabkov, G.I. Ayzenshtat. Scientific & Production State Enterprise "Semiconductor Devices Research Institute", "RID" Ltd, Tomsk, Russia. Hard X-Ray and Gamma-Ray Detector Physics VII. Proceeding of SPIE, Vol. 5922, 59220Q-1. 1-3August 2005, San Diego, California, USA.

3. ГОСТ 7512-82, Контроль неразрушающий. Соединения сварные. Радиографичесский метод.

ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦИФРОВЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ СИСТЕМ И МЕТОДЫ ИХ ИЗМЕРЕНИЯ

И.Ф. Нам [a], С.А. Рябков [b], М.А. Рожнев [b], А.В. Тяжев [c]

(a) - Томский политехнический университет, Томск, Россия;

(b) - ООО «РИД», Томск, Россия;

(c) - Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова, Томск, Россия

Развитие рентгенодиагностики идет по пути увеличения потока информации при одновременном снижении лучевой нагрузки на пациента и улучшении качества изображения. В связи с этим, в медицинской диагностике стали широко применяться цифровые технологии. Современная рентгенография существует в двух разновидностях: оцифрованной и собственно цифровой. В оцифрованной рентгенографии картинка сначала получается на пластинах (экранах), затем происходит считывание и перевод картинки в цифровой формат. В прямой цифровой рентгенографии изображение считывается непосредственно с детектора, чувствительного к рентгеновским лучам. Детекторный модуль обеспечивает преобразование падающего теневого (после прохождения через тело человека) рентгеновского излучения в эквивалентный электрический сигнал, первичную обработку и передачу этих данных в устройство формирования изображения (компьютер) [1].

До недавнего времени методики определения характеристик цифрового изображения различными исследователями отличались довольно существенно, что приводило к многочисленным разночтениям. Лишь недавно, в ноябре 2003 г., утвержден первый из ряда стандартов МЭК 62220-1, касающихся характеристики цифровых медицинских изображений [2]. Этот документ посвящен такому новому понятию, как квантовая эффективность детектора (DQE). Связано это, скорее всего, с тем, что DQE все больше приобретает популярность как один из наиболее важных комплексных параметров, определяющих не только эффективность преобразования энергии в цифровом детекторе, но и уровни дозовых нагрузок для получения изображения требуемого качества [3].
Проведенные исследования позволили оценить значение DQE в области нулевых частот для различных систем преобразования энергии излучения (рис.1.). Показано, что максимальным значением DQE (50÷60%) обладают твердотельные преобразователи типа люминофор-кремний и селен-кремний, 20÷30 % имеют цифровые системы на основе стимулируемых люминофоров, 30÷40% сканирующие линейки детекторов (га-

зовых или на основе люминофор - кремний), 10÷15% преобразователи типа "экран оптика переноса ПЗС - матрица" [4].

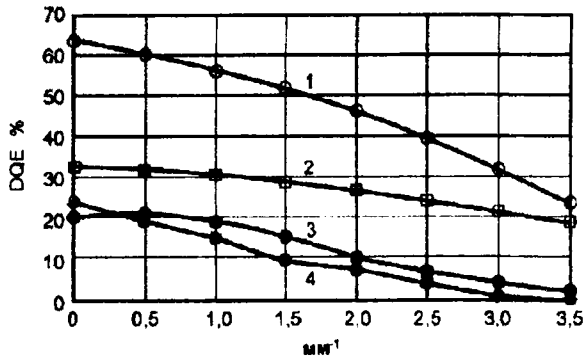


Рис. 1. Сравнительные значения DQE различных цифровых систем преобразования изображения, полученные в соответствии с МЭК 62220-1 (по данным фирмы Siemens):

1 люминофор + кремний (Pixium),

2 селен + кремний,

3 рентгеновская пленка + экран с усилением 400,

4 фотостимулируемые люминофоры.

Следует отметить, что рассмотренный стандарт МЭК не распространяется на такие быстро развивающиеся разделы цифровой рентгенодиагностики, как маммография, импульсное просвечивание, сканирующая рентгенография, компьютерная томография. Разработчикам ещё предстоит длительная работа по каждому из этих направлений.

Очевидно только, что с момента появления первых цифровых детекторов для получения рентгеновских изображений стала очевидной целесообразность введения такого обобщенного параметра у цифровых преобразователей рентгеновского изображения, как квантовая эффективность детектора DQE [4].

Под квантовой эффективностью детектора DQE понимается квадрат отношения сигнал/шум на выходе к квадрату отношения сигнал/шум на входе.

Для экспериментального определения DQE необходимо установить следующие параметры:

- качество излучения;
- экспозицию (керма в воздухе);
- фокусное расстояние;
- рекомендуемую геометрию;

- метод определения функции передачи модуляции (MTF);
- спектральную плотность шума (NPS);
- соответствующие климатические условия.

Рассмотрим подробнее некоторые составляющие DQE. Способность передать мелкие детали изображения называют обычно разрешением. Для получения количественной информации на практике пространственное разрешение принято измерять с помощью частотно-контрастной характеристики (ЧКХ, или MTF в англоязычной литературе) и в качестве разрешения называть величину пространственной частоты на определенном уровне контрастности.

Рис. 2. Измерение разрешения системы при помощи миры рентгеновской и соответствующий отклик каналов детектора

Рентгеновская система состоит из нескольких составляющих, каждая из которых может уменьшить сигнал в процессе преобразования интенсивности рентгеновского излучения в изображение. Общий отклик такой системы формируется из отклика каждого из элементов, входящих в эту систему, на каждой из пространственных частот. Следует отметить, что результирующая MTF системы не может быть лучше MTF худшего из элементов.

Изображение, кроме полезной информации, всегда содержит некоторую часть шума, т.е. информацию бесполезную. Чем меньше доля шума, тем выше качество и тем

лучше визуальное восприятие изображения. Поэтому важным для изображения является отношение: сигнал/шум = полезная информация/бесполезная информация. Но для детекторов рентгеновского излучения оценивают шум, подчиняющийся распределению Пуассона, который является белым, т.е. пространственно не коррелированным, который оценивается при помощи спектральной плотности шума (NPS). Обычно NPS на выходе цифрового рентгеновского преобразователя определяется по предварительно необработанному изображению, сформированному в результате эксперимента.

Квантовая эффективность приемника пропорциональна квадрату функции переноса модуляции и обратно пропорциональна величине шума на соответствующих уровнях пространственного разрешения. Из этого следует, что чем ниже уровень шума и выше уровень MTF (ЧКХ), тем выше квантовая эффективность системы визуализации. В свою очередь, чем выше DQE, тем цифровое изображение более информативно с точки зрения диагностики.

1. Зеликман М.И. Особенности контроля характеристик цифровых рентгенодиагностических систем // Мед. техника, 2002, №5. С.3-6.

2. Моргун О.Н., Немченко К.Э., Рогов Ю.В. Количественный параметр для объективного сравнения качества цифровых систем визуализации рентгеновского изображения // Мед. техника, 2003, №5, С.6-9.

3. Paul R., Granfors G.E. DQE Methodology - Step by Step // Medical Systems, 2003.

4. Моргун О.Н., Немченко К.Э., Рогов Ю.В. Квантовая эффективность детектирования как параметр качества устройства визуализации // Мед. техника, 2003, №5, С.19-21.

ТОНКОПЛЕНОЧНЫЙ III-V ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ 3-D СЕНСОР МАГНИТНОГО ПОЛЯ

И.А. Большакова[a], В.Н. Брудный[b], Р.Л. Голяка[a], Е.Ю. Макидо[a],
А.В. Марусенков[a], А.П. Мороз[a]
(a)– Львовский политехнический национальный университет,
Львов, Украина, e-mail: inessa@mail.lviv.ua;
(b)– Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова
при Томском госуниверситете, 634050 Томск, Россия, e-mail: brudnyi@ic.tsu.ru

В настоящее время большой интерес представляют полупроводниковые 3-D сенсоры магнитного поля, которые позволяют проводить измерение трех ортогональных проекций B_X, B_Y и B_Z вектора индукции магнитного поля [1-4]. В таких 3-D сенсорах используют специальные конструкции преобразователей Холла (ПХ) и магнитотранзисторов [5, 6].

Необходимо отметить, что для изготовления 3-D сенсоров используются структуры, которые формируются только методами технологии твердотельных интегральных схем на кремнии. Однако подобные структуры и, в первую очередь, p-n-переходы, характеризуются низкой радиационной и температурной стойкостью, что ограничивает сферу применений известных типов 3-D сенсоров.

В данной работе представлены новые подходы к структурной реализации 3-D сенсоров магнитного поля, которые бы не нуждались в элементах интегральных схем и могли бы формироваться по меза-технологии тонкопленочных ПХ на полупроводниках группы A_3B_5, в частности, на основе пленок InSb. Это позволяет создавать 3-D сенсоры по технологии радиационностойких ПХ и, тем самым, открывает новую и актуальную сферу применения таких сенсоров [7,8].

Структура такого 3-D сенсора, изготовленного по тонкопленочной технологии [9], представлена на рис.1. На высокоомной GaAs подкладке (1) формируется полупроводниковая эпитаксиальная пленка InSb (2) толщиной $W = 7 \div 15$ мкм с концентрацией легирующей примеси $N = 10^{16} \div 10^{17}$ см$^{-3}$ (рис.1,а). На поверхность пленки InSb наносится контактная система (металлизация Au, Cu или другая), которая обеспечивает низкоомный омический контакт к InSb и служит контактными площадками (3). Изготовление структур проводится в три этапа. Первый этап предназначен для вытравливания контактной системы (рис. 1,б), второй – для вытравливания пленки на всю толщину

– (рис. 1,в), третий – для вытравливания (утончения) пленки на ≈90 % от ее первоначальной толщины (рис.1,г). Такое утончение полупроводниковой пленки в определенных областях структуры и соответствующая геометрия этой структуры позволяют реализовать 3-D сенсор магнитного поля.

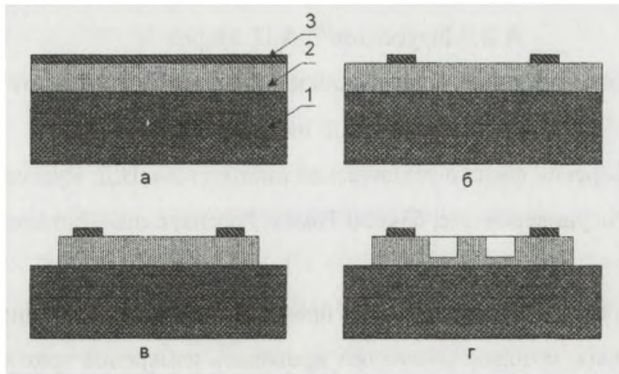


Рис. 1. Структура слоев 3-D сенсора:
1 – подкладка, 2 – тонкая пленка полупроводника, 3 – металлизация.

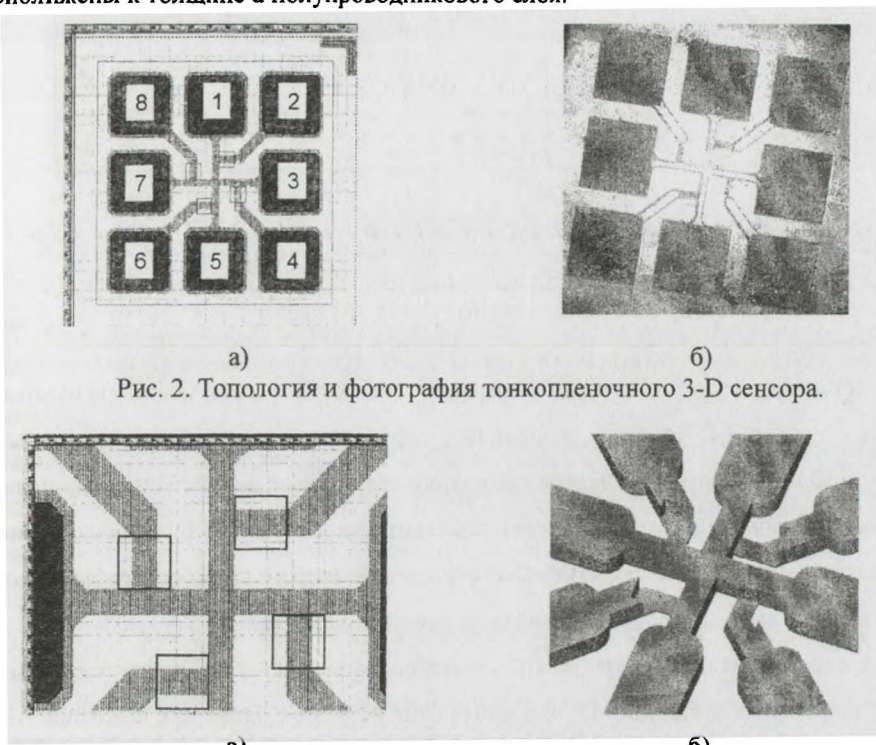
Принципиально новым решением является способ формирования сигналов и конструкция базового элемента таких 3-D сенсоров – вертикального ПХ. В данном случае потенциальные (холловские) выводы вертикального ПХ формируются не на поверхности полупроводникового слоя, а в его глубине – в переходной области между слоем полупроводника и диэлектрической или высокоомной полупроводниковой подложкой (рис. 1). Это позволяет изготовить такие сенсоры без p-n-переходов и диэлектрического слоя между слоем полупроводника и слоем металлизации.

Тонкопленочный 3-D сенсор состоит из двух ортогонально развернутых вертикальных ПХ, которые обеспечивают чувствительность к проекциям B_X, B_Y вектора индукции поля, и горизонтального ПХ, чувствительного к проекции B_Z. Активной областью горизонтального ПХ является центральная часть 3-D сенсора, то есть область перекрещивания двух ортогонально развернутых вертикальных ПХ.

Топология 3-D сенсора и фотография одного из опытных образцов представлены на рис. 2, а структура центральной части сенсора – на рис. 3.

В отличие от традиционных горизонтальных ПХ, в которых чувствительность является обратно пропорциональной функцией толщины (d) слоя полупроводниковой активной области, чувствительность вертикальных ПХ является обратно пропорциональной функцией ширины W полупроводниковой области (рис. 2). Поэтому для обес-

печения одинаковых уровней чувствительности всех трех ПХ 3-D сенсора необходимым условием является минимальная ширина W активной области, размеры которой приближены к толщине d полупроводникового слоя.



а) б)

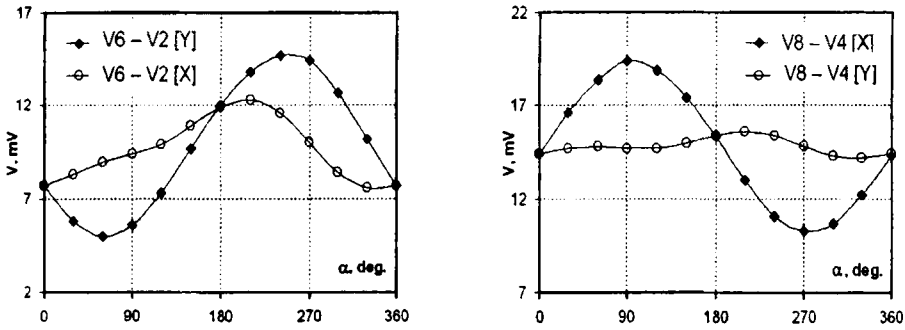
Рис. 2. Топология и фотография тонкопленочного 3-D сенсора.

а) б)

Рис. 3. Топология и объемное представление центральной части тонкопленочного 3-D сенсора.

В ходе проведенных исследований было установлено, что функциональные характеристики изготовленных сенсоров отвечали назначениям последних, то есть сенсоры владели магнитной чувствительностью ко всем трем проекциям вектора индукции поля. У 3-D сенсоров на основе пленок InSb толщиной 5÷10 мкм с концентрацией легирующей примеси $\approx 2 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$ при рабочем токе 10 mA типичные величины чувствительности составляли: $S_X = dV_X/dB_X = 15 \div 50$ mV/T; $S_Y = dV_Y/dB_Y = 15 \div 50$ mV/T; $S_Z = dV_Z/dB_Z = 100 \div 200$ mV/T.

Среди проблем необходимо отметить наличие значительных уровней остаточного off-set напряжения и перекрестной чувствительности. Так, на рис. 4 представлены типичные зависимости выходных напряжений на выводах 3-D сенсора (нумерация выводов отвечает рис. 2, а) при повороте плоскости сенсора относительно осей X и Y.



а) б)

Рис. 4. Типичные зависимости выходных напряжений 3-D сенсоров:
а) $B_X = 0{,}1$ Т; $B_Y = 0$; б) $B_X = 0$; $B_Y = 0{,}1$ Т.

Наличие перекрестной чувствительности можно объяснить неоднородностью пленочных структур 3-D сенсоров и наличием определенного смещения утонченных областей (рис.3.а) относительно центра симметрии структуры сенсора. Проблема появления off-set напряжений на перекрестной чувствительности может быть решена, во-первых, специальным балансированием 3-D сенсора; во-вторых, калиброванием сенсора при одновременном повороте его плоскости в разных направлениях.

Подходы, применяемые при изготовлении радиационностойких тонкопленочных ПХ, и представленная в данной статье конструкция являются базой для создания 3-D сенсоров магнитного поля для экстремальных условий эксплуатации, в частности для открытого космоса, ускорителей заряженных частиц, реакторов термоядерного синтеза.

1. R.S. Popovic, Adam Hilger, Bristol, Philadelphia and New York, (2002).
2. F. Burger, P.-A. Besse, R.S. Popovic. Sensors and Actuators. A 67, 72 (1998).
3. Ch. Schott : Swiss patent application No.1998 0760-98.
4. Ch. Schott, R. S. Popovic. http://microtechnique.epfl.ch/ims/sysmic/publications/1999/cs99_2.pdf.
5. Z. Gotra, R. Golyaka, M. Gladoun. Proc. 4th Intern. Conf. on SIITME'98. 75 (1998).
6. З. Готра, Р. Голяка, М. Гладун. Вестник ДУ "ЛП". 357, 24 (1998).
7. I. Bolshakova, S. Krukovskii, R. Holyaka, et. al. Rad. Phys. and Chem. Elsevier Science. 61, 743 (2001).
8. I.A. Bolshakova, V.M. Boiko, V.N. Brudnyi et. al. Semiconductors. 39 (7), 780 (2005).
9. И.А. Большакова, Р.Л. Голяка. Патент на изобретение №72831 UA. G01R33/06, H01L43/06. Опуб. 15.04.2005. Бюл. №4.

ШУМОВЫЕ И РАДИАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ДАТЧИКОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Г.Ф. Карлова, А.В. Градобоев
ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск, Россия,
gradoboev1@mail.ru

Прогресс техники обработки данных, особенно с применением микропроцессоров, привёл к возрастанию роли датчиков, являющихся первичным звеном в восприятии информации от объекта измерения. Датчики магнитного поля на основе эффекта Холла (в дальнейшем датчики) обладают достаточной степенью надёжности и могут работать в крайне неблагоприятных условиях, включая радиационное воздействие. Нижний предел измерения магнитных полей, а также предел сигнала, который может быть обработан средствами электроники, определяют флуктуации остаточного напряжения в отсутствие магнитного поля. Разработанный в ОАО «НИИПП» арсенидогаллиевый датчик магнитного поля [1] обладает высокой удельной магнитной чувствительностью (200-1000) В А/Тл.

В сообщении приведены результаты исследования шумовых и радиационных свойств планарных арсенидогаллиевых датчиков магнитного поля на основе эффекта Холла, полученных на эпитаксильных структурах, выращенных методом газофазовой и молекулярно-лучевой эпитаксии и методом ионного легирования.

Уровень шумов оценивали по среднеквадратичному значению флуктуаций напряжения Δu^2 и тока Δi^2. В полупроводниковых приборах различают четыре основные составляющие внутреннего шума: тепловой, дробовой (токовый), 1/f – шум (фликкер-шум) и шум области пробоя p-n–перехода [2]. Из-за отсутствия в преобразователях Холла p-n–перехода последняя составляющая не имеет места. В случае теплового шума средний квадрат напряжения шума определяется формулой Найквиста [3]:

$$u^2 = 4kT \cdot R \cdot \Delta f, \qquad (1)$$

где R - активное сопротивление измеряемого источника шума, Δf – полоса частот измерителя шума.

Дробовой шум определяется механизмами, ответственными за концентрацию носителей тока (в основном, временем жизни неосновных носителей тока), и не зависит от частоты; 1/f – шум проявляется в виде флуктуаций концентрации носителей заряда

при пропускании тока через образец.

Для измерения шумов использовался селективный нановольтметр типа 223 без предварительного усиления. Образец помещался в специально изготовленную кассету. В качестве источника питания применялся элемент типа 3R12. Измерения проводились в диапазоне частот 5-100 кГц. Ширина полосы Δf соответствовала ±3%. На образцы подавалось смещение, обеспечивающее ток через образцы 1; 1,5 и 2 мА. Оценка шума производилась по температуре шума $T_ш$, определяемой формулой [3]

$$T_ш = \frac{U_ш}{\Delta f} / \frac{U_{шR}}{\Delta f}, \qquad (2)$$

где $U_ш$ - напряжение шума, измеряемое на выходе преобразователя Холла, $U_{шR}$ – напряжение шума, измеряемое на переменном сигнале с помощью прибора Е7-12 на омическом сопротивлении такой же величины.

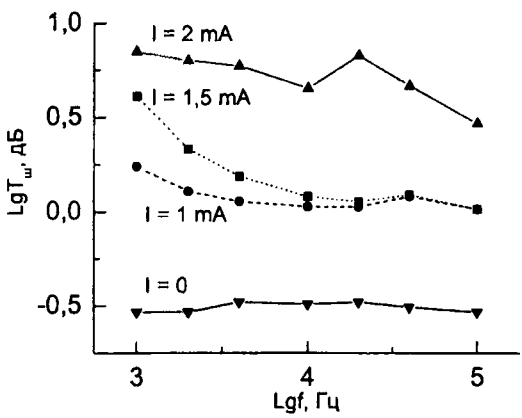


Рис.1. Зависимость шумовой температуры от частоты при различных значениях тока.

Полученные зависимости шумовой температуры от частоты при различном токе показаны на рисунке. Видно, что с ростом тока, протекающего через образец, $T_ш$, а, следовательно, и величина напряжения шума увеличиваются. Кривые, снятые при различных токах, качественно одинаковы. Они имеют вид, подобный приведённым в [4]. На начальном участке наблюдается линейная зависимость $T_ш$ от обратной частоты, что характерно для фликкер-шума. Приведём количественные оценки теплового и дробового шумов для конкретного образца с размерами 0,4×0,25×0,0011 мм^3, концентрацией носителей заряда 1,5 10^{16} см$^{-3}$ и сопротивлением образца 1 кОм. Оценка теплового шума по формуле (1) даёт величину u = 1,6 10^{-17} [В с] Δf.

Для оценки дробового шума воспользуемся формулой для дробового тока, приведённой в [4]

$$i^2 = \frac{4I^2\tau_1^2\tau_2^2\Delta f}{N_{cp}(\tau_1+\tau_2)^2\left(1+4\pi^2 f^2 T^2\right)}. \qquad (3)$$

где τ_1 – среднее время жизни носителей заряда, τ_2 - среднее время жизни носителей заряда, захваченных на ловушки, $N_{ср}$ – среднее число носителей, участвующих в переносе (определяется произведением N на объём активной области), $1/T = 1/\tau_1 + 1/\tau_2$.

Величина среднего квадрата дробового тока i^2 равна $2\ 10^{-27}[A^2\ c]\ \Delta f$, а среднего квадрата напряжения $2\ 10^{-21}[B\ c]\ \Delta f$, что значительно меньше среднего квадрата напряжения теплового шума. Фликкер-шум проявляется только на низких частотах. Таким образом, основную роль играет тепловой шум.

Величина коэффициента шума в разработанных преобразователях Холла не превышала 5 дБ в частотном диапазоне (1-100) кГц.

Радиационные свойства датчиков магнитного поля исследовались с помощью облучения гамма-квантами ^{60}Co и измерения их электрофизических характеристик (концентрации и подвижности электронов; статических вольт-амперных характеристик) до и после облучения.

В качестве объектов исследования использовались датчики, изготовленные из слоёв арсенида галлия, сформированных на полуизолирующей подложке. В качестве активного n-слоя использовались эпитаксиальные структуры арсенида галлия, выращенные методами газофазной и молекулярно-лучевой эпитаксии, и изготовленные методом ионной имплантации. Технология изготовления образцов и статические характеристики датчиков приведены в [5].

В результате исследования радиационной стойкости датчиков получены следующие результаты. В области малых доз облучения существенные изменения произошли в статических вольт-амперных характеристиках (ВАХ). Примерно на 25% датчиков наблюдалось снижение тока на (30-40) % после облучения дозой $1{,}5\cdot10^4$ Рад. Для других 25% всех исследованных датчиков обнаруживается увеличение тока также на (30-40)%; однако, в этом случае при дозе $3\cdot10^4$ Рад ВАХ возвращалась к исходному состоянию и далее также не изменялась вплоть до $6\cdot10^6$ Рад. Обнаруживаемые изменения в концентрации электронов и их подвижности в обоих случаях укладываются в пределы ошибки. Изменений параметров не наблюдалось на структурах, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии с использованием специального LT-слоя. Можно предположить, что изменение ВАХ датчиков в результате облучения дозой $1{,}5\cdot10^4$ Рад обусловлено либо формированием, либо ликвидацией каналов проводимости вблизи границы раздела активный слой-подложка, которые при радиационной обработке могут быть следствием перестройки дефектной структуры вблизи границы. Отсутствие влия-

ния радиационного воздействия на структуры с LT-слоем, в которых подложка отделена от активного слоя, свидетельствует в пользу этого предположения. Вклад в изменения ВАХ после воздействия малых доз облучения может дать и изменение контактного сопротивления образцов. Технология нанесения электродного материала и дальнейший отжиг формируют электродный слой неоднородным по поверхности пластины, что приводит к хаотическому распределению Ge и Ni по площади.

Таким образом, при облучении дозой $(8\text{-}10)\cdot10^5$ Рад (область малых доз) обнаруживается стабилизирующее действие гамма-облучения на датчики.

При больших дозах (10^8 Рад) вольт-амперные характеристики всех образцов деградируют, и снижение ВАХ полностью описывается деградацией концентрации электронов и их подвижности при облучении гамма-квантами в пассивном режиме при комнатной температуре. Наблюдаемые на ВАХ нелинейность и участок насыщения могут быть обусловлены влиянием эффекта обратного управления по подложке [5], а также тепловым разогревом в активном слое датчика при высоких плотностях тока.

Выходное напряжение датчиков при гамма-облучении до дозы 10^7 Рад не изменяется в пределах погрешностей измерения, при дозе 10^8 Рад оно уменьшается за счёт увеличения концентрации носителей на ионнолегированных структурах и увеличивается на эпитаксиальных структурах за счёт уменьшения концентрации носителей заряда в них.

В заключение можно сказать, что датчики магнитного поля, как эпитаксиальные, так и ионнолегированные, радиационностойки к гамма-облучению и могут быть использованы в аппаратуре, предназначенной для работы в космосе.

1. Г.Ф. Карлова, Л.П. Пороховниченко, Л.П. Умбрас. Датчик магнитного поля. Патент N 2262777, 2005 г.
2. Полупроводниковые диоды. Параметры, методы измерений. Под редакцией Н.Н. Горюнова и Ю.Р. Носова. – М.: Сов. радио,1968. - С.16.
3. А. Ван дер Зил. Шум. М.: Сов. радио, 1973.
4. C.B. Burckhardt and Strutt. IEEE Trans. El. Dev., 1964, V.11. - P.47.
5. Г.Ф. Карлова, Л.П. Умбрас, А.В. Ханин. Труды международной конференции АПЭП, Новосибирск, 1998, Т.3. - С.108.

ОСЦИЛЛИСТОРНЫЕ СЕНСОРЫ: ПРЕИМУЩЕСТВА, РАЗРАБОТКИ И ПУТИ РАЗВИТИЯ

В.И. Гаман, П.Н. Дробот

Томский государственный университет, Томск, Россия, dpn@mail.tsu.ru

В технике и в природе информация существует в виде аналоговых величин и большинство сенсоров являются аналоговыми устройствами, как правило, имеющими слабый информационный сигнал. Повсеместное внедрение компьютеров в системы сбора и обработки информации ставит задачу сопряжения аналоговых сенсоров с цифровым устройством – компьютером. В подавляющем большинстве случаев эта задача решается с помощью аналого-цифрового преобразователя (АЦП), качество которого определяет точность измерений. Однако в условиях индустриальных помех и/или при использовании большого числа сенсоров, распределенных в пространстве, существует проблема телеметрической передачи информации по длинным проводным линиям, которая усложняется, если необходимо предварительное усиление сигнала. В идеале для решения этой задачи в непосредственной близости к каждому сенсору нужно размещать предварительный усилитель, АЦП и их блоки питания, а затем цифровой сигнал от АЦП передавать на большие расстояния по проводам. Стоимость такой информационно-измерительной системы пропорциональна количеству применяемых АЦП и сопутствующих электронных блоков.

Вместе с тем в области преобразования сигналов существует альтернативное направление, отличное от схемотехнической интегральной микроэлектроники – функциональная электроника, которая использует для обработки информации динамические неоднородности различной физической природы. В ряду физических явлений, на которых базируется функциональная электроника, находится винтовая неустойчивость (ВН) полупроводниковой плазмы. Это явление заключается в генерации полупроводниковым образцом высокочастотных колебаний тока и электрического потенциала. В соответствии с этим ВН в полупроводниках называется также осциллисторным эффектом. Генерация возникает при определенных условиях, одним из которых является магнитное поле, приложенное параллельно протекающему через образец току. Специальным образом изготовленный диод, помещенный в магнитное поле, параллельное протекающему через него току, и генерирующий переменный сигнал вследствие развития ВН, называется осциллистором. Зависимость частоты осциллистора от различных внешних

факторов позволяет разрабатывать осциллисторные сенсоры различных физических величин с частотным выходом.

Все сенсоры с частотным выходом обладают рядом преимуществ перед аналоговыми: 1) прямое преобразование измеряемой величины в частоту колебаний; 2) высокая помехозащищенность, так как полезная информация заключена в частоте, а не в амплитуде переменного сигнала; 3) удобство и высокая точность частотных измерений; 4) частотный выход упрощает преобразование в цифровой код. Осциллисторные сенсоры обладают еще одним, характерным для них, преимуществом – высокой амплитудой выходного сигнала, что позволяет не применять усилитель. Осциллисторные сенсоры с частотным выходом исключают АЦП, что позволяет существенно упростить схемотехнику и минимизировать удельную стоимость на канал измерения с высокой точностью.

С целью разработки осциллисторных приборов нами впервые проведено детальное исследование стержневидных кремниевых осциллисторов (n^+–π–p^+-структуры) в широких диапазонах их длин d_z (от 600 мкм до 12 мм) и температур (77÷400) К [1]. Установлены оптимальные для практики размеры осциллисторной структуры – это должен быть куб с гранями приблизительно 0,8 мм. В частности, разработаны сенсоры магнитной индукции и температуры с частотным выходом (эти приборы запатентованы). В 2006 г. разработка Томского госуниверситета «Осциллисторный сенсор температуры с частотным выходом» награждена дипломом VI Московского международного салона инноваций и инвестиций. Разработаны пороговый сенсор температуры, преобразователь сопротивления нагрузки сенсора в частоту (*RF*-преобразователь) и ряд других приборов. Пороговый характер возникновения ВН позволяет использовать сенсор температуры в качестве температурного ключа порогового срабатывания. Если при T=300 К зафиксировать пороговое напряжение, то при $T > 300$ К колебания в цепи осциллистора будут отсутствовать, так как $U_п$ с ростом T увеличивается, а при $T < 300$ К возникнет генерация. По возникновению генерации судят о срабатывании температурного ключа. Для ряда аналоговых сенсоров измерительным параметром является сопротивление (термо-, фото-, магниторезисторы), величину которого просто преобразовать в частоту, включив аналоговый сенсор последовательно с осциллистором. Кроме этого, *RF*-преобразователь является основой для разработки потенциометрических датчиков оборотов, угла поворота, длины, перемещения, силы с частотным выходом и джойстиков управления.

В таблице приведены основные параметры разработанных осциллисторных сенсоров. Использованы условные обозначения: U^* – напряжение питания в виде прямо-

угольных импульсов; $t_и$ – длительность импульса; $f_{пов}$ – частота повторения импульсов; $U_=$ – постоянное напряжение питания.

Название	Интервал измерений	Частота генерации	Чувствительность	Амплитуда сигнала	Напряжение питания	Вид градуировочной зависимости
Сенсор магнитной индукции	1,4÷ 2,4 Тл при T=293K	227÷325 кГц	110 кГц/Тл	0,05÷0,17 В	U*=40 В, $t_и$=300 мкс $f_{пов}$=45 Гц или одиночный	линейная
Сенсор температуры	77÷335 К	3260÷233 кГц	от 40кГц/К при T=77K до 3.1 кГц/К при T>263 К	0,07÷0,85 В	U*=65 В, $t_и$=60 мкс, $f_{пов}$=45 Гц или одиночный	Нелинейная с линейными участками в начале и конце
	77÷105 К	3260÷2700 кГц	40 кГц/К	0,15÷0,55 В		линейная
	263÷335 К	536÷233 кГц	3,1 кГц/К	0,07÷0,7 В		
	77÷189 К	1900÷700 кГц	10,7 кГц/К	0,04÷0,1 В	U*=10 В	линейная
	189÷253 К	1250÷300 кГц	14,8 кГц/К	0,0025÷0,02 В	U*=20 В	
	253÷273 К	425÷300 кГц	6,2 кГц/К	0,04÷0,053 В	U*=30 В	
	253÷298 К	550÷300 кГц	5,5 кГц/К	0,07÷0,155 В	U*=50 В	
	263÷335 К	425÷200 кГц	3,1 кГц/К	0,02÷0,23 В	U*=60 В	
	77÷135 К	1200÷1027 кГц	2,9 кГц/К	0.005÷0.04 В	$U_=$=6 В	
Пороговый сенсор температуры	77÷335 К	1200÷200 кГц	0,3 В/К		U*= (5,4÷60) В	нелинейная
RF-преобразователь	0÷90 Ом	286÷182 кГц	4,3 кГц/Ом	0,02÷0,4 В	U*=46 В $t_и$=60 мкс, $f_{пов}$=45 Гц или одиночный	линейная

Из таблицы видно, что осциллисторные сенсоры имеют высокие амплитуду информационного сигнала (от десятков милливольт до, почти, единицы вольта) и чувствительность частоты к измеряемой физической величине – единицы, десятки и сотни килогерц на единицу измерения. Это выгодно отличает их от других сенсоров с частотным выходом (на основе кварцевых резонаторов, рекомбинационной неустойчивости и других), у которых чувствительность составляет десятки и сотни герц на единицу измерения и необходимо предварительное усиление их информационного сигнала.

Рассмотренные выше сенсоры являются традиционными для исследований ВН, так как основаны на дискретных осциллисторных структурах. Так как для работы ос-

циллисторных приборов необходимо магнитное поле, то целесообразно применять их там, где они содержатся в большом количестве, используя одну магнитную систему. В связи с этим было создано четыре осциллистора на одной полупроводниковой пластине толщиной 1,25 мм. При этом p^+–электрод сплошь закрывал одну сторону пластины, а на противоположной стороне были изготовлены четыре n^+–электрода с площадью S_n приблизительно 0,1×0,1 см^2. Таким образом, на пластине было сформировано четыре осциллисторных p^+–π–n^+–структуры с d_z = 1,2 мм. Пластина помещалась в постоянное магнитное поле, вектор магнитной индукции $\boldsymbol{B}$ которого был направлен перпендикулярно плоскости пластины. Электронно-дырочная плазма создавалась напряжением, прикладываемым к каждому электроду отдельно в виде импульсов с $t_и$ =500 мкс, $f_{пов}$=40 Гц либо одиночного импульса. Вольт-амперные характеристики, пороговые, амплитудные и частотные зависимости качественно аналогичны таким же характеристикам дискретных структур с d_z = 0,8 мм [1]. Однако для осциллисторов на пластине пороговое электрическое поле $E_п$ в 70 раз, а значения частоты в 10 раз меньше, чем для дискретных структур (рис.1 а, б). Для амплитуды сигнала соотношение обратное (в 10 раз).

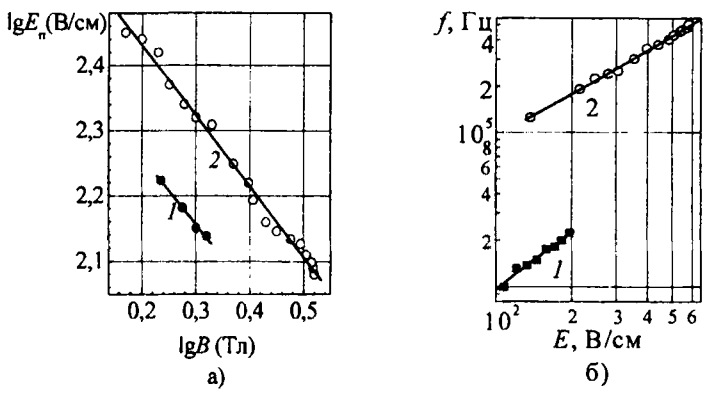


Рис.1. Зависимости при T=293К lg$E_п$(lg$B$) (а) и $f(E)$ при B=2 Тл (б)
1 – осциллистор на пластине, *2* – дискретный прибор.

По существу такая конструкция является прототипом осциллисторной интегральной схемы. Например, на одной пластине одновременно может находиться генератор ВЧ–сигнала, сенсор температуры с частотным выходом и *RF*-преобразователь.

1. Дробот П.Н. Закономерности развития винтовой неустойчивости в кремниевых осциллисторах. Автореф. дисс. канд. физ.-мат. наук. – Томск. – 2004. – 17 с.

ВЛИЯНИЕ МОДИФИКАЦИИ ПОКРОВНОГО СЛОЯ НА СВОЙСТВА ВОДОРОДОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ДИОДНЫХ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР Pd/GaAs /InGaAs

С.В. Тихов, И.А. Карпович, Ю.Ю. Гущина, И.А. Андрющенко
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950, Нижний Новгород, Россия, e-mail: Tikhov@phys.unn.ru

Чувствительность к водороду диодных структур с барьером Шоттки Pd/GaAs существенно увеличивается при встраивании в приконтактной области GaAs напряженных слоев квантовых ям (КЯ) InGaAs [1]. В настоящей работе исследовано влияние на водородную чувствительность этих структур модификации покровного слоя КЯ InGaAs/GaAs перед нанесением Pd путём создания развитого нанорельефа на его поверхности. Ранее увеличение чувствительности к водороду при подобной модификации поверхности было обнаружено на диодных структурах Pd/Si [2].

Гетероструктура с одной КЯ $In_{0.22}Ga_{0.78}As$ шириной 9 нм выращивалась на полуизолирующей подложке (100) GaAs с отклонением от точной ориентации на 3^0 в направлении [110] методом газофазной МОС-гидридной эпитаксии [1]. Предварительно на подложке выращивался буферный слой n-GaAs толщиной ≈1 мкм с концентрацией электронов $\approx 2\cdot10^{16}$ cm^{-3}. Покровный слой GaAs имел толщину 300 нм. Слой Pd толщиной ≈ 20 нм наносился напылением в вакууме. Для предотвращения химического взаимодействия Pd с GaAs, сильно ухудшающего сенсорные характеристики диодных структур, перед нанесением Pd на поверхности покровного слоя создавался туннельно-тонкий (≈ 3 нм) слой собственного термического окисла путем окисления образца на воздухе (300 ^{0}C, 30 мин).

Морфология поверхности покровного слоя исследовалась на атомно-силовом микроскопе (АСМ) в контактном режиме. Для количественной характеристики неровности поверхности по АСМ–изображениям рассчитывалась её шероховатость R_a.

Исходная поверхность покровного слоя была довольно гладкой (рис.1а.). На ней видны только ступени роста высотой ≈ 1 нм, обусловленные отклонением ростовой поверхности подложки от плоскости (100). Шероховатость поверхности покровного слоя значительно увеличивалась после ее анодного окисления в 3%–растворе винной кислоты и последующего стравливания анодного окисла в NH_4OH, а также после травления

покровного слоя даже в полирующем GaAs травителе (H_2O_2 : H_3PO_4: H_2O в соотношении 1:1:15). На рис. 1 (b, c) показаны АСМ–изображения, полученные после образования и последующего удаления анодного окисла толщиной 0.2 мкм (толщина покровного слоя уменьшилась при этом до 170 нм) и после стравливания покровного слоя примерно до такой же толщины.

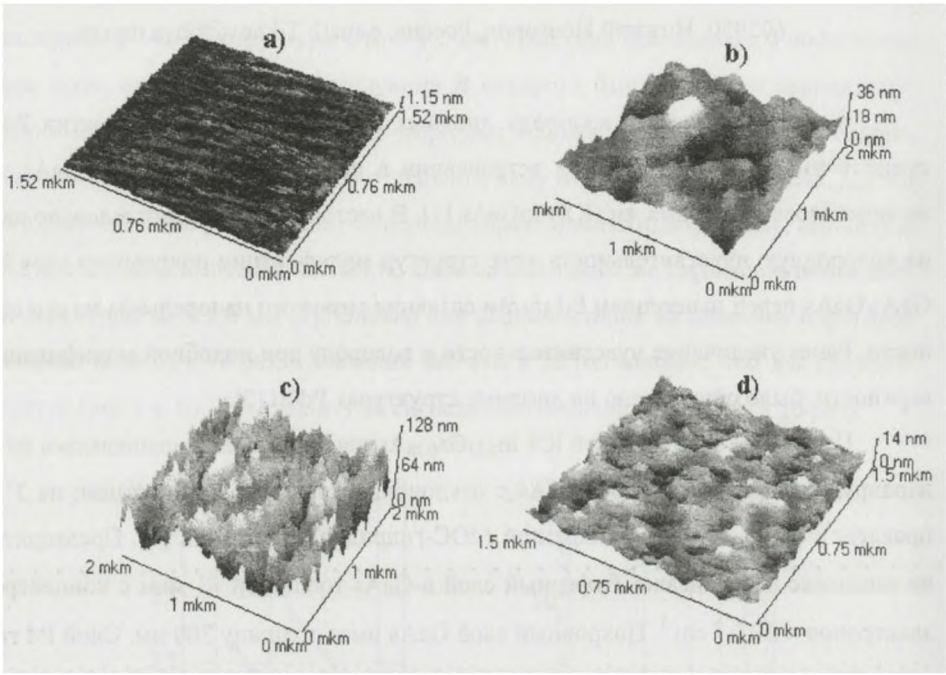


Рис.1. АСМ–изображения поверхности покровного слоя: a) исходная поверхность, b) после анодного окисления и стравливания окисла, c) после травления в полирующем травителе на глубину 150 нм (расчетная глубина полирующего травления монокристалла GaAs), d) после травления на глубину 500 нм в том же травителе (слой КЯ стравлен).

Высота неровностей после стравливания анодного окисла достигала 36 нм ($R_a \approx 3$ нм), а их поверхностная плотность $\approx 5 \cdot 10^8$ см$^{-2}$. Еще более шероховатая поверхность возникала после глубокого травления исходной поверхности: высота неровностей до 130 нм ($R_a \approx 15$ нм) и поверхностная плотность $\approx 2 \cdot 10^9$ см$^{-2}$. Связь образования сильно шероховатой поверхности с влиянием на процессы окисления и травления покровного слоя встроенного под ним слоя КЯ подтверждается тем, что при травлении только буферного слоя, а также после стравливания слоя КЯ поверхность травления получается более гладкой. Так, после травления на глубину 500 нм шероховатость уменьшилась

на порядок (R_a ≈1.6 нм, рис 1d). Появление ярко выраженного холмистого нанорельефа поверхности покровного слоя после описанных выше обработок, вероятно, обусловлено влиянием на физико-химические процессы в покровном слое (окисление, травление, дефектообразование и др.) полей упругих напряжений в этом слое, создаваемых напряженным слоем КЯ.

Сформированные на предварительно термически окисленной исходной и модифицированной поверхностях (рис.1a и b) диодные структуры с КЯ исследовались на их чувствительность к водороду при импульсном воздействии потока воздушно-аргоновой смеси с концентрацией водорода от 0.005 до 0.5 объёмных % в интервале температур от комнатной до 100^{0}C. В таблице приведены некоторые электрофизические и сенсорные характеристики этих структур: высота барьера Шоттки φ_0, коэффициент неидеальности вольтамперной характеристики m, определенная по нему плотность поверхностных состояний на границе окисел/GaAs N_{ss} [3], изменение плотности обратного тока при напуске газовой смеси с концентрацией водорода 0,5 % (при 60^{0}C) Δj_s и время релаксации тока при напуске (адсорбции) водорода τ_a, характеризующее быстродействие сенсора.

Таблица. Некоторые характеристики диодных структур Pd/GaAs/InGaAs

Поверхность	R_a, нм	φ_0, эВ	m	N_{ss}, см$^{-2}$эВ$^{-1}$	Δj_s, А/см^2	τ_a, с
исходная	0,1	0,82	1,2	$9\cdot10^{11}$	$4\cdot10^{-4}$	43
модифицированная	2,7	0,75	2,2	$60\cdot10^{11}$	$37\cdot10^{-4}$	4

Как видно из таблицы, модификация поверхности привела к увеличению на порядок чувствительности сенсоров и их быстродействия. Было установлено, что время релаксации τ_a уменьшалось обратно пропорционально концентрации водорода, а энергия активации адсорбции, определенная из температурной зависимости τ_a, $E_\tau \approx 0.45$ эВ. Барьер Шоттки, сформированный на модифицированной поверхности, имеет меньшую высоту и большее значение фактора неидеальности m, свидетельствующее об увеличении плотности поверхностных состояний почти на порядок.

Чувствительность к водороду барьеров Шоттки Pd/GaAs в основном обусловлена ионной хемосорбцией атомарного водорода на границе окисел/GaAs, при которой протоны остаются на границе, а электроны переходят в GaAs [1, 4]. Увеличение чувст-

вительности к водороду модифицированной границы, обусловлено несколькими причинами. Как показал анализ, вклад увеличения реальной площади контакта на модифицированной поверхности не является определяющим. Более существенно связанное с общим повышением плотности поверхностных состояний увеличение плотности центров хемосорбции атомарного водорода на границе окисел/GaAs. Но, по-видимому, основной причиной увеличения чувствительности является уменьшение эффективного расстояния от этой границы до слоя КЯ. Упруго сжатый слой КЯ образует для мигрирующих примесей внедрения потенциальный барьер, что задерживает диффузию водорода и, следовательно, увеличивает его концентрацию на границе [1]. С последним фактором, вероятно, в основном связано и увеличение быстродействия. Развитый нанорельеф покровного слоя, особенно наличие впадин между холмами, где он имеет минимальную толщину, способствует повышению чувствительности и быстродействия.

Водородные сенсоры Pd/GaAs/InGaAs с модифицированным покровным слоем представляют практический интерес, так как позволяют получать приемлемые характеристики даже при комнатной температуре: быстродействие $\approx$ 30 с при концентрации водорода 0,5 %.

Работа выполнялась при поддержке РФФИ (грант 06-02-16159) и Минобрнауки РФ (грант РНП.2.1.1.2741).

1. Карпович И.А., Тихов С.В., Шоболов Е.Л., Звонков Б.Н. // ФТП. 2002. Т. 36. № 5. С 582-586.
2. Тихов С.В., Павлов Д.А, Шиляев П.А., Шоболов Е.Л. и др. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. № 9. С. 1-5.
3. Родерик Э.К. Контакты металл-полупроводник. 1982. М. 207 с.
4. Гаман В.И., Дученко М.О., Калыгина В.М. Изв. вузов. Физика. 1998. № 1. С. 69-72.

ВЛИЯНИЕ ВЛАЖНОСТИ НА СВОЙСТВА СЕНСОРОВ ВОДОРОДА НА ОСНОВЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК $Pt/SnO_2:Sb$ В РЕЖИМАХ ПОСТОЯННОГО И ИМПУЛЬСНОГО НАГРЕВА

О.В. Анисимов, В.И. Гаман, Н.К. Максимова, Е.Ю. Севастьянов,
Е.В. Черников, Н.В. Сергейченко
Сибирский физико-технический институт, Томск, Россия

В настоящее время важной задачей является разработка сенсоров молекулярного водорода для использования в водородной энергетике. Перспективными в этом плане представляются химические резистивные сенсоры на основе металлооксидных полупроводников. Главной проблемой, требующей решения при разработке таких датчиков, остается обеспечение высокой стабильности их параметров в условиях изменяющейся влажности. Одним из способов решения задачи является использование сенсоров в режиме термоциклирования. Следует отметить, что в известной нам литературе отсутствуют сведения о влиянии влажности на чувствительность к водороду сенсоров на основе диоксида олова, работающих в режимах как постоянного, так и импульсного нагрева.

В данной работе изучены свойства сенсоров водорода на основе тонких пленок диоксида олова, легированных сурьмой, с нанесенными на поверхность сверхтонкими слоями каталитической платины в условиях меняющейся влажности. Исследовали концентрационные зависимости отклика сенсоров на водород в режиме постоянного нагрева и особенности профилей проводимость – время (ППВ) при импульсном нагреве при различных рабочих температурах.

Методика эксперимента

Технология изготовления сенсоров на основе тонких пленок $Pt/SnO_2:Sb$ описана в работах [1,2].

Образцы помещали в кварцевую камеру объемом 600 мл. Через камеру прокачивали лабораторный воздух, затем камеру герметизировали. Для стабилизации влажности (RH = 15, 52 и 90 %) в камере устанавливали кювету с насыщенным раствором соответствующей соли. С помощью шприца-дозатора подавали пробу газа, создавая в камере необходимый состав газовоздушной смеси в диапазоне 0-1000 ppm. Измерение концентрационных зависимостей осуществляли путем многократного добавления необходимого количества газа. Изменение проводимости газочувствительного элемента

со временем регистрировали в реальном времени через 10 мс. На основе изученной ранее [3] температурной зависимости отклика таких сенсоров на воздействие водорода в режиме постоянного нагрева был выбран следующий режим термоциклирования: в течение 1-й секунды температура стабилизировалась на уровне 200 °С, затем в течение 6-ти секунд - на уровне 300 °С, после чего цикл завершается остыванием в течение 6-ти секунд. За адсорбционный отклик принимали относительное изменение проводимости $\Delta G/G_0$, $\Delta G = G_1 - G_0$, где G_0 и G_1 - значения проводимости в чистом воздухе и в газовоздушной смеси, соответственно.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Исследования в режиме постоянного нагрева выполнены в диапазоне рабочих температур 250-350 °С. При увеличении влажности во всем изученном диапазоне RH наблюдался рост проводимости сенсоров в чистом воздухе, который обусловлен адсорбцией воды. Адсорбированная вода замещает атомы хемосорбированного кислорода и способствует снижению отрицательного заряда на поверхности диоксида олова. При выбранных рабочих температурах преобладают группы OH, поскольку вода в молекулярной форме десорбируется уже при 170 °С. Снижение плотности кислорода способствует уменьшению адсорбционного отклика на водород при увеличении влажности от 15 до 52 %. Удивительно, что в условиях высокой влажности 90 % отклик вновь возрастал (табл. 1). Все концентрационные зависимости спрямляются в логарифмических координатах, что соответствует известному степенному выражению $\Delta G/G_0 \sim C_{H_2}^m$.

Согласно анализу полученных ранее экспериментальных данных с помощью развитой нами модели [3], при $T \geq 170$ °С, начиная примерно с $C_{H_2}^*$ = 60 ppm, $m = 0.63 \pm 0.04$. Величины параметра m близки к значению, которое предсказывает теория для случая диссоциативной адсорбции водорода. Зависимости, представленные в настоящей работе, свидетельствуют о том, что в условиях данного эксперимента значения параметра m (табл. 1) превышают наблюдавшиеся ранее и растут с повышением рабочей температуры. Возможно, что в данном эксперименте при длительном воздействии водорода (зависимость от концентрации измеряли при последовательном добавлении газа) на поверхности происходит накопление групп OH, образующихся при реакции H_2 с предварительно хемосорбированным кислородом и способствующих положительному заряжению поверхности полупроводника.

Исследования влияния водорода на параметры сенсора в режиме термоциклиро-

Таблица 1

RH, %	T, °C	$\Delta G/G_0$ (при 200 ppm) ,отн.ед.	m
15	250	3.88	0.65±0.01
	300	4.36	0.81±0.01
	350	4.21	1.01±0.02
52-55	250	1.96	0.8±0.02
	300	3.62	1.21±0.03
90	250	12.9	0.99±0.01
	300	13.85	1.08±0.03

вания показали, что максимальный отклик наблюдается в цикле охлаждения и снижается по мере роста температуры в цикле нагрева (табл. 2, рис. 1 а). Отклик в режиме термоциклирования почти на порядок выше, чем в режиме постоянного нагрева при температурах 200 и 300 °С. Анализ концентрационных зависимостей отклика показывает, что кривые спрямляются в логарифмических координатах до концентраций водорода в воздухе 700-900 ppm, затем наблюдается снижение отклика, обусловленное, по-видимому, переходом к области насыщения концентрационной зависимости, связанной с ограниченной плотностью центров адсорбции водорода на поверхности полупроводника. Параметр m (табл. 2) также выше, чем при соответствующих температурах в режиме постоянного нагрева и достигает максимальных значений (до 1.55-2.6) в цикле охлаждения и при 200 °С. Как изменение проводимости ΔG, так и адсорбционный отклик не монотонно зависят от влажности (табл. 2, рис. 1 б): максимальные значения на-

Таблица 2

RH, %	T, °C	G_0, См	ΔG (200 ppm), См	$\Delta G/G_0$ (200 ppm), отн. ед.	m
15	охлаждение	$1.93\text{x}10^{-4}$	0.16	829	1.51±0.11
	200	$6.48\text{x}10^{-4}$	0.23	366.1	2.02±0.05
	300	$2.13\text{x}10^{-3}$	0.26	124.4	1.61±0.09
52	охлаждение	$6.16\text{x}10^{-5}$	$3.65\text{x}10^{-3}$	96.1	2.6±0.1
	200	$6.07\text{x}10^{-4}$	$1.66\text{x}10^{-2}$	27.3	2.20±0.18
	300	$1.53\text{x}10^{-3}$	$1.42\text{x}10^{-2}$	9.3	1.58±0.08
90	охлаждение	$2.90\text{x}10^{-4}$	$6.23\text{x}10^{-2}$	222.4	1.55±0.03
	200	$1.06\text{x}10^{-3}$	0.12	85.8	1.41±0.03
	300	$2.74\text{x}10^{-3}$	0.12	42.4	1.29±0.02

блюдаются при RH = 15 %, а минимальные – при RH = 52-55 %. Анализ данных, приведенных в табл. 2, показывает, что значения проводимости в чистом воздухе G_0 при всех уровнях влажности на 2-3 порядка величины ниже, чем значения ΔG. Следовательно, именно формирование отклика на водород зависит от влажности.

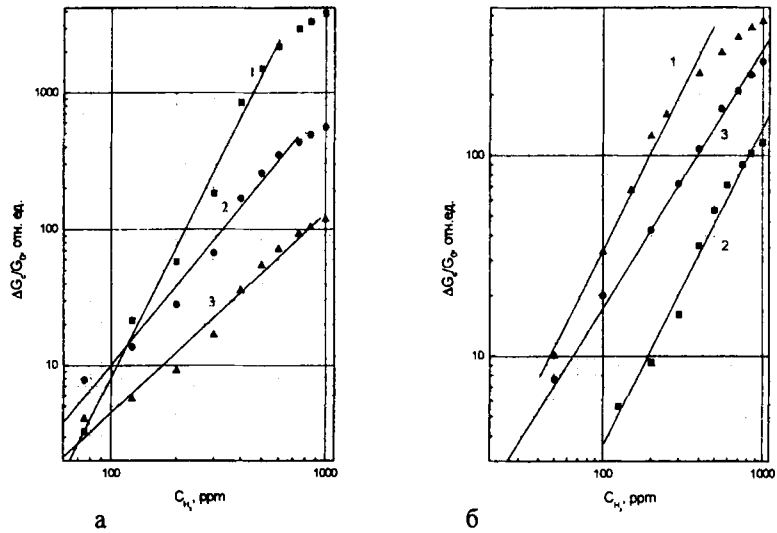


Рис. 1. Концентрационные зависимости отклика на водород сенсора в режиме термоциклирования:
а - RH = 52 %, температура в термоцикле, °С:
1 - охлаждение, 2 - 200, 3 - 300;
б – Т = 300 °С, RH, %: 1 - 15, 2 - 52, 3 - 90.

При обсуждении установленных закономерностей следует учитывать роль воды, которая является продуктом реакции окисления водорода. Если в режиме постоянного нагрева эта вода не успевает полностью десорбироваться с поверхности полупроводника, то в импульсном режиме, тем более, изменение проводимости в присутствии водорода обусловлено, с одной стороны, снижением плотности хемосорбированного кислорода, идущего на реакцию окисления газа, а с другой – процессами адсорбции и десорбции воды, замещающей кислород. В цикле охлаждения определяющую роль играет адсорбция воды, чем и можно объяснить максимальный отклик при охлаждении образца. Остается неясным механизм, ответственный за увеличение адсорбционного отклика на воздействие водорода при высокой влажности RH = 90 % по сравнению с откликом при RH = 52 %.

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 05-08-33555-А.

1.О.В. Анисимов, Н.К. Максимова, Н.Г. Филонов и др. ЖФХ, 78 (10), 1907 (2004).
2.O.V. Anisimov, N.K. Maksimova, S.S. Schogol et al. Proc. of IEEE International Siberian Conference on Control and Communications, Russia, Tomsk, October 21-22, 63 (2005).
3.О.В. Анисимов, В.И. Гаман, Н.К. Максимова и др. ФТП, 40 (6), 724 (2006).

ДАТЧИК АТОМАРНОГО ВОДОРОДА С ПОВЫШЕННЫМ ВРЕМЕНЕМ ХРАНЕНИЯ НА ВОЗДУХЕ

Е. А. Викторова[1], В. А. Кагадей[1], Е. В. Нефёдцев[2], С. В. Романенко[2], Ф. В. Рудов[3]

[1]ОАО «НИИПП», г. Томск, Россия

[2]Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

[3]Томский государственный университет, г. Томск, Россия

Физические и химические свойства систем металл-водород интенсивно изучаются уже много лет. Изучение переноса водорода в таких системах стимулируется причинами как фундаментального, так и технического характера. В работах [1, 2] было показано, что на основе тонкоплёночного ванадиевого резистора возможно создание датчика плотности потока атомарного водорода (АВ), обладающего рядом преимуществ по сравнению с известными методами диагностики. Принцип работы данного датчика основан на избирательном по отношении к молекулярному водороду проникновении АВ в ванадий, а также на существовании соответствия между величиной приращения сопротивления плёнки и концентрацией водорода в ней. Возможность изготовления датчика малых размеров позволяет измерять локальную плотность потока АВ с высоким пространственным разрешением, и, следовательно, измерять распределение плотности потока АВ по сечению пучка. Однако при хранении V датчика на воздухе происходит изменение его характеристик, связанное с окислительными процессами, происходящими на его поверхности. Известно, что палладий, используемый для изготовления тонкопленочного датчика молекулярного водорода, напротив, стоек к окислению [3]. Целью настоящей работы является исследование изменения электрофизических параметров пленки Pd и двухслойной пленки Pd-V при их экспозиции в потоке АВ, а также выработка рекомендаций по использованию Pd и V в составе тонкопленочного датчика АВ.

Эксперименты проводились в вакуумной установке, откачиваемой турбомолекулярным насосом. При достижении давления остаточной атмосферы в вакуумной камере 10^{-4} Па на поверхность керамической пластины с заранее изготовленными Cr/Ni контактными площадками наносились плёнки V и/или Pd толщиной в диапазоне от 4 до 100 нм. Готовый датчик (рис. 1) передавался на позицию экспонирования в потоке АВ, где производилась его гидрогенизация. Поток, состоящий из смеси атомарного и молекулярного водорода, формировался источником на основе дугового разряда низкого

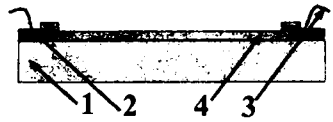


Рис.1. Датчик АВ: 1 – диэлектрическая подложка; 2 – Cr/Ni контактная площадка; 3 – проволочный вывод; 4 – V чувствительный элемент.

давления [4]. Давление водорода в вакуумной камере составляло 10^{-2} Па, плотность потока АВ составляла ~ 10^{15} ат.см$^{-2}$с$^{-1}$. Экспонирование датчика в АВ выполнялась при комнатной температуре в течение 20 мин. При постоянном режиме функционирования источника АВ производилось измерение зависимости сопротивления металлической плёнки R от времени экспозиции в АВ.

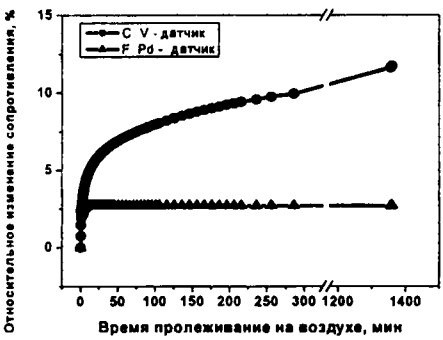
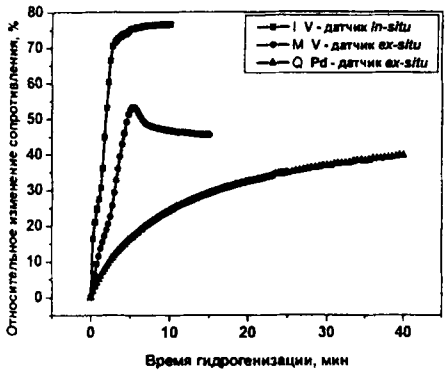
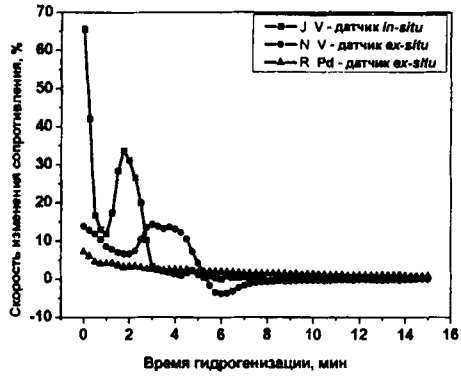


Рис.2. Зависимость относительного изменения сопротивления V- и Pd-датчиков от времени пролёживания на воздухе.

На рис. 2 приведены зависимости относительного изменения сопротивления V и Pd пленок δR от времени пролёживания на воздухе. Видно, что в начальный момент времени сопротивление для V пленки резко возрастает, и, с увеличением времени экспозиции на воздухе, продолжает монотонно расти в течение суток и более (кривая C). Для Pd пленки (кривая F) сопротивление в течение 6 мин возрастает на 2.5%, но в дальнейшем не изменяется.

Гидрогенизация V датчиков, полученных *in-situ* (напыление V плёнки и её гидрогенизация производилась в едином вакуумном цикле) и *ex-situ* (перед гидрогенизацией датчик экспонировался на воздухе) свидетельствует о некоторых особенностях в кинетике изменения сопротивления (рис. 3*а*, кривые I и M). Дифференцирование кривых $\delta R(t)$ позволяет более ярко выявить эти особенности (рис. 3*б*, кривые J и N). Кривая J имеет минимум и максимум, характерные для тонкопленочного V датчика [1, 2]. По положению минимума на временной шкале, или по крутизне начального участка зависимости $\delta R(t)$, можно определить характеристическое время τ и рассчитать плотность потока АВ, падающего на поверхность датчика [5]. На характеристике V датчика, экспонированного на воздухе, (рис. 3*б*, кривая N) минимум смещен в сторону больших времен экспозиции. Это может быть связано с тем, что для проникновения водорода





сквозь слой оксида требуется некоторое время. Еще одной особенностью кривой N является наличие второго минимума, природа которого не ясна.

Зависимости δR и $d(\delta R)/dt$ от времени гидрогенизации для Pd-датчика, экспонированного на воздухе, приведены на рис 3*а*, кривая Q и на рис.3*б*, кривая R. Аналогичные зависимости для неэкспонированного на воздухе Pd-датчика не приведены, т. к. все они полностью идентичны. Растворение водорода в плёнке Pd приводит к зависимостям, на которых не наблюдаются ни перегибы, ни насыщение кривой, характерные для V плёнки.

В двухслойной Pd-V композиции толщина плёнки Pd подбиралась таким образом, чтобы она оказывала минимальное шунтирующее действие на сопротивление V плёнки, но предотвращала бы её окисление. На рис. 4*а* и рис 4*б* представлены зависимости δR и $d\delta R/dt$ от времени гидрогенизации для V-Pd-датчиков при разных толщинах пленки Pd.

Проведенные эксперименты позволяют сказать, что толщина защитной пленки Pd ~ 4 нм, достаточна для предотвращения окисления ванадия. При такой толщине плёнки Pd выдержка Pd-V-датчика на воздухе более 1 года практически не влияет на форму зависимости $d\delta R/dt$ от времени гидрогенизации.

Таким образом, результаты работы свидетельствуют о том, что датчик с чувствительным элементом на основе двухслойной композиции V-Pd характеризуется повышенным временем хранения на воздухе. Можно надеяться, что с его помощью удастся реализовать способ измерения плотности потока АВ, основанный на определении τ по крутизне начального участка зависимости $\delta R(t)$ [5] что делает его перспективным для практического применения.

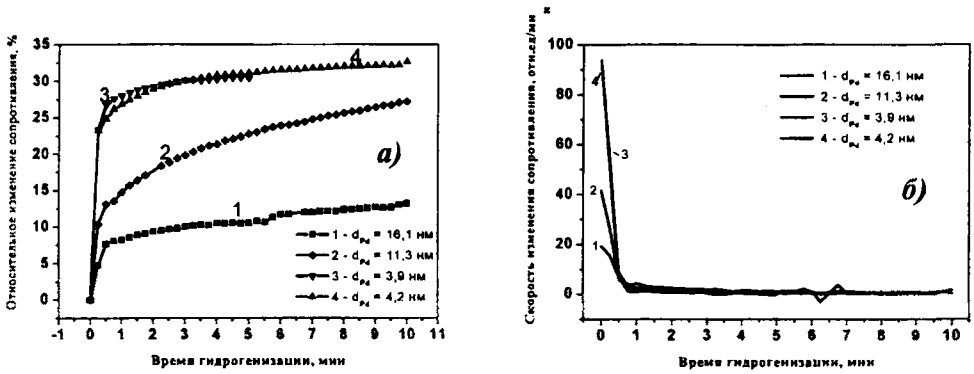


Рис.4. Зависимости относительного изменения сопротивления (*а*) и скорости изменения сопротивления (*б*) V/Pd датчиков от времени гидрогенизации для разных толщин пленки палладия.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ, проект № 05-08- 33555-а.

[1] Кагадей В.А., Нефёдцев Е.В., Проскуровский Д.И., Романенко С.В., Иванов Ю.Ф., Грётчел Р., Грамболь Д., Геррманн Ф., Шевченко Н. // Известия вузов. Физика.–2003.– № 11.–С.67-76.

[2] Кагадей В.А., Нефёдцев Е.В., Проскуровский Д.И., Романенко С.В. // Письма в ЖТФ.–2003.–Т. 29, вып. 21.–С. 40–47.

[3] Патент 6.670.115 США. Hydrogen sensor. Cheng Y-T., Hills R., Li Y., Lisi J., Gutovski S. and Poli A.A.. Sep.23, 1997.

[4] Kagadei V.A., Proskurovski D.I. // J. Vac. Sci. Technol. A.–1998.–16(4).–P. 2556–2561.

[5] Kagadei V., Nefyodtsev E., Proskurovsky D., Romanenko Sv., Shevchenko N., Grambole D., Groetzschel R., Herrmann F., Ivanov Yu. // Sensors and Actuators A: Physical. 2004. V. 113. No.3. P. 293–300.

РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ КВЧ–ДАТЧИКИ НА ДИОДАХ ГАННА ДЛЯ ЗАДАЧ ОБНАРУЖЕНИЯ, ИЗМЕРЕНИЯ И УПРАВЛЕНИЯ

С.Д. Воторопин, М.С. Егунов, В.П. Пушкарев, В.И. Юрченко
ОАО «НИИ полупроводниковых приборов», Томск, Россия,
e-mail: sneg@mail.tomsknet.ru

К настоящему времени в ОАО «НИИПП» накоплен опыт создания и практического применения диодов Ганна (промышленных, разработанных при выполнении ряда НИОКР) в качестве КВЧ–датчиков.

Системы ближней радиолокации, работающие в диапазоне малых дальностей (от одного метра до одного километра), являются самой широкой областью применения КВЧ–датчиков как в военных, так и гражданских системах для измерения параметров относительного движения отражающих объектов. Параметры – расстояние, скорость, пройденный путь, ускорение (замедление) и направление движения, уровень различных жидкостей, находящихся в закрытых резервуарах, измеряются до малых (порядка десятка микрометров) величин. Такие датчики используются для управления в системах охранной сигнализации и кодированного пропуска, устройствах сближения и стыковки, устройствах обнаружения движущихся объектов и измерения кинетических и динамических параметров их движения, в том числе, для создания интеллектуальных систем управления транспортными потоками.

В последние годы уверенный рост интереса к таким системам связан не только с развитием новых принципов построения и новых схемотехнических решений таких систем, но и с резким расширением частотного диапазона в сторону миллиметровых волн. Развитие микроэлектронных миллиметровых устройств, вплоть до комбинирования микроэлектронного приемо-передатчика с антеннами, приводит к существенному снижению стоимости КВЧ–узлов таких систем. При измерении параметров движения транспортных средств относительно подстилающей поверхности, расстояние до которой, как правило, невелико, отражённый сигнал является достаточно сильным по сравнению с уровнем собственных шумов. В данном случае энергетический потенциал системы не играет определяющей роли, поэтому указанный круг задач для создания СБРЛ, например, для транспортной электроники решается преимущественно с помощью гиб-

ридно-интегральных автодинных датчиков, обеспечивающих простоту конструкции и низкую стоимость КВЧ–модулей.

Успехи на пути разработки и активного использования таких систем лежат на пути грамотного использования последних результатов и объединения усилий специалистов трех областей: локационщиков-радиотехников, ориентированных на разработку ближних радиолокационных систем, специалистов по микроэлектронным технологиям СВЧ–приборов и устройств миллиметрового диапазона, работающих в ОАО "НИИПП", а также специалистов по проектированию и разработке систем интеллектуального управления самых разных назначений.

В настоящем докладе, подготовленном группой специалистов НИИПП, на профессиональном уровне обсуждаются проблемы и намечаются конкретные меры к преодолению научных, технических и технологических трудностей на пути создания серии радиолокационных как автодинных, так и гомодинных КВЧ–датчиков. В результате, как считают авторы, намечается серьезный импульс к потенциальному технологическому прорыву (в том числе, на международном рынке) в разработке КВЧ–датчиков локационного типа с повышенными метрологическими и эксплуатационными характеристиками. Ориентировка на использование таких датчиков для управления транспортными потоками может привести к серьезному импортозамещению в громадных масштабах нашей страны и к привлечению государственных или частных средств к быстрейшему развитию дешевых технологий создания миллиметровых радарных систем, предназначенных, в том числе, для индивидуальных автовладельцев.

В докладе также рассматриваются вопросы создания перспективных радиолокационных устройств ближнего действия, определяется их локационный потенциал, структурные схемы построения, специфические особенности обработки сигналов (СВЧ и преобразованного по частоте), возможности применения цифровой обработки сигналов в таких локаторах, вопросы помехозащищенности и оптимизации режимов. Анализируется текущее состояние технологической базы миллиметровых автодинных систем и перспективы применения новых технологических решений и комплексированных миллиметровых систем. Приведены технические характеристики разработанных КВЧ–датчиков в диапазонах 3–8 мм.

A

Arsentyev I.N. ... 285

B

Beznosyuk S.A. ... 133,199
Boiko V.G. ... 269

D

Domashevskaya E.P. ... 285

E

Evdokimov K.E. ... 356

F

Fahim G.M.M. ... 249
Fomin A.S. ... 199
Fomina L.V. ... 133,199
Friedland K.-J. ... 326

G

Gentsar P.A. ... 269

H

Hey R. ... 326
Holden T. ... 302

J

Jahn U. ... 326
Jurev G.S. ... 118

K

Kochura A.V. ... 118
Kostial H. ... 326

L

Lahderanta E. ... 118
Laiho R. ... 118
Lashkul A. ... 118
Lebedenko S.E. ... 133,199
Litvin O.S. ... 269
Lukin A.N. ... 285

M

Marenkin S.F. ... 118
Mikhailov S.G. ... 118
Mityunina N.S. ... 199
Molchanov A.V. ... 118
Mounir Saad-Eldin M. ... 249

P

Papusha V.P. ... 269
Peshev V.V. ... 371
Privalov A.V. ... 133

S

Sarikov A. ... 266
Seredin P.V. ... 285
Sjakste Jelena ... 74
Soboleva E.G. ... 371
Sopinskyy N.V. ... 269
Stronski A.V. ... 269

T

Tarasov I.S. ... 285
Terra F.S. ... 249
Tyuterev Valeriy ... 74

V

Vaisburd D.I. ... 337,356
Vast Nathalie ... 74
Vinokurov D.A. ... 285

W

Wiebicke E. ... 326

Z

Zakharov I.S. ... 118
Zayats N.S. ... 269

А

Авджян К.Э. ... 164
Аветисян О.Н. ... 164
Айзенштат Г.И. ... 477,489,493,512,517,533
Александров С.Б. ... 273
Алексеев А.Н. ... 273
Альперович В.Л. ... 149
Андрющенко И.А. ... 553
Анисимов О.В. ... 504,557
Арендаренко А.А. ... 33
Асеев А.Л. ... 38

Б

Бабак В.П. ... 192
Баганов Е. ... 266
Базовкин В.М. ... 416
Байер М. ... 329
Балюба В.И. ... 508
Баровский Н.В. ... 121
Басалаев Ю.М. ... 89
Безрядин Н.Н. ... 168,171
Беляев А.Е. ... 375
Березная С.А. ... 82
Берт Н.А. ... 215

Биматов М.В. 521,529
Бобровникова И.А. 241
Богданова В.А. 62
Божков В.Г. 48,203,207
Бойко В.М. 104,368,386
Бойцов А.В. 215
Болховитянов Ю.Б. 28
Большакова И.А. 541
Борисенко С.И. 314
Бородин Д.В. 489
Боулс Т.Дж. 481
Бритков О.М. 92
Брудный В.Н. 364,382,541
Бублик В.Т. 96,368
Будницкий Д.Л. 70,493,533
Бурнашева Г.Р. 108
Быков А.А. 38
Бырназ А.Э. 273

В

Валишева Н.А. 153,156
Варданян Г.Г. 164
Васев А.В. 185,223
Васильев А.Г. 33,424
Великовский И.Э. 273
Великовский Л.Э. 273
Вербицкая Е.М. 481
Веретенкин Е.П. 481
Верозубова Г.А. 86
Викторова Е. А. 561
Вилисов А.А. 393,396,400,404,438
Вилисова М.Д. 485
Витусевич С.А. 375
Власов Ю.Н. 171
Воеводин В.Г. 82
Володин В.А. 289,293
Воробьев А. 326
Воробьев А.П. 489
Воронова М.И. 96,368
Воторопин С.Д. 565

Г

Габибов Ф.С. 112
Гаврин В.Н. 481
Гайсин В.А. 281
Гайслер В.А. 38
Галицын Ю.Г. 227,231,260
Гаман В.И. 508,549,557
Генцарь П.А. 100
Герловин И.Я. 329
Гермогенов В.П. 485
Герцен Д. 289
Говорков А.В. 245,386,481
Головня С.Н. 489
Голяка Р.Л. 541
Горбунов А.К. 116
Горохов С.А. 489
Градобоев А.В. 389,545
Графутин В.И. 92
Грибенюков А.И. 86
Григорян Р.П. 164
Гриняев С.Н. 297,306,310,333
Грицык В.Ю. 508
Громов В.Т. 378
Гряйлих А. 329
Гузев А.А. 153,156,196,416
Гуминов Н.В. 452
Гусельников В.И. 277
Гущина Ю.Ю. 553

Д

Давлеткильдеев Н.А. 62
Давыдова Т.А. 508
Данилин В.Н. 424
Данильченко Б.А. 375
Девятова С.Ф. 160
Демиденко В.С. 360
Дерябин А.С. 28
Дёмкин В.П. 175
Дмитриев Д.В. 227,231,260
Добрынин А.В. 121
Долгих Ю.К. 329
Домашевская Э.П. 168
Дробот П.Н. 549
Другова Е.П. 485
Дубовик В.И. 58
Дьяконов Л.И. 245,268

Е

Евтихиев В.П. 302
Егоров В.А. 281
Егунов М.С. 565
Елисеев С.А. 329
Еремеев С.В. 145,177
Еремин В.К. 481
Ерёмина Е.Л. 192
Еремян А.С. 164
Ерофеев В.В. 525
Есаев Д.Г. 420,442
Ефимов В.М. 416,442
Ефимов Ю.П. 329
Ефремов М.Д. 289,293

Ж

Жиляев Ю.В. 235
Жукова Т.А. 424
Журавлев А.Г. 149
Журавлев К.С. 238
Журавлев Ю.Н. 89

З

Загорская Л.Ю. 145
Зайцев Н.Л. 360
Зарубин А.Н. 521
Захаров Б.Г. 21
Захаров Н.Д. 281
Захарова Г.Н. 393,396,400,404
Зиновчук А.В. 404
Зотова Н.В. 408

И

Ивонин И.В. 241,277
Игнатьев И.В. 329
Ильинская Н.Д. 408
Илюхина О.В. 92
Истомин Л.А. 345

К

Кагадей В.А. 211,561
Калихов А.В. 481
Калугин В.В. 92
Калыгина В.М. 448,508
Караваев Г.Ф. 306,310
Карандашев С.А. 408
Карлова Г.Ф. 545
Карпович И.А. 345,553
Квон З.Д. 38
Ковалёв А.А. 465
Ковчавцев А.П. 153,156,416
Козлов С.А. 263
Козлова Ю.П. 245,268,481
Колин Н.Г. 23,66,104,364,368,382,386
Колковский Ю.В. 424
Колосовский Е.А. 260
Комков О.С. 235
Конакова Р.В. 375
Копытов А.В. 125,322
Корецкая О.Б. 70,108,489
Коротков Б.Р. 533
Коротченко З.В. 82
Коршунова Н.В. 396
Корюк А.В. 408
Кострюков В.Ф. 137,189,500
Котов Г.И. 168,171
Коханенко Т.И. 396,438
Красовицкий Д.М. 273
Круглов А.С. 219,253,256
Крутоголов Ю.К. 116,396
Кузнецова А.Н. 349
Кузубов С.В. 168
Кулькова С.Е. 145,177
Кунакин Ю.И. 116,396
Куракин А.М. 375
Курышев Г.Л. 153,156,196,412,416
Кутузов А.В. 345
Кухто О.Л. 66,104

Л

Латышев А.В. 38
Левцова Т.А. 153,156
Леденцов Н.Н. 289
Лелеков М.А. 477,489,493,512,517,521,533
Леонтьева О.В. 469
Ли И.И. 416
Ли Ин-Хван 386
Ли Цзень Фень 277
Ливенцев А.А. 189
Литвинов Д. 289
Литвинова М.Б. 54

М

Макидо Е.Ю. 541
Максимова Н.К. 504,557
Малиновская Т.Д. 82
Малютенко В.К. 404
Мансуров В.Г. 227,231,238,260
Марков А.В. 17,96,245,268,386,481
Марусенков А.В. 541
Марчишин И.В. 420
Матвеев Б.А. 408
Матвеева Н.Б. 435
Матяш А.А. 116,396,435
Медведев А.В. 160
Медведева К.М. 189
Медведева Т.В. 517
Меженный М.В. 245,268
Мелконян Ю.А. 341
Мельничук С.В. 175
Меньщикова Т.В. 360
Меркурисов Д.И. 368,386
Миленин В.В. 375
Миттова И.Я. 137,189,500
Мокеев Д.Ю. 485,493,521,525,533
Монастырев Е.А. 48
Мороз А.П. 541
Морозов А.Н. 82
Мощенко С.П. 227,231
Мясищева Г.Г. 92

Н

Надреев И.И. 493,533
Найден Е.П. 86,277
Нам И.Ф. 493,533,537
Незнамова Ю.О. 400
Неизвестный И.Г. 44
Нетудыхатко А.В. 448
Нефёдцев Е.В. 211,561
Никитин А.Ю. 260

Никитина Л.Н. ... 297
Николаенко А.М. ... 116,396
Новиков Б.В. ... 281
Новиков В.А. ... 70,477,489,493,512,525,533
Новиков Вадим А. ... 241
Нукенов М.М. ... 62

О

Овсюк В.Н. ... 420
Овсянкин В.В. ... 329
Овчаров А.Т. ... 438
Окаевич Л.С. ... 512,521
Осипов Ю.В. ... 489

П

Павленко М.В. ... 273
Павлов В.Ф. ... 245
Панова З.В. ... 153,156,160,196
Парамонов В.В. ... 435
Парахин В.В. ... 489
Пермина В.С. ... 89
Петров С.И. ... 273
Петухов Д.А. ... 141,181
Пиртон С. Дж. ... 386
Пихтин А.Н. ... 235
Погорельский М.Ю. ... 273
Погорельский Ю.В. ... 273
Полковников М.К. ... 489
Половинкин В.Г. ... 416
Полыгалов Ю.И. ... 322
Поляков А.Я. ... 245,386,481
Поляков Н.К. ... 281
Пономарев А.А. ... 48
Пономарев И.В. ... 485,493,521,533
Поплавной А.С. ... 89
Пороховниченко Л.П. ... 477,485
Портал Ж.К. ... 38
Преображенский В.В. ... 215,219,223,241, 253,256,289,465
Принц А.В. ... 341
Принц В.Я. ... 326,341
Прокопьев Д.Г. ... 477
Прокопьев Е.П. ... 92
Прудаев И.А. ... 108,431
Прыкина Е.Н. ... 322
Пташенко А.А. ... 496
Пташенко Ф.А. ... 496
Путято М.А. ... 215,219,223,241,253,256,465
Пушкарев В.П. ... 565
Пчеляков О.П. ... 28,465

Р

Радченко И.Н. ... 116
Разжувалов А.Н. ... 333
Ременный М.А. ... 408
Ремнев Г.Е. ... 277
Рожнев М.А. ... 493,533,537
Розенауэр А. ... 289
Романенко С. В. ... 561
Рубанов П.В. ... 389
Рубцова Н.Н. ... 465
Руденский Г.Е. ... 177
Руднев Е.В. ... 168
Рудов Ф.В. ... 561
Рябков С.А. ... 493,533,537

С

Савченко А.П. ... 420
Салиева Е.К. ... 500
Салтымаков М.С. ... 277
Самойлов Н. ... 266
Самсоненко Ю.Б. ... 281
Саркисов С.Ю. ... 82
Сачков В.А. ... 293
Сачкова Е.И. ... 82
Севастьянов Е.Ю. ... 504,557
Селезнев В.А. ... 341
Семёнова Л.А. ... 160
Семиколенова Н.А. ... 62
Семухин Б.С. ... 175
Семягин Б.Р. ... 215,219,241,253,256,289
Сергейченко Н.В. ... 557
Сибатов Р.Т. ... 353
Сидоров Е.Н. ... 62
Силаева Н.А. ... 116
Скакунов М.С. ... 431
Скипер А.В. ... 435
Скороходова С.М. ... 189
Смирнов Н.Б. ... 245,386,481
Смирнов С.В. ... 192
Смолин И.Ю. ... 145
Соболев В.В. ... 78
Созыкин А.С. ... 116
Соколов И.А. ... 273
Соколов Л.В. ... 28
Соколов М.В. ... 273
Сохорева В.В. ... 207
Сошников И.Р. ... 289
Стародубцев А.А. ... 168,171
Старосельский В.И. ... 452
Степанов М.В. ... 273
Стерхова М.А. ... 78
Стрелов В.И. ... 21
Стусь Н.М. ... 408
Сыноров Ю.В. ... 168

Т

Талалаев В.Г. ... 281
Татохин Е.А. ... 168
Терехов А.С. ... 141,149

Терещенко О.Е. 129,141,149,181
Тимошенков С.П. 92
Тихов С.В. 345,553
Ткачев О.В. 378
Ткаченко А.Г. 273
Ткаченко В.А. 38
Ткаченко В.Н. 125
Ткаченко О.А. 38
Толбанов О.П. 70,431,473,477,485,489, 493,512,517,525,533
Тонких А.А. 281
Торопецкий К.В. 141,149,181
Торопов А.И. 38,227,231,238
Торхов Н.А. 203,207
Тютерев В.Г. 297
Тябаева Л.А. 438
Тяжев А.В. 477,489,493,521,525,529,533,537

У

Устинов В.М. 281
Учайкин В.В. 353

Ф

Фатеев В.А. 420
Фёдоров Л.М. 235
Феклин Д.Ф. 219,253,256
Филатов А.Л. 424
Филатов П.А. 96
Фунтиков Ю.В. 92

Х

Хачатрян А.М. 164
Хлудков С.С. 108,427
Хлудкова Л.С. 508
Хмелевский Н.О. 92

Ц

Царенко А.В. 156
Цырлин Г.Э. 281

Ч

Чалдышев В.В. 32,215,302
Чалый В.П. 273
Чащин С.Б. 533
Чевычелов В.А. 66
Чекинева Е.В. 396,400
Чербунин Р.В. 329
Черников Е.В. 504,557
Чернов А. 266
Чернышов А.И. 82
Чернышов В.Н. 318
Чикичев С.И. 28
Чубирко В.А. 485
Чугунов В.А. 281

Ш

Шайблер Г.Э. 149
Шаповал Л.Г. 477
Шашкин В.В. 420
Школьник А.С. 302
Шкурко А.П. 273
Шмелев С.С. 452
Штанько А.Д. 54
Шукайло В.П. 378
Шулгунова И.С. 349
Шутов С. 266
Шутов С.В. 54

Щ

Щербачев К.Д. 96,368

Ю

Югова И.А. 329
Югова Т.Г. 245,268
Юкечева Ю. 326
Юрченко А.В. 277,446
Юрченко В.И. 277,446,456,458,461,565

Я

Яковлев Д.Р. 329
Яук Э.Ф. 48

АРСЕНИД ГАЛЛИЯ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СОЕДИНЕНИЯ ГРУППЫ III-V

МАТЕРИАЛЫ КОНФЕРЕНЦИИ

Авторский набор. Компьютерная верстка.
Техническое и художественное редактирование:
А.А. Вилисов, М.Д. Вилисова, Д.Ю. Мокеев, И.В. Пономарев.
Фото на обложке В.П. Якубова.
Ответственный за выпуск – В.П. Гермогенов.

Оригинал-макет подготовлен копировальным центром «Южный»
Бумага офисная с белизной 101%, ISO 2470, класс «С». Формат 70×100.
Усл. печ. л. 49.74. Печать трафаретная.
Тираж 100 экз.

Тираж отпечатан копировальным центром «Южный»
Свидетельство: серия ПД-Г № 526 от 23.04.96 г.
634034, г. Томск, ул Ф. Лыткина, 28г, тел.: 41-34-47.

210, C