



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

МОКЕРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ

6-я Международная Научно-практическая конференция
по физике и технологии
наногетероструктурной СВЧ-электроники

20–21 мая 2015 года

МОСКВА



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

МОКЕРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ

6-я Международная Научно-практическая конференция
по физике и технологии
наногетероструктурной СВЧ-электроники

20–21 мая 2015 года

СБОРНИК ТРУДОВ

МОСКВА

National Research Nuclear University “MEPhI”

Open Readings named after RAS Corresponding Member,
Professor V.G. Mokerov

The VI International Conference on
Physics and Technology of
Nanoheterostructure Microwave Electronics

May 20–21 2015

Conference proceedings

Moscow

The VI International Conference on Physics and Technology of Nanoheterostructure Microwave Electronics (In honour of RAS Corresponding Member, Professor V.G.Mokerov)

The Conference unites leading scientists and technologists working on the wide range of problems in the field of heterostructure microwave electronics and related topics. The Conference speakers represent various organizations: the Institutes of the Russian Academy of Sciences, the Industrial institutions, the Universities. The presentations reflect the modern state and development of microwave electronics based on nanoheterostructures and other advanced functional materials. Abstracts are combined into thematic sections corresponding to the conference program. The sections are: Fundamentals of nanoheterostructure microwave electronics; Semiconductor microwave devices: fabrication, technology and performance; heterostructures and superlattices, two-dimensional, one-dimensional and zero-dimensional structures; functional electronics and optoelectronics.

In 2015 the Conference is dedicated to 75th anniversary of the birth of the RAS Corresponding Member, professor Vladimir Grigor'evich Mokerov, the significant scientist and one of the founders of the Russian school of heterostructure microwave electronics.

Proceedings were received before 15.03.2015.

Proceedings are published as received with no editing.

УДК 621.382(06)+539.2(06)+620.3(06)
ББК 22.36в6
М 74

Мокеровские чтения. 6-я Международная Научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники, 20–21 мая 2015 г.: сборник трудов. М.: НИЯУ МИФИ, 2015. – 128 с.

Тематика конференции объединила работы ведущих российских исследователей по целому ряду научно-технических и технологических задач в области гетероструктурной сверхвысокочастотной (СВЧ) электроники. Материалы докладов подготовлены сотрудниками различных учреждений: институтов Российской академии наук, представителями производственных организаций, ВУЗов и отражают современное состояние и пути развития проблем СВЧ твердотельной электроники на основе наноразмерных гетероструктур и других новых функциональных материалов. Тезисы докладов размещены в тематических секциях, в соответствии с программой конференции. Это разделы: фундаментальные аспекты наногетероструктурной сверхвысокочастотной электроники; полупроводниковые СВЧ приборы и устройства: производство, технологии и свойства; гетероструктуры и сверхрешетки, двумерные, одномерные и нульмерные структуры; функциональная электроника и оптоэлектроника.

Конференция посвящена 75-летию со дня рождения члена-корреспондента РАН, профессора НИЯУ МИФИ Мокерова Владимира Григорьевича, видного ученого и основателя направления гетероструктурной СВЧ электроники в России.

Материалы получены до 15.03.2015.

Сборник трудов издается в авторской редакции

ISBN 978-5-7262-2111-3

СОДЕРЖАНИЕ

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРНОЙ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

ЕЛЕСИН В.Ф. К теории прохождения тока через идеальный изолятор	10
ВАСИЛЬЧЕНКО А.А., ТУМАЕВ Е.Н., СЫРОМЯТНИКОВ П.В. Теория функционала плотности квазидвухмерной электронно-дырочной жидкости	12
ПРОТАСОВ Д.Ю., БАКАРОВ А. К., ТОРОПОВ А.И., ЖУРАВЛЕВ К.С. Механизмы рассеяния двумерного электронного газа в псевдоморфных гетероструктурах AlGaAs/InGaAs/AlGaAs с акцепторным легированием	14
ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С., ВИНИЧЕНКО А.Н., КОЖАНОВ А.Е., КАРГИН Н.И., СТРИХАНОВ М.Н. Одновременное увеличение подвижности и концентрации электронов в РНЕМТ AlGaAs/InGaAs/(Al)GaAs квантовых ямах с дельталегированием через спейсер	16
ЮЗЕЕВА Н.А., ЛУНИН Р.А., ГАЛИЕВ Г.Б., КЛИМОВ Е.А., ЛАВРУХИН Д.В., КУЛЬБАЧИНСКИЙ В.А. Зонные диаграммы и электрофизические параметры НЕМТ-структур InGaAs/InAlAs	18
ГРИШАКОВ К.С., ЕЛЕСИН В.Ф. Времена перехода резонансно-туннельного диода между экстремальными точками гистерезисной вольтамперной характеристики	20
ФЕДОРОВ Ю.В. Физические и конструктивно-технологические пределы повышения рабочих частот НЕМТ на гетероструктурах АЗ/В5	22
ЛЕБЕДЕВ А.А., АГРИНСКАЯ Н.В., БЕРЕЗОВЕЦ В.А., ЛЕБЕДЕВ С.П., СМИРНОВ А.Н., МАКАРОВ Ю.Н., НОВИКОВ С.В. Синтез, свойства и перспективы приборных применений графена на основе SiC	26
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СВЧ-ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА: ПРОИЗВОДСТВО, ТЕХНОЛОГИИ И СВОЙСТВА	
ГРОМОВ Д.В., ЛЕБЕДЕВ А.А. Влияние радиации на элементы на основе карбида кремния	28
ГЕЙФМАН Е.М., ЧИБИРКИН В.В., ГАРЦЕВ Н.А., ИСАЙКИН А.В., СОЛОНИН С.А., ЛИТВИН Д.П., ВАСИЛЬЕВ А.В., НАГАЛЮК С.С., МАКАРОВ Ю.А. Отечественная технология производства эпитаксиальных структур карбида кремния	30

МИННЕБАЕВ С.В., РЫЖУК Р.В., КАРГИН Н.И. Методы реализации теплоотода от подзатворной области силовых транзисторов и мощных СВЧ НЕМТ на основе GaN	32
ДРАГУТЬ М.В., УСИК Д.А., МИШАРИН Д.М. Связь физико-топологических параметров активной области полевого транзистора с барьером Шоттки на основе GaAs с его статическими и СВЧ характеристиками	34
ЗАХАРЧЕНКО Р.В., ШОСТАЧЕНКО С.А., ВАНЮХИН К.Д. Исследование влияния режимов формирования омического контакта к InGaAs/AlGaAs НЕМТ структуре на термостабильность его характеристик	36
АРУТЮНЯН С.С., ТОМОШ К.Н. Формирование диэлектрической маски для селективного роста n+GaN в технологии нежвгаемых омических контактов к структурам AlGaN/GaN	38
ШОСТАЧЕНКО С.А., ВАНЮХИН К.Д., РЫЖУК Р.В., ЗАХАРЧЕНКО Р.В., МИННЕБАЕВ С.В. Исследование процесса формирования омических контактов к гетероструктуре AlGaN/GaN	40
ВАНЮХИН К.Д., СЕЙДМАН Л.А., ШОСТАЧЕНКО С.А., ЗАХАРЧЕНКО Р.В., МИННЕБАЕВ С.В., ПАШКОВ М.В. Исследование структуры и морфологии поверхности контактной металлизации Ti/Al/Ni/Au	42
ФЕДОРОВ Д.Г., ЖЕЛАННОВ А.В., СЕЛЕЗНЕВ Б.И. Диоды Шоттки на структурах GaN с ионно-легированными слоями	44
БАКУН А.Д., МИННЕБАЕВ С.В., ЕРЕМИН И.С., ЗАХАРЧЕНКО Р.В., ЛЕБЕДЕВ С.С. Исследование зависимостей пробивного напряжения в пленках Si ₃ N ₄ от параметров процесса плазмостимулированного осаждения из газовой фазы	46
ФЕДОТОВА Ю.Ю. АНИЩЕНКО Е.В., ИШУТКИН С.В., КАГАДЕЙ В.А. Разработка двухслойной маски с использованием метода термического оплавления для изготовления макета Т-образного затвора длиной 70 нм	48
ЛАВРЕНТЬЕВ К.К. Разработка методики совмещения шаблона для ионной литографии наноразмерного затвора нитридного СВЧ-транзистора	50
ЗЕМЦОВ К.С., ЗЕБРЕВ Г.И. Моделирование электростатики двузатворного полевого транзистора с каналом из монослойного MoS ₂	52
ЩАВРУК Н.В., МАЛЬЦЕВ П.П., ТРОФИМОВ А.А., КОНДРАТЕНКО В.С., ЗОБОВ А.К. Разделение сапфировых пластин толщиной выше 300мкм на кристаллы	54
ГРИШАКОВ К.С., ЕЛЕСИН В.Ф., КАРГИН Н.И., РЫЖУК Р.В., МИННЕБАЕВ С.В. Влияние алмазного тепло-распределителя на характеристики транзисторов на основе нитридов галлия	56

АЛЕКСЕЕВ А.Н., ПЕТРОВ С.И., МАМАЕВ В.В., КРАСОВИЦКИЙ Д.М., ЧАЛЫЙ В.П. Комплекс российского технологического оборудования для получения мощных СВЧ транзисторов и микросхем на основе GaAs и GaN.....	58
ЧЕБОТАРЕВ С.Н. Особенности ионно-лучевой кристаллизации полупроводниковых квантово-размерных гетероструктур	60

ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ И СВЕРХРЕШЕТКИ, ДВУМЕРНЫЕ, ОДНОМЕРНЫЕ И НУЛЬМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ

МАРМАЛЮК А.А., АНДРЕЕВ А.Ю., ТЕЛЕГИН К.Ю., РЯБОШТАН Ю.Л., ГОРЛАЧУК П.В., БАГАЕВ Т.А., ЯРОЦКАЯ Ю.В., ЛАДУГИН М.А., ПАДАЛИЦА А.А. Полупроводниковые гетероструктуры для оптоэлектронных применений.....	62
СИБИРМОВСКИЙ Ю.Д., ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С., ВИНИЧЕНКО А.Н., ЕРЕМИН И.С., ЖИГУНОВ Д.М., КАРГИН Н.И., СТРИХАНОВ М.Н. Особенности фотолюминесценции ансамблей квантовых колец GaAs/AlGaAs.....	64
КЛОЧКОВ А.Н., ГАЛИЕВ Г.Б., ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С., КЛИМИВ Е.А., ЛАВРУХИН Д.В., ПУШКАРЕВ С.С. Спектр электронов и дырок в полупроводниковых гетероструктурах InGaAs/InAlAs, содержащих напряженные вставки InAs и GaAs.....	67
ХОДОРОВИЧ В.Г., ПЕВЦОВ Е.Ф., ИНДРИШЕНОК В.И., КОНЦЕВОЙ Ю.А. Экспериментальное исследование фотолюминесценции гетероструктур GaN/AlGaN.....	69
БОКОВ П.Ю., АВАКЯНЦ Л.П., БАЗАЛЕВСКИЙ М.А., ДЕЕВ П.М., КАЗАКОВ И.П., ЧЕРВЯКОВ А.В. Спектры фотоотражения GaAs, выращенного при низких температурах на кремниевых подложках.....	71

СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА НАНОСИСТЕМ И ГЕТЕРОСТРУКТУР

АВЕРЬЯНОВ Д.В., САДОФЬЕВ Ю.Г., ТАЛДЕНКОВ А.Н., ЛИХАЧЕВ И.А., КАРАТЕЕВА К.Г., ВАСИЛЬЕВ А.Л., СТОРЧАК В.Г. Структура и свойства тонких пленок Eu1-xGdxO эпитаксиально сопряженных с YSZ	75
КЛЕКОВКИН А.В., МАРТОВИЦКИЙ В.П., САДОФЬЕВ Ю.Г., САРАЙКИН В.В., ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С. Исследование устойчивости метастабильных эпитаксиальных слоев GeSn к термическим воздействиям	77
ПРОТАСОВ Д.Ю., МАЛИН Т.В., МАНСУРОВ В.Г., ДЕВЯТОВА С.Ф., НАСТОВЬЯК А.Е., ТЕРЕЩЕНКО О.Е., ЖУРАВЛЕВ К.С. Свойства границы раздела Si3N4/GaN, сформированной in situ методом молекулярно-лучевой эпитаксии.....	79

ПУШКАРЕВ С.С., ГАЛИЕВ Г.Б., КЛОЧКОВ А.Н., КЛИМИВ Е.А., ЛАВРУХИН Д.В., ГРЕХОВ М.М., ЕРЕМИН И.С. Структурные и фотолуминесцентные исследования низкотемпературного GaAs на подложках GaAs (100) и (111)A	81
ПУШКАРЕВ С.С., ГРЕХОВ М.М., ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С., ВИНИЧЕНКО А.Н., ЕРЕМИН И.С., КОЛЕНЦОВА О.С. Исследование кристаллической структуры метаморфных наногетероструктур InAlAs/InGaAs/InAlAs методом рентгеновской дифрактометрии в режиме омега-сканирования.....	83
РУБАН О.А., АЛЕШИН А.Н., БУГАЕВ А.С., ЕРМАКОВА М.А. Исследование МНЕМТ гетероструктуры с каналом In _{0,4} Ga _{0,6} As, выращенной методом МЛЭ на подложке GaAs, с помощью построения карт обратного пространства.....	85
ЛУНИНА М.Л. Гетерофазные равновесия в системе GaInPAsBi	87

НАНОМЕТРОЛОГИЯ В ЭЛЕКТРОНИКЕ

ЕНИШЕРЛОВА К.Л., САРАЙКИН В.В., КОНЦЕВОЙ Ю.А., МИЛЛЕР С.В. Исследование распределения и процентного содержания Al, Ga, O и N в гетероструктурах AlGa _N /Ga _N методом ВИС	89
КОНЦЕВОЙ Ю.А., ГУСЕВ М.Е., КОЛКОВСКИЙ Ю.В., МОРДОВСКИЙ А.Г., ПЕВЦОВ Е.Ф. Аппаратура для построения «карт» фотолуминесценции AlGa _N	91
САГУНОВА И.В., ШЕВЯКОВ В.И. Особенности исследования проводящих нанообъектов в сканирующей электропроводящей микроскопии	93
ВЫСОКИХ Ю.Е., КРАСНОБОРОДЬКО С.Ю., ЧАПЛЫГИН Ю.А., ШЕВЯКОВ В.И. Особенности измерений в магнитно-силовой микроскопии	95

ФУНКЦИОНАЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

ГЕРГЕЛЬ В.А., ВЕРХОВЦЕВА А.В., ГОРШКОВА Н.М., МИНКИН В.С., ПАВЛОВСКИЙ В.В. Основы проектирования мощных генераторов терагерцового излучения на мультибарьерных гетероструктурах	97
ПОЖЕЛА К. Термостимулированное излучение в терагерцевом диапазоне на частотах плазмон-фононов в Al _x Ga _{1-x} As.....	99
КАРУЗСКИЙ А.Л., КАЗАКОВ И.П., МИТЯГИН Ю.А., МУРЗИН В.Н., ПЕРЕСТОРОНИН А.В., ШМЕЛЕВ С.С. Особенности режимов детектирования субтерагерцового излучения резонансно-туннельными диодными наноструктурами в отсутствие и при наличии внешнего смещения	101

ГУСИХИН П.А., МУРАВЬЕВ В.М., АНДРЕЕВ И.В., КУКУШКИН И.В. Новое слабозатухающее релятивистское плазменное возбуждение в двумерной электронной системе.....	103
БОРУХОВИЧ А.С., АНОШИНА О.В., ЖУКОВ В.П. Электронная зонная структура спинтроника EuO:Fe: теория и эксперимент.....	106
КОЛЕНЦОВА О.С., КАРГИН Н.И., КОЖАНОВ А.Е., ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С., ЕРЕМИН И.С. Моделирование распределения намагниченности и магнитных состояний наномагнитного треугольника FeNi.....	108
БОРИСОВА М.К. РЫЖУК Р.В., КАРГИН Н.И., МАСЛОВ М.М., КАТИН К.П., СКРИПОВА М.В., ШОСТАЧЕНКО С.А., Программный модуль молекулярного визуализатора ClustVis для поиска седловых конфигураций функциональных наноструктур для приложений СВЧ-электроники	111
БОЛЬШАКОВА И.А., СТРИХАНОВ М.Н., КАРГИН Н.И., ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С., ВИНИЧЕНКО А.Н., КОСТЬ Я., МАКИДО О., ШУРЫГИН Ф. Наноразмерные гетероструктуры для сенсоров в экстремальных условиях эксплуатации	113
ПАЩЕНКО А.С. Моделирование функциональных характеристик гетероструктур AlGaAs/GaAs и GaAs/GaSb.....	115
ОБРАЗОВАНИЕ В СФЕРЕ СОВРЕМЕННОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ	
КИРЕЕВ В.Ю. Кризис современного естествознания и его причины.....	117
КИРЕЕВ В.Ю. Основы нанотехнологий	119
Именной указатель авторов	121

К ТЕОРИИ ПРОХОЖДЕНИЯ ТОКА ЧЕРЕЗ ИДЕАЛЬНЫЙ ИЗОЛЯТОР

В.Ф. Елесин

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское ш., 31, e-mail: vfelesin@mephi.ru

Явление инжекции электронов и дырок дает уникальную возможность вводить носители заряда в любые изоляторы и нелегированные полупроводники, управляя тем самым проводимостью и создавая неравновесную ситуацию. Это явление лежит в основе процессов, происходящих в светодиодах, полупроводниковых лазерах, транзисторах и др. При инжекции заряда происходит резкое нарушение электронейтральности, приводящее к ограничению тока объемным зарядом. Теория ограниченной объемным зарядом проводимости имеет фундаментальное значение, однако, в случае монополярной инжекции в идеальный изолятор без ловушек она не является достаточно полной.

Первый результат был получен Моттом и Гарни (МГ) [2] при пренебрежении диффузией и с использованием нереалистичных граничных условия. Согласно МГ ток квадратично зависит от напряжения.

Полная система уравнений включает уравнение Пуассона и уравнение непрерывности в диффузионно-дрейфовом приближении. После исключения концентрации получаются нелинейные дифференциальные уравнения для электрического поля, которые решаются численно (см. [3, 4]). При этом имеются математические трудности, проблемы со сходимостью, а главное, трудно охватить широкий набор параметров, чтобы составить цельное представление о вольтамперной характеристике.

Существует другой подход, при котором можно свести уравнение к уравнению для функции Эйри. Впервые это было сделано в работе [5], однако проделанный в [5] анализ не был достаточно полным.

Проблема состоит в определении с помощью функций Эйри постоянных интегрирования, которые меняются в широких пределах в зависимости от тока, и большого числа параметров, таких как концентрации на контактах, длины образца, температура и др.

Эти трудности удалось преодолеть благодаря замеченной формальной аналогии с задачей об энергетическом спектре квантовой ямы в электрическом поле.

В данной работе найдено аналитическое решение задачи о прохождении тока через идеальный изолятор для монополярной инжекции дырок. Впервые получены зависимости тока от напряжения (ВАХ) для широкой области изменения параметров структуры (длины, концентраций дырок на границах, температуры и др.) и величины напряжения. Показано, что квадратичная ВАХ Мотта-Гарни реализуется только в определенном интервале токов от J_1 до J_2 . При $J < J_1$ ток линейно зависит от напряжения V с точностью до V^3 . Новый режим обнаружен при токах больших J_2 , когда ВАХ становится линейной из-за полного заполнения изолятора инжектированными дырками.

Найдены постоянные интегрирования во всем интервале изменения тока и параметров структуры, а также аналитические выражения для пространственного распределения электрического поля и концентрации дырок.

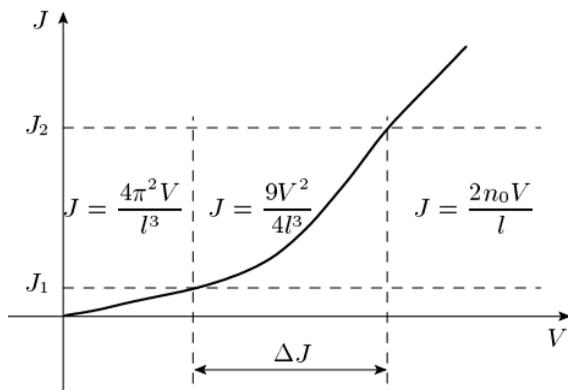


Рис. 1. Зависимость тока от напряжения для идеального изолятора.
 ΔJ – область применимости ВАХ Мотта-Гарни

Найдены постоянные интегрирования во всем интервале изменения тока и параметров структуры, а также аналитические выражения для пространственного распределения электрического поля и концентрации дырок.

Литература

1. В.Ф. Елесин, ЖЭТФ, **147**(1), 132 (2015).
2. М.Ламперт, П.Марк, Инжекционные токи в твердых телах, Мир, Москва (1973).
3. J.S. Bonham and D.H. Jarvis, Aust. J. Chem., **30**, 705 (1977).
4. S.L.M. van Mensfoort and R. Coehoorn, Phys. Rev. B, **78**, 085207 (2008).
5. H.Y. Fan, Phys. Rev., **74**, 1505 (1948).

**ТЕОРИЯ ФУНКЦИОНАЛА ПЛОТНОСТИ КВАЗИДВУМЕРНОЙ
ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ЖИДКОСТИ**

**А.А. Васильченко^{1,2}, Е.Н. Тумаев², П.В. Сыромятников²*

¹Кубанский государственный технологический университет
350072, г. Краснодар, ул. Московская, 2, e-mail: a_vas2002@mail.ru

²Кубанский государственный университет
350040, г. Краснодар, ул. Ставропольская, 149

В работе вычисляется полная энергия квазидвумерной электронно-дырочной жидкости. Для квазидвумерных электронов и дырок полная энергия запишется в виде:

$$E[n_e, n_h] = T_e[n_e] + T_h[n_h] + E_c[n_e, n_h] + \int U_e(z)n_e(z)dz + \int U_h(z)n_h(z)dz + E_{xc}[n_e, n_h] \quad (1)$$

где T_e , T_h - кинетические энергии носителей, E_c - кулоновская энергия, E_{xc} - обменно-корреляционная энергия, $U_e(z)$, $U_h(z)$ - внешние потенциалы для электронов и дырок.

Варьируя выражение (1) по плотностям n_e и n_h , получим два уравнения Шредингера:

$$\left(-\frac{\mu}{m_i} \frac{d^2}{dz^2} + V_{eff,i}(z) \right) \psi_{n,i}(z) = E_{n,i} \psi_{n,i}(z),$$

где $i=e, h$.

Используется экситонная система единиц: энергия измеряется в единицах $Ry_{ex} = e^2/2ka_{ex}$, а длина в единицах $a_{ex} = \hbar^2 / \mu e^2$, где μ - приведенная масса.

Таким образом, проблема сводится к решению двух одномерных нелинейных уравнений Шредингера для частиц в первой и во второй ямах, которые описываются потенциалами $V_{eff,e}(z) = V_c(z) + V_{xc,e}(z) + U_e(z)$ и $V_{eff,h}(z) = -V_c(z) + V_{xc,h}(z) + U_h(z)$.

Когда $n_e(z) \approx n_h(z)$ кулоновскую энергию можно не учитывать и считаем, что двумерные концентрации электронов N_e и дырок N_h равны.

Предположим, что волновая функция дырок определяется только удерживающим потенциалом U_h , который представляет собой прямоугольную яму глубиной U_0 и шириной d . Считаем глубину ямы U_0 для дырок достаточно большой, чтобы взять $\psi_h(z) = (2/d)^{1/2} \cos(\pi z/d)$. В дальнейшем энергию будем отсчитывать от уровня энергии дырок.

Для электронов считаем U_e малым, и в этом случае в уравнении Шредингера остается только обменно-корреляционный потенциал. Для электронов возьмем $\psi_e(z) = (1/(\pi^{1/2}b))^{1/2} \exp(-z^2/(2b^2))$. Разложим $V_{xc}(z)$ в ряд и,

учитывая только квадратичный член по z , получим $b = 1,45\mu^{3/5} / (m_z^{3/5} K^{3/5} N_e^{1/5})$.

После всех этих предположений получаем энергию на одну $e-h$ пару:

$$E_{eh} = -0,93K^{6/5} \left(\frac{m_z}{\mu} \right)^{1/5} \left(1 - 0,51 \frac{\mu}{m_z} \right) N_e^{2/5} - \frac{1,24K}{d^{1/3}} N^{1/3} + \pi \frac{\mu}{g_v m_d} N_e + \pi \frac{\mu}{m_h} N_h$$

Рассмотрим случай изотропных масс и $g_v = 1$. Отметим, что сумма продольных кинетических энергий электронов и дырок не зависит от отношения масс. Простые вычисления показывают, что в этом случае энергия связи электронно-дырочной жидкости меньше энергии связи экситона. В частности, при $d=2b$ и $m_e = m_h$ энергия $E_{eh} = -0,7$. Состояние с электронно-дырочной жидкостью может быть энергетически выгодным в полупроводниках с анизотропией масс и (или) большим числом эквивалентных долин. Например, при $m_e = m_h$ и $g_v \gg 1$ энергия $E_{eh} = -1,1$.

Предложенная модель хорошо подходит к квантовым ямам Si/SiGe/Si. На рис. 1 приведена зависимость энергии на одну $e-h$ пару от N_e . Эффективные массы и число долин брались как для кремния. Для поверхности (100) минимум энергии достигается при $N_e=0,4$, что соответствует концентрации 210^{12} см^{-2} . Для поверхности (111) энергия связи практически не отличается, однако равновесная плотность пар увеличивается примерно в два раза. Последний результат в основном связан с увеличением числа долин.

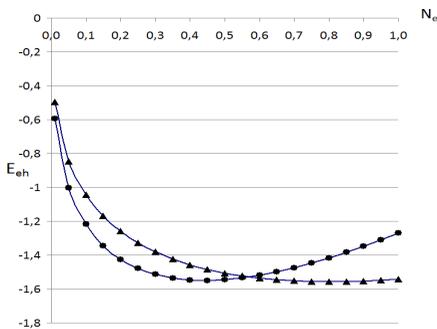


Рис. 1. Зависимость энергии на одну $e-h$ пару от двумерной концентрации $e-h$ пар ($d = 1$, кружки – поверхность (100), треугольники – (111))

В этих ямах зона проводимости SiGe лежит выше зоны проводимости Si на величину, которая зависит от доли германия в $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. На основе предложенной модели можно оценить критическую величину барьера, выше которой образование прямой $e-h$ жидкости невозможно. Оценки показали, что при $x > 0,1$ образование прямой $e-h$ жидкости невозможно.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

**МЕХАНИЗМЫ РАССЕЯНИЯ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА
В ПСЕВДОМОРФНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ AlGaAs/InGaAs/AlGaAs
С АКЦЕПТОРНЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ**

**Д.Ю. Протасов, А.К. Бакаров, А.И. Торопов, К.С. Журавлев*

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13, e-mail: protasov@isp.nsc.ru

Предложенные в работе [1] акцепторно-легируемые гетероструктуры AlGaAs/InGaAs/AlGaAs позволили более чем на 50% увеличить удельную выходную мощность СВЧ транзисторов - до 1.7 Вт/мм на частоте 10 ГГц. В отличие от традиционных рНЕМТ, эти гетероструктуры содержат дополнительные слои, легированные акцепторами, за счет которых значительно увеличивается глубина квантовой ямы, а значит, и степень локализации двумерного электронного газа (ДЭГ). В свою очередь, это позволяет практически вдвое повысить плотность ДЭГ без образования параллельной паразитной проводимости, просто увеличив в несколько раз концентрацию доноров в δ -слоях. В предлагаемой работе исследуется влияние этих особенностей акцепторно-легируемых гетероструктур на подвижность ДЭГ в них.

Потенциальные диаграммы гетероструктуры и волновые функции электронов рассчитывались в результате самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона в программе NextNano [2]. Расчет показывает, что электронная плотность для первого и второго уровней размерного квантования (на каждом из которых находится примерно $2 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ электронов) сосредоточена в пределах квантовой ямы, и только часть электронов с третьего уровня (на котором находится порядка 10^{11} см^{-2} электронов) локализована вне ямы в области δ -слоя. Такая концентрация электронов не может оказать заметного влияния на проводимость гетероструктуры. Это подтверждается измерением магнитолевых зависимостей эффекта Холла и магнитосопротивления. В акцепторно-легируемых гетероструктурах эффект Холла практически линеен по магнитному полю, а положительное магнитосопротивление отсутствует.

Расчет подвижности в приближении времени релаксации производился для низких температур (77 К), когда рассеяние на оптических фононах пренебрежимо мало. Учитывались следующие виды рассеяния: на акустическом деформационном потенциале; на донорах в δ -слоях и акцепторах в локализирующих барьерах; на неоднородностях сплава и шероховатостях гетерограницы. Результирующая подвижность электронов рассчитывалась по усредненному (с учетом заселенности подзон размерного квантования)

значению общего времени релаксации, которое определялось по правилу Матиссена.

В гетероструктуре рНЕМТ добавление акцепторных слоев с концентрацией $(4\div 5)\times 10^{18}\text{см}^{-3}$ не приводит к уменьшению подвижности ДЭГ. Несмотря на то, что при росте гетероструктуры профиль легирования бериллием расплывается в результате процессов сегрегации и диффузии, по данным вторичной масс-ионной спектроскопии (ВИМС) в области квантовой ямы находится менее $2\times 10^{16}\text{см}^{-3}$ атомов Ве. Сами акцепторные слои расположены на расстоянии порядка 10 нм от квантовой ямы. Расчет подвижности, ограниченной Кулоновским рассеянием на акцепторах показывает, что их влиянием можно пренебречь.

Однако в акцепторно-легированных гетероструктурах для получения плотности ДЭГ $4\times 10^{12}\text{см}^{-2}$ концентрация доноров в δ -слое должна быть порядка $(7\div 8)\times 10^{12}\text{см}^{-2}$. Это приводит к заметному возрастанию роли Кулоновского рассеяния на заряженных донорах. Более того, в гетероструктурах рНЕМТ для повышения эффективности переноса электронов в квантовую яму толщина спейсеров не превышает $4\div 5$ нм. При таких малых расстояниях δ -слой уже нельзя считать идеальной плоскостью, так как при росте гетероструктур происходит диффузия и сегрегация атомов кремния из δ -слоя, что приводит к формированию профиля распределения доноров, близкого к Гауссовскому. Оценка его полуширины σ с учетом литературных значений коэффициентов диффузии показывает, что σ для заданных температуры и времени роста может лежать в диапазоне $2\div 4$ нм. Расчет подвижности, ограниченной рассеянием на заряженных донорах с таким распределением показывает, что подвижность при низких температурах может уменьшиться практически вдвое вследствие расплывания δ -слоя.

Литература

1. В.М.Лукашин, А.Б.Пашковский, К.С.Журавлев, А.И.Торопов, В.Г.Лапин, Е.И.Голант, А.А.Капралова. Перспективы развития мощных полевых транзисторов на гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием. ФТП, 2014, Т.48, вып.5, С. 684- 695.
2. <http://www.nextnano.de/>.

**ОДНОВРЕМЕННОЕ УВЕЛИЧЕНИЕ ПОДВИЖНОСТИ И КОНЦЕНТРАЦИИ
ЭЛЕКТРОНОВ В РНЕМТ $\text{AlGaAs/InGaAs/(Al)GaAs}$ КВАНТОВЫХ ЯМАХ
С ДЕЛЬТА-ЛЕГИРОВАНИЕМ ЧЕРЕЗ СПЕЙСЕР**

***И.С. Васильевский¹, А.Н. Виниченко¹, А. Kozhanov²,
Н.И. Каргин¹, М.Н. Стриханов¹***

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: ivasilevskii@mail.ru

²Center of NanoOptics, Georgia State University
25 Park pl, rm.605, Atlanta, GA, USA, e-mail: akozhanov@gsu.edu

Важной задачей в транзисторных НЕМТ гетероструктурах с высокой подвижностью электронов (НЕМТ) является получение высокой проводимости канала. При легировании через спейсерный слой, с ростом концентрации доноров возрастает рассеяние электронов на удаленных ионах примеси. При сильном легировании возникает параллельная проводимость по двум слоям, при этом наблюдается деградация подвижности электронов в квантовой яме за счет снижения эффективной высоты барьера КЯ [1]. Однако, зависимость подвижности электронов от их концентрации $\mu_c(n_s)$ в НЕМТ не является однозначной. Так, для НЕМТ и Р-НЕМТ КЯ в работах [2, 3] теоретически и экспериментально продемонстрировано монотонное снижение подвижности электронов при увеличении их концентрации в диапазоне $1 \div 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. В то же время, для классических $\text{AlGaAs/GaAs/AlGaAs}$ НЕМТ гетероструктур с толстым спейсером наблюдается возрастание подвижности с увеличением концентрации электронов [4]. Очевидно, что отличие в характере зависимости кроется в особенностях зонной структуры КЯ и спейсера.

В данной работе исследованы особенности рассеяния электронов в односторонне-легированных РНЕМТ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As/In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As/GaAs}$ квантовых ямах с дельта-легированием через спейсер, при различном уровне легирования и концентрацией в КЯ $n_s=0,1 \div 3,0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Теоретически рассчитаны зонные структуры и подвижности электронов в подзонах размерного квантования в двухзонном приближении (Рис. 1). Обнаружено, что в области низких концентраций электронов при заполнении одной подзоны размерного квантования подвижность электронов возрастает, что можно объяснить возрастанием Фермиевского импульса. При этом волновая функция (ВФ) основного состояния хорошо локализована в области КЯ и подвижность достаточно слабо зависит от конструкции спейсера. При увеличении n_s туннельная прозрачность спейсера снижается за счет понижения потенциала зоны проводимости в области доноров, что приводит к постепенной туннельной деградации подвижности электронов в КЯ и

перелому зависимости $\mu_c(n_s)$. В данной области рассеяние электронов крайне чувствительно к высоте потенциального барьера в спейсере и его толщине d_s . При дальнейшем увеличении легирования подвижность падает, т.к. растет вклад прямого рассеяния на донорах и межподзонаное рассеяние между двумя заполненными подзонами размерного квантования.

Экспериментально исследована зависимость $\mu_c(n_s)$ при возрастании легирования в двух сериях РНЕМТ КЯ с различным спейсером: содержанием x_{Al} и толщиной d_s : с $x=0.23$; $d_s=5,2$ нм (линия 1) и $x=0.25$; $d_s=6,0$ нм (линия 2), при температурах от 77 К до 300 К.

Зависимость $\mu_c(n_s)$ при $T=77$ К хорошо согласуется с теоретическим расчетом, значения μ_c оказываются несколько ниже, т.к. расчет учитывал только один тип рассеяния - на ионизированных примесях.

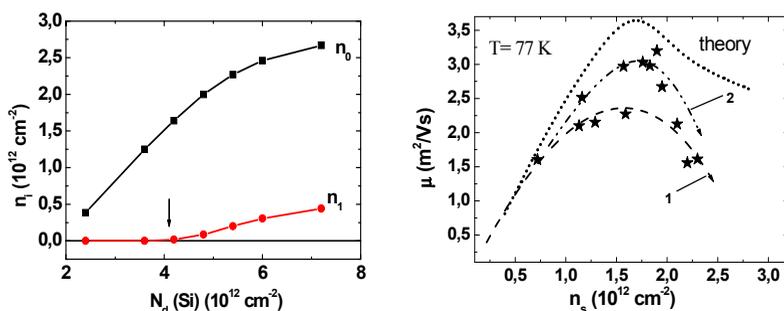


Рис.1. Зависимость концентрации электронов в двух нижних подзонах размерного квантования от концентрации доноров N_d (слева) и зависимость подвижности электронов от их суммарной концентрации в РНЕМТ КЯ с различным спейсером: (1)

Таким образом, впервые обоснован механизм немонотонной зависимости $\mu(n_s)$ в РНЕМТ КЯ и факторы, определяющие максимально достижимую подвижность при рассеянии на ионизированных примесях. При увеличении высоты барьера КЯ и толщины спейсера возможно увеличение, как концентрации, так и подвижности электронов в РНЕМТ гетероструктурах.

Литература

1. А.Н. Виниченко, В.П. Гладков, Н.И. Каргин, М.Н. Стриханов, и др., ФТП, т. 48, вып. 12, стр. 76-81 (2014).
2. J. Požela, K. Požela, A. Namajūnas, V. Jucienė, et al. J. Appl. Phys. 88, 1056 (2000).
3. И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, В.Г. Мокеров и др.; ФТП, **42**, вып. 9, стр. 1102-1109 (2008).
4. L. Pfeiffer, K.W West; Physica E, vol. 20 p. 57 - 64 (2003).

**ЗОННЫЕ ДИАГРАММЫ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ
HEMT-СТРУКТУР InGaAs/InAlAs**

***Н.А. Юзеева¹, Р.А. Лунин², Г.Б. Галиев¹, Е.А. Климов¹, Д.В. Лаврухин¹,
В.А. Кульбачинский^{2,3}***

¹ Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН
117105, Москва, Нагорный проезд, д. 7, стр. 5, e-mail: yuzeeva.nataliya@gmail.com

² Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, e-mail: kulb@mig.phys.msu.ru

³ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское ш., 31

В последнее время возрос научный и практический интерес к HEMT-структурам InAlAs/InGaAs/InAlAs на подложках InP. В такой системе обеспечивается высокое содержание InAs, большая глубина квантовой ямы ΔE_c и малая эффективная масса электронов m^* по сравнению со структурами на подложках GaAs [1-3]. В таких гетеросистемах можно получить контролируемое рассогласование параметра решётки на гетеропереходах, к которому чувствительны электрофизические характеристики структуры. Расчёты зонных диаграмм таких структур и сравнение их с данными эксперимента крайне важны для улучшения их параметров [4]. В данной работе представлены результаты более точных расчётов характеристик HEMT-структур, что даёт новые возможности для её проектирования и анализа экспериментальных данных. В первую очередь, речь идёт о расчёте зонной диаграммы и подвижностей электронов. Кроме того, исследованы электрофизические, осцилляционные характеристики и фотолюминесценция образцов HEMT-структур $In_yAl_{1-y}As/In_xGa_{1-x}As/In_yAl_{1-y}As/InP$ с δ -легированием Si при изменении мольной доли InAs в яме x от 0.53 до 0.62.

$In_{0.53}Ga_{0.47}As$	5/5.5 nm
$In_yAl_{1-y}As$	14.5 nm
δ -Si	
$In_yAl_{1-y}As$	4.3 nm
$In_xGa_{1-x}As$	18/15.5 nm
$In_yAl_{1-y}As$	370 nm
InP	

Рис. 1. Схема образцов

Расчёт зонной диаграммы HEMT-структуры InGaAs/InAlAs проведен путём самосогласованного численного решения уравнений Шрёдингера и Пуассона в однозонном приближении эффективной массы при учёте рассеяния на ионизированных примесях и межподзонного рассеяния, а также отклонения от параболичности закона дисперсии. Были получены профили дна зоны проводимости, потолка валентной зоны, заселённые электронами уровни энергии и волновые функции электронов.

В проведённых расчётах уточнены характеристики тройных твёрдых растворов A_xB_{1-x} (A и B - бинарные соединения), из которых состоит НЕМТ-структура InGaAs/InAlAs. Основными характеристиками являются разрыв зон проводимости ΔE_c , разрыв валентных зон ΔE_v и эффективные массы носителей заряда m^* . Они были получены не с помощью линейной аппроксимации, а с помощью квадратичной (в приближении виртуального кристалла): $f(A_xB_{1-x}) = xf(A) + (1-x)f(B) - x(1-x)C_f$, где f - характеристика твёрдого раствора, C_f - параметр, характеризующий отклонение от линейной аппроксимации. Косвенно их можно определить из экспериментальных данных. Мы использовали измерения фотолюминесценции и эффекта Шубникова - де Гааза в δ -легированных Si НЕМТ-структур $In_xGa_{1-x}As/In_yAl_{1-y}As$ на подложке InP (рис. 1). В качестве примера приведен спектр фотолюминесценции (рис. 2) и Эффект Шубникова - де Гааза (рис. 3) для одного из исследованных образцов. Образцы отличались содержанием InAs.

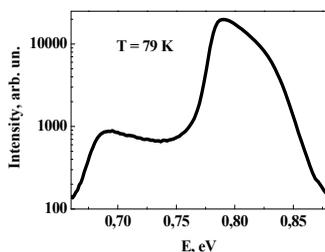


Рис.2. Спектр фотолюминесценции для одного из образцов

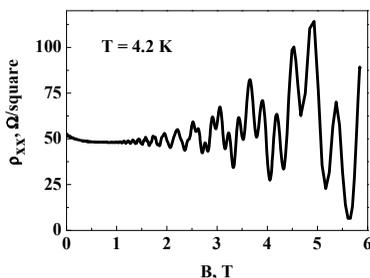


Рис.3. Эффект Шубникова - де Гааза для того же образца

Полученные результаты могут быть использованы для нахождения характеристик НЕМТ-структур. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (соглашение о предоставлении субсидии № 14.604.21.0003 от 17 июня 2014 г., уникальный идентификатор проекта RFMEFI60414X0003).

Литература

1. R.S. Sandhu, G. Bhasin, C.D. Moore, et. al, J. Vac. Sci. Technol. B **17**, 1163-66 (1999).
2. Y.W. Chen, W.C. Hsu, R.T. Hsu, Y.H. Wu and Y.J. Chen, Sol. St. Elect. **48**, 119-124 (2004).
3. J. Wu, Z. Wang, J. Liang, et. al, J. of Cryst. Growth, **186**, 309-314 (1998).
4. I.S. Vasil'evskii, V.A. Kulbachinskii, G.B. Galiev, V.G. Mokerov, S. Tarucha and A .Oiwa, Journal of Physics: CS, **150**, 022096 (2009).

**ВРЕМЕНА ПЕРЕХОДА РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНОГО ДИОДА
МЕЖДУ ЭКСТРЕМАЛЬНЫМИ ТОЧКАМИ ГИСТЕРЕЗИСНОЙ
ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ**

К.С. Гришаков, В.Ф. Елесин

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское ш., 31, e-mail: gks88@mail.ru

Известно, что резонансно-туннельные диоды (РТД) могут быть использованы в качестве высокоскоростных приборов [1,2]. Но экспериментальное измерение характерных времен переходных процессов представляет большие трудности из-за их малой ожидаемой величины (10^{-12} – 10^{-13} сек) и влияния ряда побочных эффектов, типа паразитных емкостей, индуктивностей и т.д. Поэтому представляет интерес расчет характерных времен в зависимости от параметров РТД.

Переходные процессы в резонансно-туннельном диоде в когерентной модели для реальной структуры барьеров и с Ферми распределением электронов ранее изучались в работах [3, 4] с использованием компьютерного моделирования. В этих работах много внимания уделяется методике численного расчета и детальным исследованиям переходных процессов, в том числе при наличии гистерезиса вольтамперной характеристики не проводилось. В работе [5] было найдено численное решение задачи о переходных процессах РТД, в том числе при наличии гистерезиса вольтамперной характеристики. Однако, задача решалась в упрощенной модели с моноэнергетическими электронами и δ - функциональными барьерами.

В данной работе впервые найдено численное решение задачи о переходных процессах в резонансно-туннельном диоде при наличии гистерезиса вольтамперной характеристики в рамках когерентной модели с Ферми распределением электронов. Детально изучены переходы из состояния с большим током в состояние с малым и наоборот, которые возможны благодаря гистерезису вольтамперной характеристики (см. рис. 1). Такие переходы представляют большой практический интерес, т.к. дают возможность сравнительно малым напряжением переводить РТД из состояния с большим током в состояние с малым за весьма короткие времена. Показано, что времена перехода для таких процессов, возникающие под действием малого напряжения, могут значительно превосходить характерное \hbar/Γ , Γ - ширина резонансного уровня. Удалось впервые установить, что время перехода можно уменьшить до характерного \hbar/Γ , если приложить напряжение больше, чем V_c (см. рис. 2). Для рассмотренной в статье структуры РТД $V_c \approx 0.01$ В.

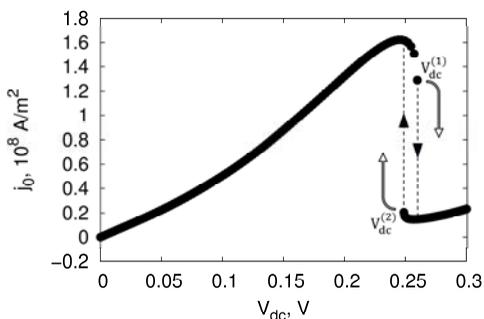


Рис. 1. Зависимость постоянного тока через РТД от напряжения

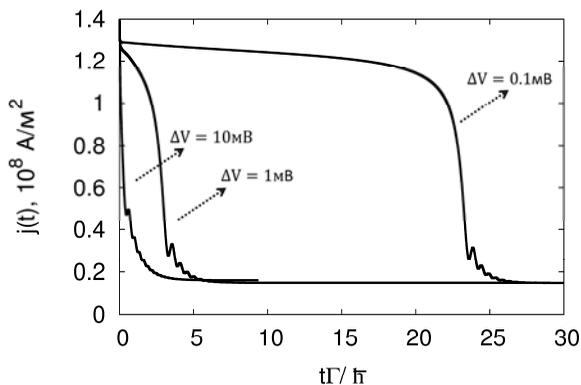


Рис.2. Зависимость среднего по координате значения переходного тока от времени при различных значениях мгновенно прикладываемого напряжения ΔV

Литература

1. S.K. Diamond et al, Appl. Phys. Lett. **54**(2), 153 (1989).
2. H.C. Liu, D.D. Coon, Appl. Phys. Lett. **50**, 1246 (1987).
3. O. Pinaud, Journal of Appl. Phys, **92**(4), 1987 (2002).
4. Mennemann J.F., Jungel A., and Kosina H., J. Comp. Phys, **239**, 187 (2013).
5. К.С. Гришаков, В.Ф. Елесин, Переходные процессы в резонансно-туннельном диоде в условиях гистерезиса ВАХ, Российские нанотехнологии. Принято в печать.

**ФИЗИЧЕСКИЕ И КОНСТРУКТИВНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРЕДЕЛЫ
ПОВЫШЕНИЯ РАБОЧИХ ЧАСТОТ НЕМТ НА ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ АЗ/В5**

Ю.В. Федоров

Институт СВЧ полупроводниковой электроники РАН
117105, г. Москва, Нагорный проезд, д.7, стр.5, e-mail: iuhfseras2010@yandex.ru

Интенсивные исследования по расширению области применения нитридных и арсенидных НЕМТ в терагерцовый диапазон в последние годы привели к революционным улучшениям технологии изготовления транзисторов, в частности, разработки технологии невжигаемых омических контактов с помощью доразщивания высоколегированного контактного слоя, создания само-совмещенной технологии изготовления затворов и контактов, минимизирующих сопротивление канала транзистора, а также уменьшения длины затворов до 20 нм. Однако рост предельной частоты передачи тока I_nP НЕМТ остановился на отметке $f_T=688$ ГГц уже в 2011 году [1], а нитридные НЕМТ после достижения $f_T=454$ ГГц в 2013 году [2] также перестали развиваться. В настоящем докладе анализируются физические ограничения и конструктивно-технологические возможности повышения предельных частот нитридных НЕМТ, а также улучшения их усилительных и шумовых параметров в сравнении с арсенидными.

Повышение предельных частот. Одним из основных параметров, характеризующих быстродействие НЕМТ, является частота отсечки тока $f_T=1/2\pi\tau_{tot}$. Путем преобразования известной формулы для суммарного времени перезарядки внутренних и внешних емкостей транзистора, $\tau_{tot} = \tau_{int} + \tau_{ext} + \tau_{par}$, выраженного через параметры эквивалентной схемы транзистора [2], с учетом эмпирической зависимости $R_{ds}=6,5*10^{0,065Lg/tb}$ [Ом*мм], полученной экстраполяцией данных работы [3], мы вывели аналитическое выражение для коэффициента качества транзистора $f_T L_G$ в следующем виде:

$$f_T L_G = 10^{-5} \frac{V_{e_dr}}{2\pi} \left(1 + a(x) + \frac{b(x)}{x} \right)^{-1}, \text{ [ГГц*мкм]} \quad (1)$$

$$\text{где: } x=L_G/t_B, [V_{e_dr}] - \text{ см/с, } a(x) = \frac{2R_{K_yD} + d_K R_{Cl_yD}}{6.5} * 10^{-0.065x},$$

$$b(x) = \frac{C_{gd_yD} (1 + g_{m_int_yD} (2R_{K_yD} + d_K R_{Cl_yD}) + a(x)) + C_{gs_ext_yD} * a(x)}{0.00885 * \epsilon_B}$$

При использовании типичных параметров нитридных НЕМТ, изготовленных по «старой» технологии с вжигаемыми омическими контактами (вариант 1), результаты расчетов по формуле (1) с точностью до 1% совпадают с эмпирическим выражением, полученным в работе [3]. Кроме

того, при использовании параметров НЕМТ, характерных для современной само-совмещенной технологии с нежвигаемыми омическими контактами и доразращиванием контактного n+GaN слоя в установке МВЕ (вариант 2), результаты расчетов по формуле (1) также хорошо совпадают с экспериментальными данными, приведенными в работе [2] (см. Рис. 1, данные MIT).

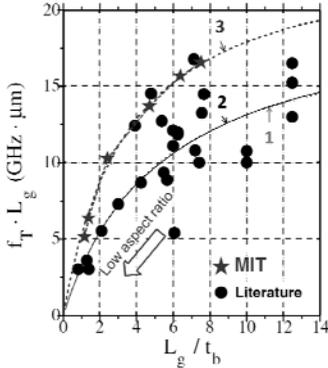


Рис. 1. Зависимости $f_T L_G$ от L_G/t_B . 1 - [3], 2 - вариант 1, 3 - вариант 2, экспериментальные точки - [4]

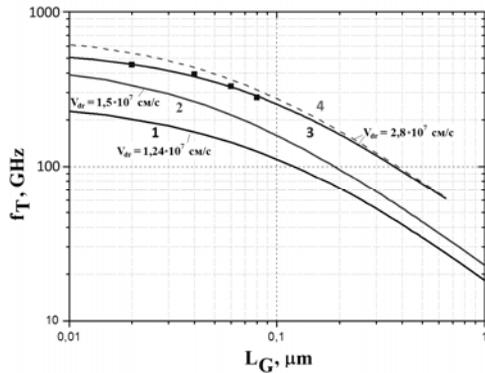


Рис. 2. Расчетные зависимости f_T от L_G : 1-вариант 1, 2-вариант 2, 3-вариант 3, 4-вариант 3 при $R_{k_уд} = R_{сл_уд} = 0$

Отметим практически пропорциональное падение произведения $f_T L_G$ при низких величинах аспектного отношения L_G/t_B , т. е. рост f_T при уменьшении L_G практически прекращается (Рис. 2). Дополнительно мы построили аналогичную зависимость для параметров рекордного по частоте нитридного НЕМТ ($f_T=454$ ГГц, $f_{MAX}=444$ ГГц) [4] (вариант 3) и привели экспериментальные точки $f_T(L_G)$. Как видно, ни одна из построенных зависимостей не дотягивает до 1 ТГц даже при уменьшении длины затвора до 10 нм. Если «обнулить» в выражении (1) величины $R_{k_уд}$ и $R_{сл_уд}$ (технологический предел, Рис. 2, кривая 4), то мы получим при $L_G=0$ конечную величину:

$$f_{T_ПРЕД} = \frac{G_m}{2\pi C_{gd}} = \frac{V_{e_dr}}{2\pi t_B C_{gd_уд}} \frac{\epsilon_0 \epsilon_B}{t_B}$$

Из этого следует, что для повышения предельных частот НЕМТ нужно увеличивать дрейфовую скорость электронов V_{e_dr} , уменьшать толщину гетероструктуры t_B и удельную емкость затвор-сток $C_{gd_уд}$.

Данные величины, возможно, уже близки к физическим и технологическим пределам. Так, для параметров рекордного НЕМТ на нитридной гетероструктуре с $t_B=6$ нм, $C_{gd_уд}=0,85$ пФ/мм и $V_{e_dr}=2,8 \cdot 10^5$ м/с [4], по-

лучим значение $f_{T_ПРЕД}=774$ ГГц, что значительно меньше 1 ТГц. В рекордных pHEMT на подложках InP [1] был использован предельно тонкий барьерный слой InP (2 нм) и канал InAs (5-10 нм), что обеспечило максимально возможную $V_{e_dr}=(3-4)\cdot 10^7$ см/с в совокупности с высочайшей подвижностью $\mu_e=13000$ В/см². Однако террагерцовый предел по величине f_T и в этом случае остался не преодоленным, вероятно, из-за задержек времени на перезарядку C_{gd} .

Повышение коэффициента усиления. Максимально возможный малосигнальный коэффициент усиления транзистора по мощности K_p , как известно, определяется величиной $MSG=|S_{21}/S_{12}|$. На частотах выше 1 ГГц это может быть представлено, как $MSG=G_m/\omega C_{gd}$ [5], т.е. $MSG=f_{T_ПРЕД}/f$. Следовательно, с повышением $f_{T_ПРЕД}$ одновременно должен возрастать и коэффициент усиления транзистора во всем частотном диапазоне, т.е. способы повышения K_p совпадают с перечисленными выше для $f_{T_ПРЕД}$. Это хорошо соответствует экспериментальным результатам, полученным в ИСВЧПЭ РАН (Рис. 3).

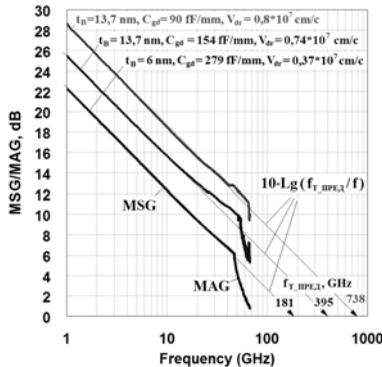


Рис. 3. Частотные зависимости MSG/MAG для AlGaIn/GaN HEMT с различными параметрами гетероструктур и технологии затворов

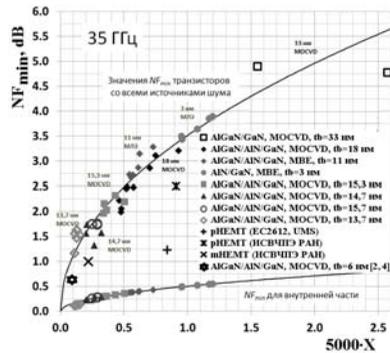


Рис. 4. Зависимость NF_{min} от $X=(f_0/f_T)^2(R_{gs}/R_{ds})$ при $f_0=35$ ГГц

Величина $f_{T_ПРЕД}$ для конкретного прибора может быть установлена экстраполяцией измеренной зависимости $MSG(f)$ в более высокие частоты (Рис. 3). Это позволяет судить о пригодности гетероструктур и используемой технологии для террагерцового диапазона частот.

Снижение коэффициента шума. Значения NF_{min} на частоте 35 ГГц, полученные в ИСВЧПЭ РАН как для нитридных HEMT, так и pHEMT и mHEMT на GaAs приведены на Рис. 4 [6]. Видно, что шумовые параметры нитридных HEMT сравнимы с арсенидными и улучшаются по мере уто-

нения барьерного слоя t_B гетероструктур. Это является следствием уменьшения величины X , т.е. возрастания произведения $f_T^2 R_{ds}$ из-за снижения коротко-канальных эффектов. Полученная зависимость NF_{min} от X и t_B имеет универсальный характер для всех исследованных нитридных гетероструктур, выращенных методом МOCVD (ЗАО "Элма-Малахит"), независимо от технологии изготовления транзисторов [6]. Однако, более тонкие гетероструктуры с толщинами барьера 11 и 3 нм, выращенные методом МЛЭ в НИЦ "Курчатовский институт", проявляют обратную зависимость из-за наличия микрорельефа, наиболее развитого для самой тонкой гетероструктуры. По-видимому, рельеф поверхности гетероструктуры имеет прямое отношение к генерации шума в нитридных HEMT, т.е. NF_{min} может быть уменьшен при улучшении технологии роста тонких гетероструктур (см. данные работы [4] на Рис. 4).

Требования к технологии затворов. Основным препятствием на пути повышения предельных частот HEMT является слишком большая величина $C_{gd_уд}$, особенно при самосовмещенной технологии. Возможность ее минимизации за счет улучшения технологии изготовления затворов демонстрируется в докладе на практических примерах (Рис.3).

Литература

1. Dae-Hyun Kim, Brar B., del Alamo J.A. $f_T = 688$ GHz and $f_{max} = 800$ GHz in $L_g = 40$ nm $In_{0.7}Ga_{0.3}As$ MHEMTs with $g_{m_max} > 2.7$ mS/ μm . 2011 IEEE International Electron Devices Meeting. 5-7 Dec. 2011, pp. 13.6.1-13.6.4.
2. Lee D.S., Liu Z., Palacios T. GaN high electron mobility transistors for sub-millimeter wave applications. Japanese Journal of Applied Physics, 2014, vol. 53, no. 10, p. 100212.
3. Jessen G.H., Fitch R.C., Gillespie J.K., et al. Short-Channel Effect Limitations on High-Frequency Operation of AlGaIn/GaN HEMTs for T-Gate Devices. IEEE Transactions on Electron Devices. 2007, vol. 54, no. 10, pp. 2589-2597.
4. Shinohara K., Regan D.C., Tang Y., et al. Scaling of GaN HEMTs and Schottky Diodes for Submillimeter-Wave MMIC Applications. IEEE Transactions on Electron Devices. 2013, vol. 60, no. 10, pp. 2982-2996.
5. Ellinger F. Radio Frequency Integrated Circuits and Technologies. Berlin, Heidelberg, New York: Springer Verlag, 2007.
6. Федоров Ю.В., Михайлович С.В. Влияние параметров наногетероструктур и технологии изготовления на шумовые свойства AlGaIn/GaN HEMT. Нано- и микросистемная техника, 2014, №10, стр. 12-17.

**СИНТЕЗ, СВОЙСТВА И ПЕРСПЕКТИВЫ
ПРИБОРНЫХ ПРИМЕНЕНИЙ ГРАФЕНА НА ОСНОВЕ SiC**

***А.А. Лебедев*¹, Н.В. Агринская¹, В.А. Березовец¹, С.П. Лебедев¹, А.Н. Смирнов¹
Ю.Н. Макаров², С.В. Новиков³***

¹*ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН.

194021, С.-Петербург, РФ, Политехническая 26, shura.lebe@mail.ioffe.ru

²ГК «Нитридные кристаллы»

194156, пр. Энгельса, д. 27, С.-Петербург, РФ, yuri.makarov@nitride-crystals.com

³Aalto University

Tietotie 3, 02015, Espoo, Finland, sergey.novikov@aalto.fi

Как известно, графен, за открытие которого получили Нобелевскую премию по физике 2010 года ученые российского происхождения Андрей Гейм и Константин Новоселов, представляет собой двумерные слои углерода [1]. Графен обладает определенными преимуществами, позволяющими рассматривать его как материал для создания устройств, реализующих принципы баллистической электроники, спинтроники, оптоэлектроники, наноплазмоники и других перспективных альтернатив традиционной полупроводниковой электронике. Использование графена в качестве основы компонентной базы будущей нанoeлектроники позволит преодолеть ограничения, свойственные традиционной кремниевой электронике и касающиеся степени миниатюризации и энергопотребления устройств [2].

Авторами доклада была разработана технология формирования плёнок графена методом термодеструкции поверхности SiC как в вакууме [3], так и в атмосфере инертного газа [4]. Рост проводился на основе полуизолирующих подложек 6H и 4H SiC, на $C_{(0001)}$ или на $Si_{(0001)}$ гранях подложки. Полученные плёнки были исследованы методом Рамановской спектроскопии (Рис 1), оже-спектроскопией и RHEED. Для проведения электрофизических измерений на поверхности образцов формировались тестовые структуры в геометрии Холловского моста (Hall-bar) с использованием методов фотолитографии и травления аргоновым пучком, при использовании фоторезистивной маски. Измерения вольтамперных характеристик и эффекта Холла проводились в диапазоне температур 2-300К. Измерения гальваномагнитных эффектов проводились на образце стандартной холловской геометрии при трех ориентациях образца по отношению к вектору магнитного поля B ($n \parallel B _ j$, $n _ B _ j$ и $n _ B) \parallel j$, где n и j – векторы нормали к плоскости слоев и плотности тока, соответственно. В области магнитных полей 0-15Т измерены эффект Холла и магнетосопротивления. Были обнаружены осцилляции Шубникова де Гааза, свойственные однослойному графену. На основе полученных плёнок графена

были изготовлены прототипы газовых сенсоров с рекордной чувствительностью к молекулам NO_2 (Рис.2)

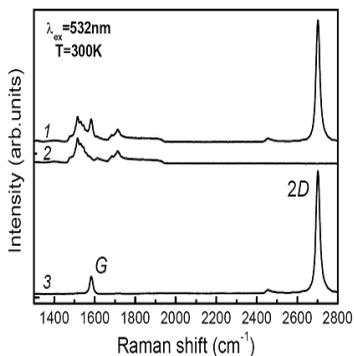


Рис.1. 1 - рамановский спектр слоя графена, выращенного на подложке 6H-SiC; 2 - рамановский спектр второго порядка подложки 6H-SiC; 3 - разностный спектр, полученный вычитанием из спектра 1 спектра 2

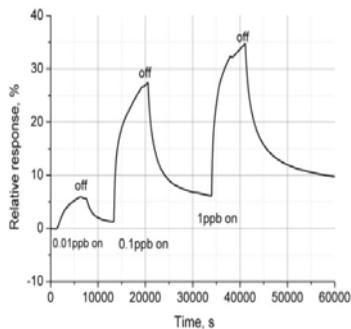


Рис.2. Зависимость отклика газового сенсора на основе монослойного графена от концентрации NO_2 в газовой смеси при температуре 100°C

Литература.

1. Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V., Jiang D., Dubonos S.V., Grigorieva I.V., Firsov A.A., *Science* **306**, 666 (2004).
2. Heer Walt A de. *Phys. Scr.* **T146**, 014004; (2012).
3. Агринская Н.В., Березовец В.А., Козуб В.И., Котоусова И.С., Лебедев А.А., Лебедев С.П., Ситникова А.А., *ФТП*, **47**, 267 (2013).
4. Novikov S., Satrapinski A., Lebedeva N., Iisakka *IEEE transaction on Instrumentation and Measurement*, T. **62**, 1859 (2013).

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИИ НА ЭЛЕМЕНТЫ НА ОСНОВЕ КАРБИДА КРЕМНИЯ

Д.В. Громов¹, А.А. Лебедев²

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: DVGgromov@mephi.ru

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург

Карбид кремния в настоящее время является одним из наиболее перспективных широкозонных полупроводников, приборы на основе которого следует отнести к экстремальной электронике (повышенные уровни рабочих температур, частот и уровней радиационной стойкости).

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования стационарных и переходных радиационных эффектов для двух типов СВЧ элементов на основе карбида кремния (SiC) - СВЧ диодах (переключательных и лавинно - пролетных диодов, а также диодов с барьером Шоттки) и СВЧ полевых транзисторов с управляющим $p - n$ переходом.

Все три типа исследуемых диодных структур формировались подложке 4Н SiC n -типа толщиной 400 микрон с концентрацией донорной примеси около 10^{19}см^{-3} .

Диоды Шоттки формировались на слое n -типа толщиной 5 мкм с концентрацией $(3...5) \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$. Диаметр контакта Шоттки 300 мкм.

Переключательные $p+ - n$ - диоды формировались на слое n -типа толщиной 5 мкм с концентрацией $(2..4) \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$, $p+$ эмиттер толщиной 1 мкм легировался до уровня $5 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$. Диаметр $p+$ эмиттера 300 мкм.

Лавинно – пролетные диоды формировались на слое n -типа толщиной 2 мкм с концентрацией 10^{17}см^{-3} , $p+$ межа -эмиттер толщиной 1 мкм легировался до уровня $5 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$. Диаметр $p+$ эмиттера 300 мкм.

Технологическое сечение полевой транзисторной структуры (ПТ) представлено на рис. 1. На полуизолирующей SiC подложке, политипа 6Н, изготовленной по методу Лели, эпитаксиально выращены $p+$ - и n - слои, формирующие p - n -переход, металлизация истока затвора и стока выполнена методом магнетронного распыления.

СВЧ диодные и транзисторные структуры были изготовлены в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН.

В качестве источника стационарного излучения гамма - квантов использовалась излучение источника Co^{60} , а при импульсных воздействиях применялся импульсный ускоритель РИУС-5 (НИИП).

В результате анализа экспериментальных результатов было установлено, что радиационное поведение всех трех типов СВЧ диодов имеет

сходный характер. При воздействия стационарного облучения наблюдалось уменьшение обратного тока диодов (рис. 2), прямые ВАХ при этом практически не деградировали. Уровень стойкости к импульсному воздействию не ниже $2,5 \cdot 10^{10}$ рад/с. При этом время восстановления тока не более 70 нс при прямом и не более 30 нс при обратном смещении.

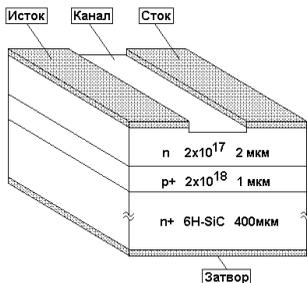


Рис.1. Технологическое сечение транзисторной структуры на SiC

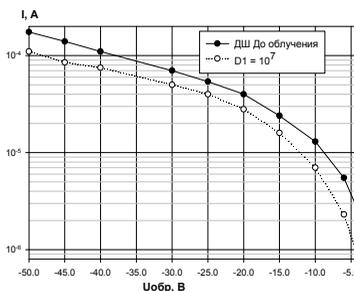


Рис.2. Вольт-амперные характеристики диода Шоттки до после облучения с дозой 10^7 рад

Для SiC полевых транзисторов при стационарном воздействии наблюдался рост тока стока при возрастании дозы облучения.

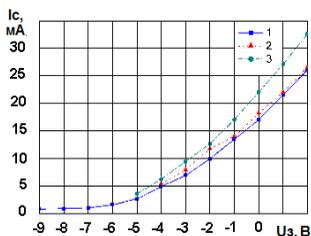
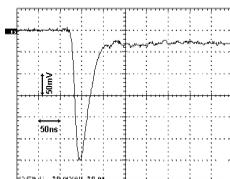
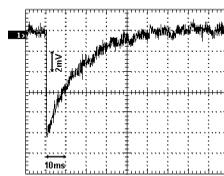


Рис.3. Зависимости тока стока ПТ при $U_{си}=8V$ от напряжения на затворе и дозы гамма - квантов (1- $D=0$; 2- $D=10^6$ рад; 3- $D=5 \cdot 10^7$ рад).



50 мВ/дел, 50 нс/дел,
 $2,5 \cdot 10^9$ рад/с



2 мВ/дел, 10 мс/дел, $8,2 \cdot 10^9$ рад/с

Рис.4. Ионизационные реакции SiC ПТ при испытании на ускорителе для различных временных масштабов

При импульсном воздействии проявляются две характерные стадии: мгновенная - во время импульса излучения и долговременная - после его окончания. С увеличением уровня воздействия P_γ амплитуда тока стока увеличивается и при $P_\gamma = 10^{10}$ рад/с I_C достигает 20 мА при режимном значении $I_{C0} = 7$ мА. После окончания воздействия в течение десятков наносекунд I_C снижается до значений на 10-15% I_{C0} . Полное восстановление тока стока происходит через 40-50 мс (рис.4).

**ОТЕЧЕСТВЕННАЯ ТЕХНОЛОГИЯ ПРОИЗВОДСТВА
ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР КАРБИДА КРЕМНИЯ**

***Е.М. Гейфман¹, В.В. Чибиркин², *Н.А. Гарцев¹, А.В. Исайкин¹, С.А. Солонин¹,
Д.П. Литвин¹, А.В. Васильев³, С.С. Назалюк³, Ю.А. Макаров³***

¹ЗАО НПК «Электровыпрямитель»

430001, г. Саранск, ул. Пролетарская, д. 126, e-mail: ovbp@mail.ru

²ФГБОУ ВПО "МГУ им. Н.П. Огарёва"

430005, г. Саранск, Республика Мордовия, ул. Большевикская, д. 68

³ООО «Нитридные кристаллы»

194156, г. С-Петербург, пр. Энгельса, д. 27

Карбид кремния (SiC) является перспективным материалом для производства современных СВЧ приборов, а также силовых высокочастотных приборов [1, 2]. Ключевой технологией, на основе которой создаются полупроводниковые приборы на SiC, является технология производства эпитаксиальных структур SiC (ЭС).

За рубежом данная технология успешно развивается рядом ведущих научных и промышленных центров [2]. В России до последнего времени технология производства ЭС с параметрами соответствующими лучшим мировым аналогам отсутствовала.

В настоящее время при поддержке Минпромторга России и Правительства Республики Мордовия на ЗАО НПК «Электро-выпрямитель» (г. Саранск) создана уникальная технологическая линия и впервые разработана такая отечественная технология. ЭС выращены, в том числе, на отечественных подложках, производства ООО «Нитридные Кристаллы» (НК) (г. Санкт-Петербург). Кристаллы 4H-SiC выращивались сублимационным методом, с использованием Ta как конструкционного материала для тиглей [3]. Проведенная характеристика подложек показала высокое качество материала. Основные параметры качества подложек: плотность микропор $<1\text{cm}^{-2}$ и полуширины кривых качания FWHM - 25-40 arcsec соответствуют требованиям к подложкам для роста ЭС.

При разработке отечественной технологии производства ЭС было проведено исследование влияния основных технологических факторов на параметры ЭС, в том числе, качества исходной подложки, режимов предварительной подготовки поверхности подложек SiC, режимов роста буферных и эпитаксиальных слоев SiC, коэффициента эпитаксиального роста C/Si, количества хлороводорода и др. На основе проведенных экспериментов выработаны оптимальные режимы технологического процесса изготовления ЭС.

Для оценки качества ЭС создана современная лаборатория, оснащённая специализированным оборудованием, в частности, ИК Фурье спектрометром Nicolet 6700 (США), ртутным зондом CV Map 92 A (США), стилусным профилометром Р 16+ фирмы KLA Tencor (США), рентгеновским дифрактометром Rigaku Smart Lab (Япония), а также разработаны неразрушающие методики контроля их качества [4].

Значения основных параметров ЭС, выращенных в ЗАО НПК «Электровыпрямитель», в сравнении с параметрами ЭС по каталогу фирмы Cree (США) [5] представлены в таблице 1.

Таблица 1

Значения основных параметров ЭС

Параметр	ЭС по каталогу ф.Срее	ЭС диаметром 76,2 мм производства ЗАО НПК «Электровыпрямитель»			ЭС по каталогу ф.Срее	ЭС диаметром 100,0 мм производства ЗАО НПК «Электровыпрямитель»	
		Образец №1	Образец №2	Образец №3		Образец №4	Образец №5
Производитель подложки	Cree	Cree	Cree	НК	Cree	Cree	Cree
Качество подложки	zero/ultra-low	zero	ultra-low	ultra-low	zero/ultra-low	zero	ultra-low
Неоднородность легирования, %	<25 _{макс.} <10 _{типич.}	<10 _{макс.} <8 _{типич.}	<10 _{макс.} <8 _{типич.}	<10 _{макс.} <9 _{типич.}	<25 _{макс.} <10 _{типич.}	<10 _{макс.} <9 _{типич.}	<10 _{макс.} <9 _{типич.}
Неоднородность толщины эпитаксиального слоя, %	<10 _{макс.} <2 _{типич.}	<2,0 _{макс.} <1,3 _{типич.}	<2,0 _{макс.} <1,6 _{типич.}	<2,0 _{макс.} <1,6 _{типич.}	<10 _{макс.} <2 _{типич.}	<2,0 _{макс.} <1,4 _{типич.}	<2,0 _{макс.} <1,7 _{типич.}
Количество эпитаксиальных дефектов, см ⁻²	<25 _{макс.} <1 _{типич.}	<2 _{макс.} <1 _{типич.}	<2 _{макс.} <1 _{типич.}	<5 _{макс.} <2 _{типич.}	<25 _{макс.} <1 _{типич.}	<2 _{макс.} <1 _{типич.}	<2 _{макс.} <1 _{типич.}
Плотность микропор, см ⁻²	0-1	0,02	0,43	0,7	0-1	0,03	0,54

Из приведенных данных следует, что ЭС, выращенные в ЗАО НПК «Электровыпрямитель», в том числе на отечественных подложках, по своим параметрам соответствуют лучшим мировым аналогам.

Литература

1. Сборник материалов конференции: Третья Всероссийская научно-техническая конференция «Электроника и микроэлектроника СВЧ» (2014).
2. Silicon Carbide and Related Materials (2013).
3. Yu. A. Makarov, D. P. Litvin, A. V. Vasiliev, S. Nagalyuk, ICSCRM, Japan (2013).
4. E. M. Geyfman, V. V. Chibirkin and at. Complex study of SiC epitaxial films / Silicon Carbide and Related Materials (2012), P593-596.
5. Silicon Carbide Substrates and Epitaxy. Product Specification CREE (2014).

МЕТОДЫ РЕАЛИЗАЦИИ ТЕПЛОТВОДА ОТ ПОДЗАТВОРНОЙ ОБЛАСТИ СИЛОВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ И МОЩНЫХ СВЧ НЕМТ НА ОСНОВЕ GaN

**С.В. Миннебаев, Р.В. Рыжук, Н.И. Каргин*

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31 e-mail: sminnebaev@gmail.com

В настоящее время все большее распространения получают СВЧ усилители мощности, в которых используются транзисторы и монолитные интегральные схемы (МИС) на основе нитрида галлия (GaN). Использование данного материала в технологии производства СВЧ усилителей и мощных переключателей обусловлено тем, что в приборах на его основе могут быть достигнуты удельной выходной мощности в несколько раз превышающие те, которые получают на основе арсенида галлия (GaAs) [1]. Высокий уровень выходной мощности связан с генерацией большого количества тепла в активной области транзистора, которое необходимо эффективно отводить, чтобы обеспечивать беспробойную работу прибора [2]. На сегодняшний день в качестве подложек для выращивания GaN используются сапфир, SiC и Si основные свойства которых приведены в таблице 1 [3, 4, 5].

Таблица 1

Свойства материалов подложек для выращивания гетероструктур AlGaIn/GaN

Материал подложки	Рассогласование решетки по отношению к GaN, %	Коэффициент теплопроводности, Вт/м*К	Доступный диаметр подложек, мм
Сапфир	14,8	46	до 76,2
Карбид кремния (SiC)	3,3	430	до 152,4
Кремний (Si)	17	149	до 203,2

Как видно из данной таблицы наиболее подходящим материалом с точки зрения температурного поведения устройства является полуизолирующий карбид кремния (SiC), однако технологический процесс его получения экономически затратный. Поэтому современные технологии роста гетероструктур направлены на получение AlGaIn/GaN на подложках высокоомного кремния (Si), основными преимуществами которого являются возможность использования пластин большого диаметра и низкая стоимость материала.

Наиболее сильный саморазогрев транзистора происходит в его канале со стороны стока (рис.1). Возможным решением данной проблемы может являться применение теплораспределителей - теплопроводящих пленок.

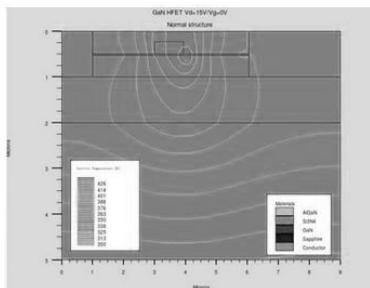


Рис. 1. Распределение температуры в разрезе HEMT на гетероструктуре AlGaIn/GaN

В настоящее время проводятся работы, где в качестве материала - теплопроводителя используется пленка из полиалмаза, теплопроводность которого составляет от 800 до 1500 Вт/м*К, что позволяет снизить эффект саморазогрева прибора на 10%. Также сейчас исследователи рассматривают возможность применения в качестве теплопроводящего слоя графена, который обладает коэффициентом теплопроводности - от 3000 до 5000 Вт/м*К.

Помимо применения теплопроводящих покрытий ведутся работы по отводу тепла через обратную сторону подложки, для этого на обратной стороне подложки вытравливается «колодец» до буферного слоя GaN и заполняется полиалмазом (рис.2) [6].

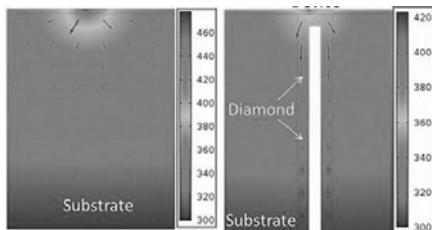


Рис.2. Сравнение распределения температур в разрезе структуры транзистора

Литература

1. K. Loutfy., Microwave Products Digest (June 2011).
2. V. Kumar et al. Solid-State Electronics **47** (2003).
3. A. Preis, S. Wood et al., IEEE MTT-S International Microwave Symposium (2009).
4. E.R. Dobrovinskaya et al., Sapphire: Material, Manufacturing, Applications (2009).
5. А. Туркин. Обзор развития технологии полупроводниковых гетероструктур на основе нитрида галлия (GaN). - Полупроводниковая светотехника. №6, 2011.
6. Marco J. Tadjer et al., Diamond-coated High Density Vias for Silicon Substrate-side Thermal Management of GaN HEMTs., CS Mantech conference (2014).

**СВЯЗЬ ФИЗИКО-ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ
ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ НА ОСНОВЕ GaAs
С ЕГО СТАТИЧЕСКИМИ И СВЧ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ**

М.В. Драгутъ, Д.А. Усик, Д.М. Мишарин

ОАО «ОКБ - Планета»

173004, г.В.Новгород, ул. Фёдоровский Ручей, д. 2/13, e-mail: dragutmv@okbplaneta.ru

Предлагаемая работа посвящена всестороннему изучению и сравнению полевых транзисторов с барьером Шоттки (ПТШ) на основе арсенид-галлиевых эпитаксиальных структур, изготовленных в соответствии с различными конструктивно-технологическими вариантами (КТВ). Схематично они показаны на рисунке 1.

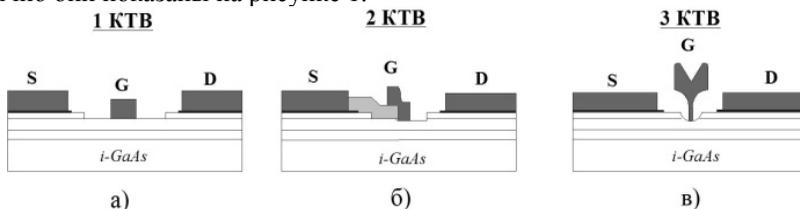


Рис.1. Изучаемые структуры арсенид-галлиевых ПТШ

В качестве исходного материала были использованы различные типы газофазных и молекулярно-лучевых гомоэпитаксиальных GaAs структур, которые отличались толщиной контактного и активного слоёв, уровнем легирования и законом распределения примеси в активном слое. Минимальная топологическая норма технологического процесса составляла 1 мкм.

Первый КТВ транзистора, рисунок 1 (а), представляет собой «классический» ПТШ на основе GaAs, с длиной затвора 1 мкм. В случае второго КТВ [1], рисунок 1 (б), электрод затвора ПТШ сформирован таким образом, что часть его (примерно половина) находится на диэлектрической плёнке, а часть контактирует с полупроводником, рисунок 2. Соответственно, это приводит к уменьшению длины затвора, в данном случае она около 0,5-0,6 мкм и уменьшению сопротивления истока. Вариант номер три, рисунок 1 (в), изготовлен при помощи модифицированного sidewall spacer-процесса [2], с последующим удалением диэлектрических плёнок плазменным травлением. Отличительной особенностью этого варианта изготовления ПТШ, помимо малой длины затвора, которая составляет около 0,25 мкм, является самосовмещение ножки затвора с подзатворной канавкой.

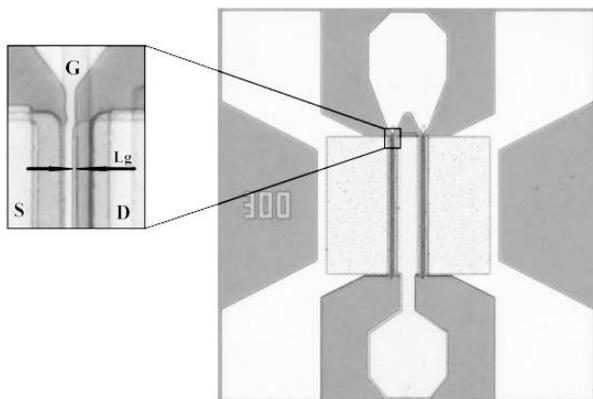


Рис. 2. Фотография активной области и топология ПТШ

Для большей наглядности, при моделировании изучаемые транзисторы представлялись в виде сильно упрощённой малосигнальной эквивалентной схемы, включающей в себя только основные паразитные элементы. К этим элементам были отнесены: C_{gs} , ёмкость затвор - исток, R_s сопротивление истока, R_{sd} сопротивление исток - сток, S крутизна транзистора.

Изучение статических и СВЧ характеристик изготовленных приборов проводилось непосредственно на пластине. Параметры рассеяния, по которым определялись значения паразитных элементов, эквивалентной схемы, измерялись в диапазоне от 0,4 до 40 ГГц. Результаты приведены в таблице 1.

Таблица 1

Статические и СВЧ параметры ПТШ на основе GaAs

Параметры GaAs ПТШ	1 КТВ	2 КТВ	3 КТВ
$U_{пр}^{3-н}$, В	25	10	~5
$U_{пр}^{3-с}$, В	25	35	~5
S , мА/(В*мм)	100	150	230
C_{gs} , пФ/мм	1,5	1,3	1,0
$R_{dсs}$, Ом*мм	260	240	40
R_s , Ом*мм	1,5	1,0	0,5
f_t , ГГц	10	18	35

Литература

1. Патент на изобретение №2046453 МПК H01L 21/338 Способ изготовления полевого транзистора с субмикронным затвором Шоттки / А.Ф. Мозгунов, В.Л. Романов, А.А. Чернявский. Приоритет от 07.09.1992.
2. Патент на изобретение №2349987 МПК H01L 21/338 Способ изготовления полевого транзистора с барьером Шоттки / В.Л. Романов, М.В. Драгутъ. Приоритет от 17.07.2007.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РЕЖИМОВ ФОРМИРОВАНИЯ ОМИЧЕСКОГО
 КОНТАКТА К InGaAs/AlGaAs НЕМТ СТРУКТУРЕ
 НА ТЕРМОСТАБИЛЬНОСТЬ ЕГО ХАРАКТЕРИСТИК**

Р.В. Захарченко, С.А. Шостаченко, К.Д. Ванюхин

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
 115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: ramzesss300391@gmail.com

Важным аспектом в создании полупроводниковых приборов на основе GaAs является создание омических контактов.

Для получения оптимального сопротивления и морфологии омических контактов необходимо определить состав металлизации, а также температуру и время отжига.

В работе исследовались следующие гетероэпитаксиальные структуры на основе GaAs (рис.1).

45 нм	n^+ -GaAs	5×10^{18} $x=0.28$ $y=0.20$
30 нм	$Al_xGa_{1-x}As$	
11,0 нм	$In_yGa_{1-y}As$	
0,33 мкм	GaAs (буфер 2)	
55 нм	CP 5 периодов $Al_xGa_{1-x}As$ 32A/GaAs 23A, $x=0.29$	
40 нм	GaAs (буфер 1) (100) GaAs подложка	

Рис.1. PHEMT гетероструктура на подложке арсенида галлия

На основные параметры транзистора (крутизна проходной характеристики, коэффициенты шума и усиления) оказывают значительное влияние сопротивление стока и истока, которые представляют собой омические контакты. Поэтому одной из основных проблем, требующей решения при разработке GaAs приборов, является задача создания омических контактов с низким сопротивлением и высокой термостабильностью контактов.

Целью работы было исследование процесса формирования омического контакта, а также разработка технологии их применения с целью получения минимального сопротивления для улучшения основных характеристик приборов на основе GaAs.

В ходе выполнения работ был проведен аналитический обзор современной научно-технической и методической литературы по исследованию свойств омических контактов к транзисторам на основе GaAs.

Выявлено, что оптимальной системой металлизации с точки зрения удельного контактного сопротивления, морфологии поверхности контактов и термостабильности его характеристик является система Ni/Ge/Au/Ni/Au с толщинами 5/15/30/15/50 нм.

На рис.2 показана зависимость удельного контактного сопротивления от температуры отжига в атмосфере азота с длительностью отжига 1 минута.

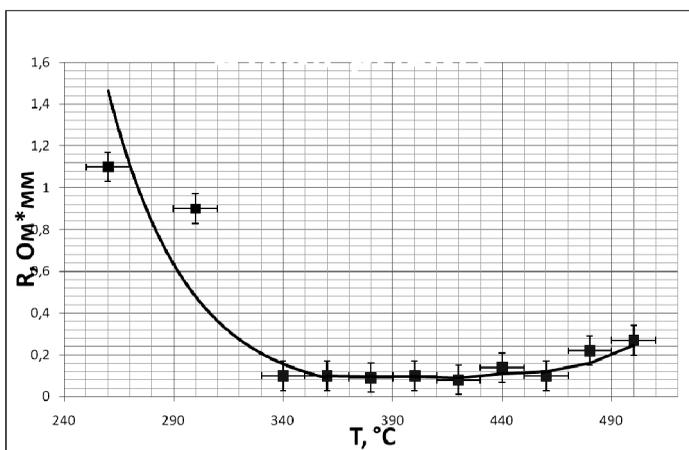


Рис. 2. Зависимость удельного контактного сопротивления от температуры отжига

При температурах свыше 380 °C сильно ухудшается морфология контакта, вследствие чего возникнут сложности на следующей технологической операции – электронно-лучевой литографии.

Далее была исследована термостабильность полученного омического контакта. Выявлено, что при длительном отжиге при температуре вплоть до 340°C изменений характеристик омических контактов не наблюдается, дальнейшее увеличение температуры приводит к ухудшению морфологии и контактного сопротивления контактов.

В результате этой работы были получены омические контакты к НЕМТ гетероструктуре на основе GaAs со значением удельного контактного сопротивления – 0,05 Ом · мм, и высокой термостабильностью контактов вплоть до 340 °C.

**ФОРМИРОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАСКИ ДЛЯ СЕЛЕКТИВНОГО РОСТА
n+GaN В ТЕХНОЛОГИИ НЕВЖИГАЕМЫХ ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ
К СТРУКТУРАМ AlGaN/GaN**

**С.С. Арутюнян^{1,2}, К.Н. Томаш¹*

¹Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН
142432, г. Черноголовка, ул. Институтская, дом 6, e-mail: general@iptm.ru

²Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН
117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7, стр.5, e-mail: isvch@isvch.ru

Проблема создания высокомошных приемо-передающих устройств с низкими шумовыми характеристиками не теряет своей актуальности. Они находят своё применение в военных, медицинских, телекоммуникационных устройствах [1]. В настоящее время такие устройства часто изготавливаются на основе полупроводниковых НЕМТ гетероструктур на Al-GaN/GaN.

Одним из ключевых технологических этапов создания таких приборов является формирование омических контактов истока и стока транзисторов элементной базы. К омическим контактам предъявляются следующие требования: коррозионная стойкость, низкое сопротивление, удовлетворительная морфология поверхности и ровный край контакта. В настоящее время наиболее полно этим условиям удовлетворяют контакты, сделанные с помощью технологии эпитаксиального выращивания сильнолегированного GaN в специально вытравленных окнах с последующей металлизацией. Преимуществом такой технологии является то, что не требуется производить вжигание контактов, которое приводит к менее удовлетворительной шероховатости контакта и неровности края, а также более высокому омическому сопротивлению.

Такой подход к созданию омических контактов на практике реализовывался нами в несколько этапов - создание маскирующих слоёв, создание в них методами фотолитографии и плазмохимического травления окон, вытравливанию в них плазмохимическими методами гетероструктуры на глубину ниже уровня 2DEG и эпитаксиальное выращивание в окнах сильнолегированного n⁺GaN. Целью данной работы является поиск наиболее оптимального технологического решения для создания маскирующего слоя.

Для создания маски было решено использовать диэлектрики, которые достаточно часто используются в микроэлектронных технологиях - Si₃N₄ и SiO₂. На гетероструктуре было осаждено с использованием установки Plasmalab System 100 два слоя диэлектрической плёнки - Si₃N₄ при расходах газов SiH₄=12 sccm, N₂=11 sccm, температуре 250° С, рабочем давлении

нии 8 мТорр, мощности ICP 800 Вт, и вторая плёнка SiO_2 при расходах газов $\text{N}_2\text{O}=23$ sccm, $\text{SiH}_4=11$ sccm, температуре 300°C , рабочем давлении 4 мТорр, мощности ICP 500 Вт. Необходимость использования двухслойной маски объясняется тем, что однослойная маска из Si_3N_4 не позволяет селективно выращивать n^+GaN , а маска из SiO_2 из-за содержания кислорода влияет при ростовых температурах на электрофизические свойства гетероструктуры. Селективность роста на маске, полученной описанным образом, подтвердилась в работе [2]. Выращенные контакты n^+GaN и маска SiO_2 представлены на рис. 1:

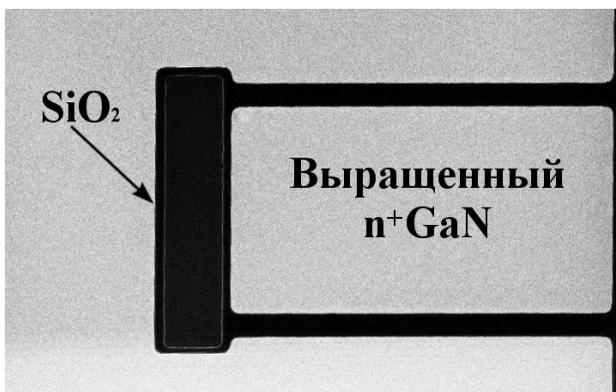


Рис. 1. Селективно выращенные через двухслойную маску $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ с помощью МЛЭ омические контакты n^+GaN

Литература

1. Д. Никитин, Обзор GaN-транзисторов компании United Monolithic Semiconductors, КОМПОНЕНТЫ И ТЕХНОЛОГИИ • № 2 (2013).
2. И.О. Майборода, А.А. Андреев, П.А. Перминов, Ю.В. Федоров, М.Л. Занавескин, Селективный рост невжигаемых омических контактов к двумерному электронному газу в транзисторах с высокой подвижностью электронов на основе гетеропереходов GaN/AlGaN методом молекулярно-пучковой эпитаксии Письма в ЖТФ, 2014, том 40, вып. 11.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ОМИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ К ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ ALGAN/GAN

С.А. Шостаченко, К.Д. Ванюхин, Р.В. Рыжук, Р.В. Захарченко, С.В. Миннебаев

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: fizik92@mail.ru

Объектом исследования являются СВЧ транзисторы с омическим контактом на основе Ti/Al/Ni/Au.

На основные параметры транзистора (крутизна проходной характеристики, коэффициенты шума и усиления) оказывают значительное влияние сопротивление стока и истока, которые представляют собой омические контакты. Поэтому одной из основных проблем, требующей решения при разработке GaN приборов, является задача создания омических контактов с низким сопротивлением [1].

Целью работы было исследование процесса формирования омического контакта, а также разработка технологии их применения с целью получения минимального сопротивления для улучшения основных характеристик СВЧ-полупроводниковых приборов на основе GaN.

В ходе выполнения работ был проведен аналитический обзор современной научно-технической и методической литературы по исследованию свойств омических контактов к транзисторам на основе нитрида галлия. Выявлено, что с целью уменьшения сопротивления омического контакта целесообразно использование кремния в качестве легирующей примеси для контактной системы [2].

В работе была использована структура на основе AlGaIn/GaN с контактной системой Ti/Al/Ni/Au. Быстрый термический отжиг образцов проводился в диапазоне 700–1050 °С. Таким образом, были получены образцы с разной стадией формирования омического контакта. Затем, методом вольт-фарадных характеристик определялась высота потенциального барьера контакта металл-полупроводник для каждого образца.

Далее был определен механизм переноса заряда. Для этого были проведены измерения сопротивления контакта в зависимости от температуры в диапазоне 25–175 °С. По полученным экспериментальным зависимостям были проведены теоретические кривые для полевой эмиссии и термополевой эмиссии. Из соответствия теоретических и экспериментальных данных были определены механизм переноса заряда и концентрация носителей [3].

Полученный результат можно сформулировать в следующих положениях:

- для выпрямляющего контакта характерна термополевая эмиссия, а для сформированного (с наименьшим удельным переходным сопротивлением) омического - полевая эмиссия;

- на изменение механизма переноса заряда с термополевой эмиссии на полевую влияет изменение концентрации носителей заряда (через уменьшение ширины барьера);

- на уменьшение удельного сопротивления контакта при полевой эмиссии влияет уменьшение высоты барьера [4].

Используя полученные результаты, было принято решение изменить контактную систему, добавив кремний в адгезионный слой титана. Эта добавка увеличила концентрацию носителей в два раза (по сравнению с наилучшим результатом без кремния) и уменьшила сопротивление до $0.2 \text{ Ом} \times \text{мм}$ [4], что соответствует мировому уровню [2].

Литература

1. Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А. Механизмы протекания тока в омических контактах металл-полупроводник. Обзор. Физика и техника полупроводников. 2007. Т. 41. № 11. С. 1281-1308.
2. V. Desmaris, J. Eriksson, N. Rorsman, and H. Zirath Low-Resistance Si/Ti/Al/Ni/Au Multilayer Ohmic Contact to Undoped AlGaIn/GaN Heterostructures // *Electrochemical and Solid-State Letters*, 7 (4) G72-G74 (2004).
3. Iucolano F, Roccaforte F, Alberti A, Bongiorno C, Franco S.D, Raineri V. Temperature dependence of the specific resistance in Ti/Al/Ni/Au contacts on n-type GaN // *J. Appl. Phys.* 2006, v.100 №123706, pp.1-8.
4. Ванюхин К.Д., Захарченко Р.В., Рыжук Р.В., Шостаченко С.А. Исследование процесса формирования омических контактов к гетероструктуре AlGaIn/GaN. Научная сессия НИЯУ МИФИ - 2015. Аннотации докладов. - М., 2015, Т.2.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ КОНТАКТНОЙ МЕТАЛЛИЗАЦИИ Ti/Al/Ni/Au

**К.Д. Ванюхин¹, Л.А. Сейдман², С.А. Шостаченко¹, Р.В. Захарченко¹,
С.В. Миннебаев¹, М.В. Пашков²*

¹Национальный исследовательский ядерный университет НИЯУ «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское ш., 31. e-mail: kirivan@list.ru

²Открытое акционерное общество «Государственный завод «Пульсар»
105187, г. Москва, Окружной проезд, 27

Наиболее распространенная контактная металлизация к n-типу нитрида галлия это многослойная система Ti/Al/Ni/Au. Помимо известных достоинств ей присущ недостаток: морфология поверхности типичных контактов Ti/Al/Ni/Au после их отжига не гладкая, а бугорчатая, измеренная высота неровностей превышает 300 нм. Это создает проблемы при проведении последующих литографических процессов. Целью данной работы стало выяснение, какой механизм превалирует при образовании грубой бугорчатой поверхности, и какие существуют пути уменьшения этого недостатка. Для этого исследовали образование во время отжига шероховатой поверхности при взаимодействии металлов в многослойных металлизациях Ti/Al/Ni и Ti/Al/Ni/Au. Поверхностное сопротивление обоих металлизаций росло с ростом температуры отжига. Объясняется это взаимной диффузией металлов, ростом степени их взаимодействия с образованием различных их интерметаллических соединений, имеющих существенно большее удельное сопротивление, чем исходные металлы. Рентгеновской дифрактометрией было подтверждено наличие в исследуемой трехслойной металлизации Ti/Al/Ni после отжига следующих основных фаз: NiTi, Al₃Ti, и Ni₂Al₃ (Рисунок 1). Шероховатость поверхности после отжига выросла, но на ее поверхности не было куполообразных выпуклостей, какие образуются у многослойной металлизации Ti/Al/Ni/Au. Таким образом, гипотеза о каплеобразовании в сплаве алюминия с никелем не подтвердилась.

Уменьшить количество образующейся при отжиге жидкой фазы Au-Al, являющейся причиной образования грубой поверхности металлизации Ti/Al/Ni/Au, удалось, снизив толщину слоя золота до минимума, при котором контраст элементов металлизации по отношению к поверхности полупроводника достаточен для самосовмещения при электронной литографии. Эксперимент показал, что толщина слоя золота 50 нм достаточна для получения необходимого контраста. При такой толщине золота морфология поверхности значительно улучшилась: шероховатость уменьшилась с 300нм до 80нм, и поверхность стала блестящей.

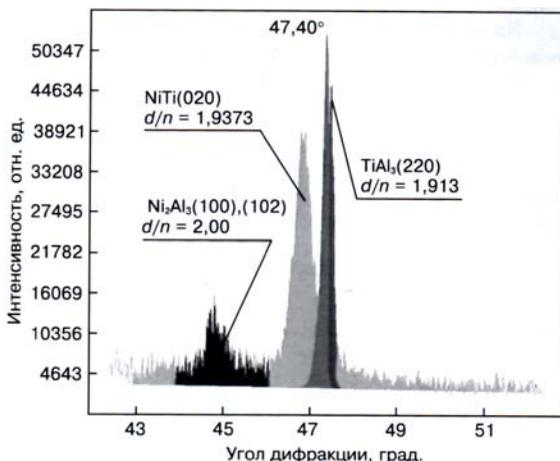


Рис.1. Рентгенограмма образца после двухступенчатого отжига: 300 с при 700 °С и 30 с при 850 °С

Литература

1. Ванюхин К.Д., Захарченко Р.В., Каргин Н.И., Пашков М.А., Сейдман Л.А. Процессы во время отжига контактных систем Ti-Al-Ni и Ti-Al-Ni-Au. // Известия вузов. Материалы электронной техники. 2014. №2. С. 122–127.
2. В. Jacobs. Towards integrated AlGaIn/GaN based X-band high-power amplifiers. Proefschrift //Eindhoven: Technische Universiteit Eindhoven, 2004. p.204.
3. Xin, H. P. Optimization of AlGaIn/GaN HEMT Ohmic contacts for improved surface morphology with low contact resistance. / H. P. Xin, S. Poust, W. Sutton, D. Li, D. Lam, I. Smorchkova, R. Sandhu, B. Heying, J. Uyeda, M. Barsky, M. Wojtowicz, R. Lai. - Portland (USA), 2010. - P. 49 1-4.
4. F. Roccaforte, F. Iucolano, F. Giannazzo, A. Alberti, V. Raineri. Nanoscale carrier transport in Ti/Al/Ni/Au Ohmic contacts on AlGaIn epilayers grown on Si(111) // Appl. Phys. Lett. - 2006. - V. 89. P. 022103 1-3.

**ДИОДЫ ШОТТКИ НА СТРУКТУРАХ GaN
С ИОННО-ЛЕГИРОВАННЫМИ СЛОЯМИ**

Д.Г.¹ Федоров, А.В. Желаннов¹, Б.И. Селезнев²

¹ОАО «ОКБ-ПЛАНЕТА», г. Великий Новгород
173004, г. Новгородская обл., г. Великий Новгород, ул. Федоровский ручей, 2/13
e-mail: ZhelannovAV@okbplaneta.ru

²Новгородский Государственный Университет имени Ярослава Мудрого
г. Великий Новгород

В настоящей работе рассмотрены технологические особенности формирования диодных структур на GaN. Проведен сравнительный анализ вольт-амперных характеристик диодных структур сформированных с использованием операции ионной имплантации Si⁺ и без нее. Представлены значения удельного контактного сопротивления омических контактов на основе системы металлизации Ti/Al/Ni/Au, сформированных на ионно-легированных слоях GaN.

В качестве исходных образцов использовались эпитаксиальные слои нитрида галлия, выращенные методом MOCVD (химическое осаждение из газовой фазы с использованием металлоорганических соединений) на сапфировой подложке диаметром 2 дюйма [1]. Омические контакты диодных структур формировались на двух типах слоев GaN. В первом случае омический контакт формировался на поверхности высокоомного активного слоя GaN. Во втором случае для уменьшения контактного сопротивления до формирования омического контакта проводилась операция ионной имплантации Si⁺. Ионное легирование кремнием осуществлялось на установке «Везувий-1» с энергией 50 кэВ и дозой 10¹⁵см⁻². Имплантация ионов кремния проводилась при комнатной температуре под углом 7° к нормали для минимизации эффекта каналирования [2]. При таком режиме имплантации получен профиль с максимумом концентрации кремния 10²⁰см⁻³ на глубине 0,1мкм. Для активации примеси использовался высокотемпературный фотонный отжиг. Отжиг проводился в течение 1 минуты в диапазоне температур от 1100 до 1300°С в среде азота. В качестве защитных покрытий при отжиге использовались пленки SiO₂ и Si₃N₄. Степень активации внедренной примеси достигает 100% при температуре отжига 1250 °С, подвижность при этом достигает значений 40 см²/В·с.

Омические контакты напылялись методом электронно-лучевого испарения системы металлов Ti/Al/Ni/Au с соответствующими толщинами 50/4000/20/150нм. Контакты Шоттки площадью 9·10⁻⁴см² формировались на основе двухслойной системы металлизации Ni/Au и имеют толщины 20нм и 150нм, соответственно.

Величина удельного контактного сопротивление контактов, сформированных на ионно-легированных слоях GaN, составляет $4 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$, что значительно меньше по сравнению с удельным контактным сопротивлением контакта на нелегированном GaN ($9 \cdot 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$).

После проведения всех технологических операций были получены две диодные структуры, прямые ветви вольт-амперных характеристик которых представлены на рисунке 1. Из рисунка 1 видно, что диодная структура с ионно-легированными слоями имеет меньшее прямое падение напряжения. Это связано с меньшим контактным сопротивлением омического контакта данной структуры.

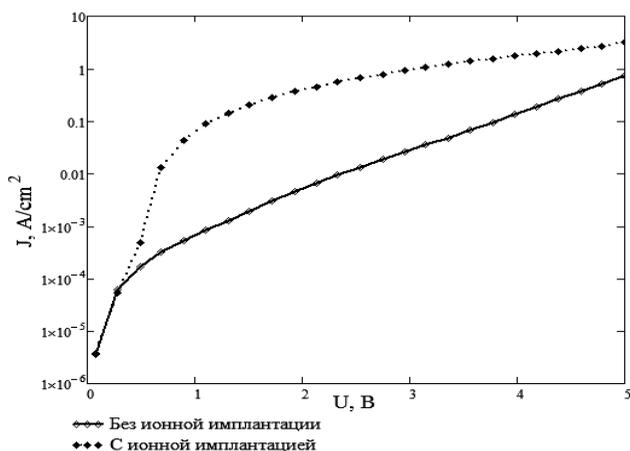


Рис. 1. Прямые вольт-амперные характеристики диодных структур

Таким образом, установлено, что диодные структуры, изготовленные с применением технологии ионной имплантации, имеют меньшее прямое падение напряжения, равное примерно 2 В при плотности тока 1 А/см^2 . Ионная имплантация кремния в GaN является перспективной технологией для формирования омических контактов для различных приборных структур на нитриде галлия.

Литература

1. А.В. Желаннов, Д.Г. Федоров, Б.И. Селезнев. Диоды Шоттки на нитриде галлия // Моковские чтения. 5-я Научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники. М., 2014 г.
2. П.А. Карасев, А.Ю. Азаров, А.И. Титов, С.О. Кучеев. Плотность каскадов смещения кластерного иона: методика расчета и влияние на образование структурных нарушений в ZnO и GaN // ФТП, 2009, том 43, вып.6.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТЕЙ ПРОБИВНОГО НАПРЯЖЕНИЯ В ПЛЕНКАХ Si_3N_4 ОТ ПАРАМЕТРОВ ПРОЦЕССА ПЛАЗМОСТИМУЛИРОВАННОГО ОСАЖДЕНИЯ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ

* *А.Д. Бакун, С.В. Миннебаев, И.С. Еремин, Р.В. Захарченко, С.С. Лебедев*

Институт функциональной ядерной электроники НИЯУ МИФИ
115409, г. Москва, Каширское ш., д. 31, e-mail: exp.phys.lab@gmail.com

Современные СВЧ и силовые приборы и устройства требуют технологии получения диэлектрических пленок с высокими значениями пробивными напряжений. Наиболее распространенным диэлектриком, применяемым в технологии изготовления приборов на основе GaN, является нитрид кремния, значение пробивных напряжений которого колеблется от 10^6 до 10^7 В/см. В данной работе рассматривался метод получения пленок нитрида кремния методом плазмостимулированного химического осаждения из газовой фазы (ПХОГФ).

В ходе выполнения работы использовалась установка SPTS LPX PECVD. В процессе плазмохимического осаждения в рабочую камеру установки производился напуск рабочих газов: моносилана (SiH_4) и аммиака (NH_3). Однако помимо рабочих газов в атмосфере рабочей камеры всегда допускается присутствие некоторого количества примеси, в результате чего стехиометрический состав получаемой пленки следует представить как $-\text{Si}_x\text{N}_y\text{O}_z\text{H}_n$. Сделанное предположение было подтверждено исследованиями полученных диэлектрических пленок методом РФЭС (таблица 1) и ИК-Фурье спектрами.

Таблица 1

Результаты РФЭС по образцам плазмохимического нитрида кремния

	O, отн. ед.	C, отн. ед.	Si, отн. ед.	N, отн. ед.	Si/O, отн. ед.
Поверхность	0.20	0.20	0.40	0.20	2.03
Травление в Ag, 3 мин	0.10	0.03	0.57	0.30	5.44

Во время проведения процессов осаждения диэлектрических пленок температура подложки составляла $300\text{ }^\circ\text{C}$, а давление в рабочей камере 900 мТорр, мощность ВЧ (13,56 МГц) генератора была установлена на уровне 100 Вт. Осаждение пленок толщиной $h = 100$ нм производилось в многоэтапном режиме, то есть получение пленки заданной толщины достигалось за счет последовательного нанесения пленок толщиной $h_1 = 10$ нм, что позволило снизить пористость получаемой пленки и как следствие увеличить значения пробивных напряжений [1]. В процессе получения диэлектрических пленок скорость напуска SiH_4 была постоянной и составляла

25 см³/мин., а скорость напуска NH₃ изменялась от 10 до 40 см³/мин. В результате была получена зависимость значений пробивных напряжений от соотношения потоков рабочих газов SiH₄:NH₃, представленная на рисунке 1. Показатель преломления полученных пленок варьировался в диапазоне 1.95 - 2.02.

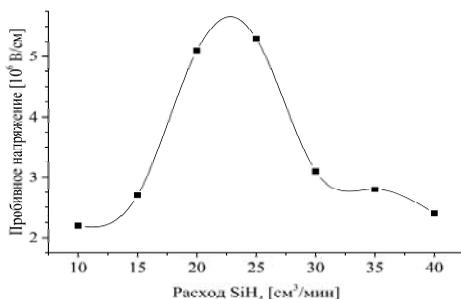


Рис. 1. Зависимость $U_{\text{проб}}$ от расхода SiH₄

С целью получения диэлектрических пленок с большим значением пробивного напряжения был использован комбинированный процесс осаждения с попеременным включением ВЧ (13,56 МГц) и НЧ (330 кГц) генераторов. Соотношение SiH₄:NH₃ было выбрано с учетом результатов предыдущих экспериментов и оставалось постоянным, а мощность НЧ генератора изменялась от 10 до 60 Вт. Результаты зависимости величины пробивного напряжения от мощности НЧ генератора представлены на рисунке 2.

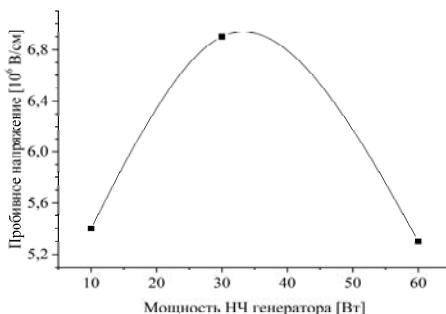


Рис. 2. Зависимость $U_{\text{проб}}$ от расхода моносила SiH₄

Литература

1. J. Yota et al., S. on Silicon Nitride, Silicon Dioxide, and Emerging Dielectrics of the 2011 Electrochemical Society (ECS) Meeting, May 1-6, 2011, Montreal, Canada.

**РАЗРАБОТКА ДВУХСЛОЙНОЙ МАСКИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА
ТЕРМИЧЕСКОГО ОПЛАВЛЕНИЯ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ МАКЕТА
Т-ОБРАЗНОГО ЗАТВОРА ДЛИНОЙ 70 НМ**

Ю.Ю. Федотова¹, Е.В. Анищенко¹, С.В. Ишуткин¹, В.А. Казадей¹

¹ЗАО НПФ «Микран»

634045, Россия, г. Томск, ул. Вершинина, д. 47, e-mail: grebneva@micran.ru

Параметры монолитных интегральных схем на основе транзисторов с высокой подвижностью электронов (НЕМТ), работающих в СВЧ диапазоне, в значительной степени определяются характеристиками транзистора, а точнее длиной затвора. Для ряда НЕМТ используются затворы Т-образной формы, которые обладают меньшим сопротивлением и емкостью по сравнению с традиционно используемыми затворами трапециевидной формы [1].

В данной работе предложена технология изготовления макета Т-образного затвора с длиной ножки 70 нм с использованием двухслойной резистивной маски 950К РММА/UV5. Для уменьшения длины затвора использовали метод термического оплавления окон, сформированных в нижнем слое резиста 950К РММА. Режимы оплавления были экспериментально определены ранее в работе [2]. В данной работе детально изучено влияние дозы экспонирования на профиль и размер окна в верхнем слое резиста UV5.

Резистивная плёнка 950К РММА наносилась на пластину полуизолирующего GaAs (100) диаметром 100 мм методом центрифугирования. Сушка плёнки осуществлялась при температуре 180 °С в течение 5 мин. Топологический рисунок (полоски 48 нм на 80мкм) формировался методом электронно-лучевой литографии на установке Raith150^{two}. Проявление резиста осуществлялось в смеси метилизобутилкетона и изопропилового спирта. Затем образец со сформированными окнами (100 нм) подвергался температурному воздействию (оплавлению). Оплавление осуществлялось на плите Sawatec HP-401-250С при температуре 135°С в течение 60 с. Затем на плёнку резиста 950К РММА наносился верхний слой резиста с химическим усилением UV5. Температура сушки составляла 130°С, а время сушки 60 с. Топологический рисунок (полоски 300 и 400 нм на 80 мкм) формировался методом электронно-лучевой литографии, доза экспонирования варьировалась в диапазоне 10-100 мкКл/см². Проявление верхнего слоя резиста осуществлялось в проявителе AZ 726 MIF в течение 45 секунд.

В результате оплавления окна в нижнем слое резиста 950К РММА происходило уменьшение размера от 100 нм до 70 нм.

На рис. 1 представлены зависимости угла наклона боковых стенок окна, а на рис.2 - размера окна в резисте UV5 от дозы экспонирования.

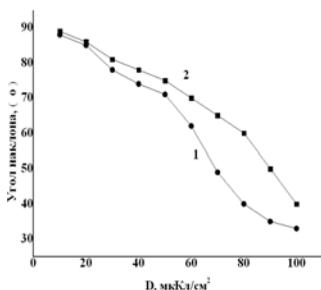


Рис.1. Зависимость угла наклона боковых стенок окна в резисте UV5 от дозы экспонирования: 1 - элемент в топологии 300 нм; 2 - элемент в топологии 400 нм

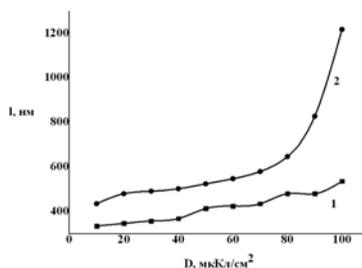


Рис.2. Зависимость размера верхней части окна в резисте UV5 от дозы экспонирования: 1 - элемент в топологии 300 нм; 2 - элемент в топологии 400 нм

Из представленных на рис.1. и 2 зависимостей был определен диапазон доз экспонирования (30-100 мкКл/см²), в котором возможно формирование окна в резисте UV5 с отрицательным наклоном боковых стенок и размерами в верхней части окна резиста 413-536 нм для элемента шириной 300 нм и 435-1217 нм для элемента шириной 400 нм.

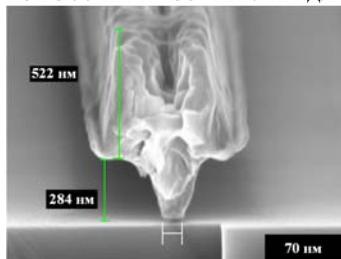


Рис. 3. Микроскопическое изображение поперечного сечения Ti/Cu макета T-образного затвора с длиной 70 нм

На основании полученных результатов были определены режимы формирования двухслойной маски 950K PMMA/UV5 для изготовления Ti/Cu макета T-образного затвора длиной 70 нм (рис.3).

Таким образом, в работе оптимизированы режимы экспонирования верхнего слоя химически усиленного резиста UV5, разработана технология получения двухслойной резистивной маски 950K PMMA/UV5 и Ti/Cu макета

затвора T-образной формы длиной затвора 70 нм для рНЕМТ и мНЕМТ СВЧ малошумящих и усилительных монолитных интегральных схем.

Литература

1. Lee H. M., Chang E. Y., Chen S.H, Chang C. Y. Jpn. J. Applied Physic letters.–Vol.41 (2002).
2. Гребнева Ю.Ю., Ишуткин С.В. XVIII Международная научно-техническая конференция студентов и молодых ученых «Современная техника и технология» (2012).

РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ СОВМЕЩЕНИЯ ШАБЛОНА ДЛЯ ИОННОЙ ЛИТОГРАФИИ НАНОРАЗМЕРНОГО ЗАТВОРА НИТРИДНОГО СВЧ-ТРАНЗИСТОРА

**К.К. Лаврентьев*

Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
124498, г. Москва, г. Зеленоград, площадь Шокина, дом 1, e-mail: lavrkk@list.ru

В настоящее время в отечественной и мировой микро- и нанoeлектронике остро стоит вопрос увеличения рабочей частоты и крутизны транзисторов. Для улучшения данных электрофизических характеристик приборов применяется, в частности, уменьшение размеров элементов, например, создание наноразмерных затворов. В большинстве методов литографии требуется изготовление крайне дорогостоящих шаблонов. Единственной литографической технологией, сочетающим высокую производительность, наноразмерное разрешение и возможность использования программного шаблона, а не физического, является экспонирование электронного резиста фокусированным ионным пучком (ФИП) [1]. Чувствительность резиста к ионам выше, чем к электронам, ввиду больших удельных потерь энергии частицей. В сравнении с электронами ионы обладают меньшей длиной волны де Бройля, обратное рассеяние ионов минимально, а длина пробега иона и вторичных электронов очень мала. Перечисленные факторы повышают разрешение ионной литографии в сравнении с электронной.

В настоящей работе были выполнены разработка конструкции мощного СВЧ-транзистора на основе нитридной гетероструктуры на полуизолирующей подложке карбида кремния с шириной затвора не менее 2 мкм, а также маршрута нанолитографии, позволяющего достичь требуемых топологической нормы и толщины металлизации, разработка метода совмещения элементов структуры. Для ионной литографии использовались позитивные электронные резисты полиметилметакрилат (ПММА) либо ЭЛП-20, ток пучка ионов Ga^+ 1 пА либо 30 пА, доза экспонирования 0,015 пКл/мкм² для ПММА и 0,025 пКл/мкм² для ЭЛП-20. Форма, размеры и положение создаваемых в процессе литографии элементов электронных приборов и схем задаются в файле-шаблоне, который генерируется с помощью программы, написанной на языке PHP [2]. Программа записывает в файл-шаблон координаты всех точек экспонирования и время воздействия ФИП в каждой точке на основе введенных в неё геометрических параметров создаваемых структур. Для совмещения файла-шаблона необходимо визуализировать нанесенные на пластину знаки совмещения, однако существует проблема совмещения в процессе ионной литографии на

изолирующих и полуизолирующих подложках ввиду накопления зарядов. Визуализация изолированных металлических знаков методом ионной микроскопии также становится невозможной. Проблема совмещения шаблона была решена путём внедрения лазерной оптической литографии (также с программным шаблоном) в маршрут ионной литографии и создания на поверхности резиста ПММА или ЭЛП-20 непрерывной заземленной металлической сетки знаков совмещения. Экспериментально показана возможность визуализации заземлённой металлической сетки на подложках карбида кремния и сапфира во вторичных электронах, иницированных ионным пучком, и совмещения положения пучка по данной сетке. Процессы обратной фотолитографии знаков совмещения на поверхности электронного резиста (с применением стандартного фоторезиста ФП-617) и совмещения шаблона перед ионной литографией не влияют на свойства ПММА, в частности, на его растворимость в проявителе, так как доза воздействия ФИП при сканировании очень мала, и ПММА не взаимодействует с химикатами, используемыми в процессе фотолитографии. Разработанная методика литографии меток совмещения применена также для создания знаков совмещения на двухслойном (фоторезист LOR, ПММА) и трёхслойном (LOR, Si_3N_4 , ПММА) резистах. Применение многослойных резистов позволяет увеличить толщину металлизации при обратной литографии. Также разработан маршрут обратной литографии самосовмещенного Т-образного затвора транзистора с высокой подвижностью электронов, включающий нанесение фоторезиста ФП-617 поверх слоя ПММА и последовательное экспонирование линии шириной 1,5-3 мкм лазерным лучом (длина волны 532 нм) в верхнем слое и после его проявления - линии шириной 75 - 200 нм в нижнем. Результаты исследования показывают, что разработанные методики литографии знаков совмещения и Т-образного затвора идеально вписывается в маршрут изготовления мощного СВЧ-транзистора с высокой подвижностью электронов на основе AlGaIn/AlN/GaN гетероструктур с наноразмерным затвором.

Литература

1. Heinz D. Wanzenboeck, Simon Waid. Focused Ion Beam Lithography // Recent Advances in Nanofabrication Techniques and Applications. InTech, 2011, pp. 27-50.
2. A.V. Bessonova, V.K. Nevolin, A.V. Romashkin, and K.A. Tsarik, Systematic Features of the Formation of Semiconductor Nanostructures using a Focused Ion Beam . Semiconductors, 2012, Vol. 46, No. 13, pp. 1604-1607.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИКИ ДВУЗАТВОРНОГО ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА С КАНАЛОМ ИЗ МОНОСЛОЙНОГО MoS₂

К.С. Земиов, Г.И. Зебрев

Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ"
115409, г. Москва, Каширское ш., 31, e-mail: cirilll@list.ru

Недавно полученный монослой MoS₂ (молибденит) обладает очень перспективными свойствами для цифровой электроники [1, 2]. Наиболее интересным параметром этого материала является наличие встроенной широкой запрещённой зоны, которая отсутствует в графене. Кроме того молибденитовые полевые транзисторы не имеют паразитной обеднённой области, что позволяет избежать короткоканальных эффектов. В работе будет описана модель вольт-амперных характеристик (ВАХ) двузатворного полевого транзистора с каналом из молибденита. Плотность заряда молибденитового полевого транзистора на единицу площади определяется температурой T и химическим потенциалом ζ :

$$n_s = \frac{g_v m k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left(1 + \exp \left(\frac{\zeta - E_G / (2e)}{k_B T} \right) \right), \quad (1)$$

где \hbar – постоянная планка, e – заряд электрона, k_B – постоянная Больцмана, m – эффективная масса, g_v – степень вырождения, E_G – ширина запрещённой зоны. Квантовая ёмкость определяется как:

$$C_Q = e^2 \frac{dn_s}{d\zeta} = \frac{C_{Q0}}{1 + \exp(-(\zeta - E_G / (2e)) / k_B T)}, \quad (2)$$

где $C_{Q0} = e^2 \frac{g_v m}{\pi \hbar^2}$. Из уравнения электронейтральности получим:

$$V_1 + \frac{C_2}{C_1} V_2 = \left(1 + \frac{C_{it} + C_2 + C_Q}{C_1} \right) \zeta + \frac{en_s(\zeta)}{C_1}, \quad (3)$$

где V_1, V_2, C_1, C_2 – напряжения и погонные ёмкости первого и второго затворов, соответственно, C_{it} – ёмкость поверхностных состояний. Разложение в ряд Тейлора выражения (1) вблизи точки вырождения даёт:

$$n_s(\zeta) - en_{s0} \cong \frac{1}{2} C_{Q0} \times \left(\zeta - \frac{E_G}{2e} \right) + \frac{C_{Q0}}{8\varphi_T} \left(\zeta - \frac{E_G}{2e} \right)^2, \quad (4)$$

где φ_T – температурный потенциал, n_{s0} – плотность вырождения.

Вычислив напряжение вырождения получим:

$$\zeta - \frac{E_G}{2e} \cong \frac{V_1 - V_{01}}{1 + (C_{it} + C_2 + C_Q) / C_1}, \quad (5)$$

где V_{01} - напряжение вырождения. Тогда:

$$en_S \cong C_{Q0} \varphi_T \ln \left(1 + \exp \left(\frac{V_1 - V_{01}}{\varphi_T (1 + (C_{it} + C_2 + C_Q) / C_1)} \right) \right). \quad (6)$$

Зависимость тока от плотности зарядка при низких полях и в линейной области ВАХ:

$$I_D = \frac{W}{L} \mu_0 en_S V_{DS}, \quad (7)$$

где W/L - отношение ширины канала к его длине, μ_0 - подвижность носителей в канале, V_{DS} - напряжение сток-исток.

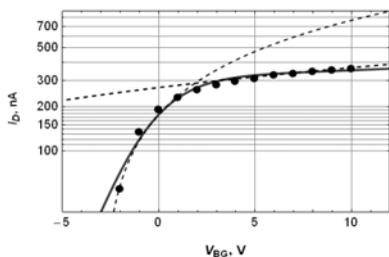


Рис.1. Сравнения экспериментальных данных с моделированием. Параметры:

$W/L = 4/1.5$ мкм, $d_{ox1} = 270$ нм, $d_{ox2} = 30$ нм, $V_{DS} = 0.01$ В [1], $\epsilon_{ox2} = 16$, $\epsilon_{ox1} = 3.9$, подгоночные параметры $\mu_0 = 28 \text{ см}^2/\text{В} \times \text{с}$, $C_{it} = 6.0 \times 10^{-7}$ фФ/мкм², $V_{01} = 5$ В, эффективная масса $m = 0.37 m_0$. Пунктирными линиями показаны 2 квазилинейных участка с подвижностями эффекта поля $\mu_{FE} \cong 28 \text{ см}^2/\text{В} \times \text{с}$ ($V_T \cong -27.5$ В) and $\mu_{FE} \cong 170 \text{ см}^2/\text{В} \times \text{с}$ ($V_T \cong -3$ В)

На рис.1 изображено сравнение экспериментальных ВАХ взятых из [1] с моделью в линейном масштабе. К сожалению, ограниченность предоставленных экспериментальных данных [1] не позволяет проводить экстракцию единым образом. В частности, количественный результат в области малых

плотностей для нижнего затвора ($V_{BG} < V_{01} = 5$ В) зависит от выбора эффективной массы и ёмкости заземлённого верхнего затвора. Это обстоятельство вызвало спор о процедуре экстракции подвижности [3] в молибденитовых полевых транзисторах.

Литература

1. B. Radisavljevic, A. Radenovic, J. Brivio, V. Giacometti, A. Kis, "Single-layer MoS2 transistors", Nature Nanotechnology, pp. 147-150, 2011.
2. Youngki Yoon, Kartic Ganapathi, Sayeef Salahuddin, "How good can monolayer MoS2 transistors be", Nano Letters, 2011.
3. M. Fuhrer, J. Hone, "Measurements of mobility in dual-gated MoS2 transistors," Nature Nanotechnology, 146-148, Vol.8, 2013.

РАЗДЕЛЕНИЕ САПФИРОВЫХ ПЛАСТИН ТОЛЩИНОЙ ВЫШЕ 300 мкм НА КРИСТАЛЛЫ

Н.В. Шаверук, П.П. Мальцев¹, А.А. Трофимов, В.С. Кондратенко², А.К. Зобов

¹ФГБУН Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН
117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7, корп. 8/0, e-mail: kolq@mail.ru

²Институт высоких технологий МГУПИ МИРЭА
107996, г. Москва, ул. Стромынка, д.20 e-mail: vsk1950@mail.ru

При изготовлении СВЧ приборов на нитриде галлия выполненных на сапфировых подложках толщиной 300 мкм традиционные способы резки пластин алмазными дисками имеют следующие недостатки: выход годных кристаллов не более 90%, ширина реза - более 200 мкм, характерная скорость резки - 1 мм/с, износ режущего инструмента.

Известны методы разделения сапфировых пластин на кристаллы на основе лазерных комплексов - скрайбирование сапфировых пластин УФ лазером [1] и лазерное скрайбирование методом образования дефектов внутри подложки с последующим раскалыванием по полученным дефектам - Stealth Dicing (SD) [2]. Основные преимущества лазерного скрайбирования - это малая ширина реза (около 30 мкм) и высокая скорость обработки (25-30 мм/с).

В России разработана и запатентована технология лазерного управляемого термораскалывания (ЛУТ) [3], использование которой в производстве светоизлучающих диодов показало ее бесспорные преимущества и перспективность [4]: высокая производительность и бездефектная кромка, повышающая прочность изделия в несколько раз.

Однако бездефектная кромка пластины после ЛУТ препятствует продвижению трещины при пересечении первоначальных линий реза. В ходе решения этой проблемы, был разработан и запатентован новый способ резки [5], сочетающий метод ЛУТ и нанесение неглубокого надреза во втором направлении с помощью УФ - лазера (рис. 1).

При резке сапфировой пластины 1 со структурами 2 в первом направлении I первоначально на краю пластины наносят короткие надрезы 3, являющиеся концентраторами напряжений и обеспечивающими надежное зарождение и продвижение разделяющих трещин 4 методом ЛУТ. При резке во втором направлении II для получения сквозных разделяющих трещин 5 предварительно наносится неглубокий надрез 6 по всей длине реза или в местах пересечений с линиями реза 4 с помощью сфокусированного пучка УФ-лазера 7. При последующем нагреве линии надреза 6 лазерным пучком 8 CO₂ - лазера и последующего охлаждения зоны нагрее-

ва с помощью хладагента 9 происходит образование сквозной разделяющей трещины 5.

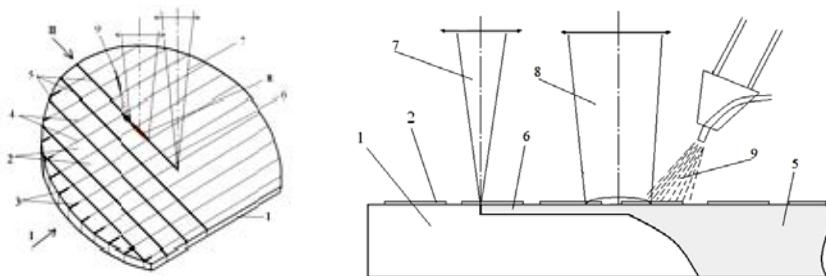


Рис. 1 Схема лазерной резки приборных пластин методом ЛУТ

Для контроля влияния процесса резки на ключевые параметры полупроводниковых приборов использовались тестовые модули в составе базовой ячейки кристалла. В них, в том числе, входят СВЧ транзисторы с затвором Шоттки длиной 0.25 мкм и шириной 50, 75 и 100 мкм.

Измерения СВЧ параметров в диапазоне от 0 до 67 ГГц были проведены на одних и тех же транзисторах до и после резки. Были измерены параметры S_{21} (коэффициент передачи мощности при $|Z_L|=50$ Ом) и H_{21} (коэффициент передачи тока) от частоты. На основе зависимости $H_{21}(f)$ вычислены соответствующие предельные частоты усиления по току F_t . Предельные частоты для 82 образца до резки 26,3 ГГц, после резки 25,1 ГГц, для 84 образца до резки параметр F_t составил 30,5 ГГц, после резки 29,3 ГГц, параметры S_{21} изменились незначительно. Следовательно, параметры транзисторов в модулях до и после резки практически не отличаются, что свидетельствует об отсутствии влияния процесса резки на характеристики СВЧ транзисторов.

Литература

1. Patent № 2005/279740 A1 (USA). Scribing sapphire substrates with a solid state UV laser with edge detection. - 2005.
2. US Patent 6992026 B2. Laser processing method and laser processing apparatus / Hamamatsu Photonics K.K. (2006).
3. Патент РФ №2024441, МКИ5 С03 В 33/02. Способ резки хрупких материалов / В. С. Кондратенко; - Заявл. №5030537/33 от 02.04.1992; Оpubл. 15.12.1994, Бюл. №23.
4. Kondratenko V., Gindin P., Tchernykh S. Laser controlled thermocracking die separation technique for sapphire substrate based devices.- Phys. Stat. Sol. (c) 0, № 7, 2232-2235 (2003).
5. Патент РФ №2404931, МКИ5 С03 В 33/09. Способ резки пластин из хрупких материалов / В.С. Кондратенко, А.С. Наумов; - Заявл. №2009132338/03 от 28.08.2009; Оpubл. 27.11.2010, Бюл. №33.

ВЛИЯНИЕ АЛМАЗНОГО ТЕПЛО-РАСПРЕДЕЛИТЕЛЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРАНЗИСТОРОВ НА ОСНОВЕ НИТРИДОВ ГАЛЛИЯ

К.С. Гришаков, В.Ф. Елесин, Н.И. Каргин, Р.В. Рыжук, С.В. Миннебаев

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское ш., 31, e-mail: gks88@mail.ru

Проблема саморазогрева в транзисторах с высокой подвижностью электронов (HEMT) на основе нитридов галлия является очень важной: при увеличении температуры таких устройств происходит деградация основных характеристик, таких как ток стока, частота генерации, усиление и выходная мощность. Также уменьшается срок службы транзистора.

Экспериментальные и теоретические исследования [1-3] показали, что диссипация мощности в GaN HEMT приводит к формированию вблизи канала транзисторов, так называемых, горячих точек размером порядка микрометра, в которых температура решетки значительно выше, чем в других областях устройства. Перегрев в этих точках вызывает деградацию свойств транзистора или даже необратимое повреждение. Эта проблема может быть решена введением теплового распределителя вблизи горячих точек и отводящего тепло непосредственно от них.

Несмотря на важность экспериментальной техники, она, несомненно, имеет ограничения. Компьютерное моделирование является ценным инструментом, оно дает уникальную возможность изучить явления, которые нельзя измерить в реальном приборе и позволяет предсказать поведение прибора перед его изготовлением, экономя ресурсы, время и деньги.

Ранее компьютерное моделирование в основном было сосредоточено на температурном анализе влияния теплового распределителя и проводилось в рамках уравнения теплопроводности [4, 5]. Горячие точки задавались искусственно, как источники тепла заданной мощности.

В данной работе в рамках гидродинамической модели, включающей уравнения непрерывности, Пуассона и уравнения для температуры электронов и решетки, решена задача о влиянии тепло-распределительного слоя из алмаза на температуру и вольтамперные характеристики GaN транзисторов с высокой подвижностью электронов. Найдено распределение температуры вдоль канала устройства в отсутствие распределителя тепла при различных напряжениях на стоке и затворе. Показано, что введение теплового распределителя позволяет значительно понизить максимальную температуру (10-25%), см. рис. 1; увеличить срок службы прибора на порядок, а также улучшить вольтамперные характеристики (8-15%). Выявлены условия, при которых тепловой распределитель работает наиболее эффективно. Проведено сравнение решений данной задачи в

термодинамической (в этой модели вместе с дрейфово-диффузионными уравнениями самосогласовано решается также уравнение теплопроводности) и гидродинамической моделях: обе модели дают одинаковые тенденции, но количественно термодинамическая модель дает большие значения физических величин.

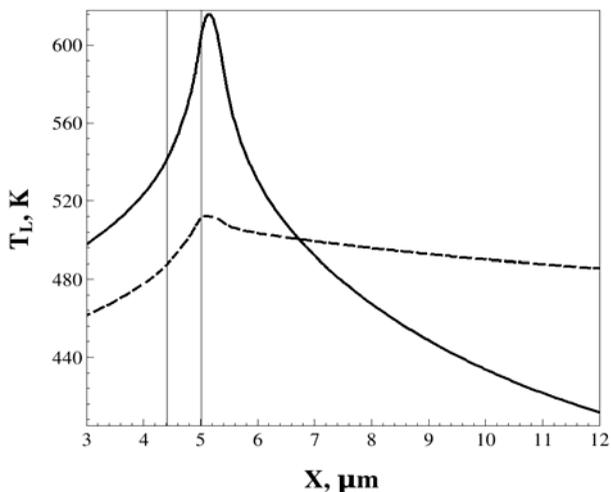


Рис. 1. Зависимость температуры решетки в отсутствии (сплошная) и при наличии (штриховая) распределителя тепла от координаты X вдоль канала устройства

Литература

1. Jorge A. Ferrer P'erez. Thermal study of a GaN-based HEMT. PhD dissertation. University of Notre Dame, Indiana, 2012.
2. A. Sarua, H. Ji, M. Kuball, M. J. Uren, T. Martin, K. P. Hilton, and R. S. Balmer, *Electron Devices*, IEEE Transactions on, **53**, 2438 (2006).
3. V. O. Turin and A. A. Balandin, *J. Appl. Phys.*, **100**, 054501 (2006).
4. M. Seelmann-Eggeberta, P. Meisena, F. Schaudela, P. Koidla, A. Vescanb, H. Leier, *Diamond and Related Materials*, **10**, 744 (2001).
5. Yan Z, Liu G, Khan J M and Balandin A, *Nature Commun.*, **3**, 827 (2012).

**КОМПЛЕКС РОССИЙСКОГО ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ ДЛЯ
ПОЛУЧЕНИЯ МОЩНЫХ СВЧ ТРАНЗИСТОРОВ И МИКРОСХЕМ
НА ОСНОВЕ GaAs И GaN**

**А.Н. Алексеев¹, С.И. Петров¹, В.В. Мамаев¹, Д.М. Красовицкий², В.П. Чалый*

¹ЗАО «НТО»

194156, г. Санкт-Петербург, пр. Энгельса, дом 27, e-mail: alex@semiteq.ru

²ЗАО «Светлана-Рост»

194156, г. Санкт-Петербург, пр. Энгельса, дом 27

ЗАО «НТО» (SemiTEq) специализируется на разработке и производстве высокотехнологичного сверхвысоковакуумного оборудования для научных исследований, ОКР и мелкосерийного производства. На сегодняшний день ЗАО «НТО» является лидирующим российским производителем установок молекулярно-лучевой эпитаксии, а также вакуумного оборудования для планарных технологий.

Показано использование всего комплекса оборудования SemiTEq на примере проведения замкнутого цикла основных технологических операций изготовления мощного полевого СВЧ транзистора на основе нитрида галлия в ЗАО «Светлана-Рост». Представлены основные технологические операции: выращивание гетероструктур методом МЛЭ, нанесение контактной и затворной металлизации при помощи электронно-лучевого напыления, отжиг омических контактов, травление меза-изоляции и нанесение диэлектрика при помощи плазмохимических методов.

Транзисторные гетероструктуры на основе GaN с рекордно низкой для МЛЭ плотностью дислокаций ($9 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$) были выращены на подложках Al₂O₃ (0001) и SiC на отечественных установках МЛЭ STE3N. Уменьшение плотности дислокаций было достигнуто главным образом за счет экстремально высокой для МЛЭ температуры роста буферного слоя AlN ($T_{\text{роса}} 1100\text{-}1150^\circ\text{C}$). Полученные значения плотности дислокаций и подвижности электронов соответствуют хорошему уровню для слоев GaN, выращенных методом МОГФЭ и в несколько раз превосходят аналогичные значения для метода МЛЭ. Использование указанных слоев GaN в двойной гетероструктуре с барьерным слоем Al_xGa_{1-x}N ($x=0,26\text{-}0,28$) позволило контролируемо получать требуемые электрофизические характеристики в двумерном электронном газе (концентрация и подвижность электронов в диапазоне $(1,6\text{-}1,7) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и $1500\text{-}1700 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$). Однородность слоевого сопротивления была оптимизирована до $\pm 1,5\%$ для пластины диаметром 3 дюйма, а прогиб структуры уменьшен до уровня исходной подложки SiC (менее 15 мкм).

Процессы металлизации были проведены в установке STE EB71, основными особенностями которой являются низкий уровень предельного вакуума менее 1×10^{-7} Па, наличие шлюзовой камеры для загрузки и выгрузки образцов (что существенно сокращает время достижения рабочего вакуума перед началом технологического процесса) и использование ионной пушки для предварительной очистки образцов. Установка ориентирована как на интенсивные исследования и разработки, так и на мелкосерийный выпуск продукции, снабжена 6 кВт электронным лучом с линейным тигельным блоком (6 ячеек по 7 см^3) и обеспечивает неоднородность по толщине $\pm 2\%$ на трех одновременно обрабатываемых пластинах $\text{Ø}3''$ с применением выравнивающей «маски». В качестве слоев металлизации омических контактов использовалась контактная система Ti/Al/Ni/Au. После операции металлизации, образцы были подвергнуты плазмохимическому травлению для создания мезаизоляции, быстрому термическому отжигу и повторной фотолитографии для усиления контактов. Травление межприборной изоляции производилось на установке STE ICPe200 с использованием хлорсодержащей атмосферы. Значения сопротивления мезаизоляции $R_{\text{меса}}$ составили более 50 МОм, напряжение пробоя более 150 В. Термический отжиг металлических контактов производился на установке быстрого термического отжига STE RTA100. Полученные значения контактного сопротивления после процесса вжигания составили 0.35-0.6 Ом×мм. Для затворов использовалась система Ni/Au. Для защиты поверхности и уменьшения влияния эффекта захвата электронов на ловушки в приповерхностных состояниях была произведена пассивация поверхности слоем Si₃N₄ на установке ICPd200.

Применение указанных выше операций позволило получить DHFET с длиной затвора 0,5 мкм для широкополосных усилителей мощности 0.03-4.0 ГГц. Приборы показали $R_{\text{вых}} = 2,5 \text{ Вт}$ 17-25 дБ и КПД 30 %. Кроме того, показаны результаты получения МИС X-диапазона мощностью 10 Вт.

Так же в докладе будут кратко представлены результаты получения СВЧ транзисторов на основе арсенида галлия с использованием комплекса технологического оборудования SemiTEq.

ОСОБЕННОСТИ ИОННО-ЛУЧЕВОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

С.Н. Чеботарев

Южный научный центр РАН

344006, г. Ростов-на-Дону, улица Чехова, дом 41, e-mail: chebotarev.sergei@gmail.com

Общепризнанными и хорошо исследованными технологическими методами выращивания наноструктур являются молекулярнолучевая и газофазная эпитаксии. Помимо указанных методов для получения наноматериалов активно адаптируются «классические» методы: жидкофазная эпитаксия, распыление лазерными, электронными и ионными пучками. Последний из вариантов использовался нами для демонстрации возможности получения квантово-размерных гетероструктур на основе Ge/Si [1] и InAs/GaAs[2]. Целью настоящей работы являлось исследование особенностей массопереноса при ионно-лучевой кристаллизации и изучения влияния основных технологических параметров на морфологию наноструктур.

Для получения наноматериалов использовалось ростовое вакуумное оборудование, оснащенное внешним ионно-плазменным источником с плавной регулировкой энергии в диапазоне от 100 до 300 эВ и тока от 30 до 200 мкА, что позволило контролируемо осаждать модельные материалы со скоростями от 0,07 до 0,5 МС/с. Для исследования морфологии выращиваемых наноструктур использовались атомно-силовая и электронная микроскопии.

Разработана компьютерная модель, обеспечивающая прогнозирование пространственного распределения массопотока вблизи поверхности подложки в процессе ионно-лучевой кристаллизации модельных полупроводниковых материалов. Входными параметрами модели являются функция плотности тока j , угол α между направлением распространения ионного пучка и вектором нормали мишени, диаметры пучка d , мишени D_t и подложки D_s , расстояние между мишенью и подложкой L , угол β между векторами нормалей мишени и подложки, эмпирические дифференциальные угловые коэффициенты распыления Y_Ω . Результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными.

Показано, как это видно из рис. 1, что при оптимальном расстоянии «мишень - подложка» $L = 3 - 4$ см коэффициент потери ростового вещества не превышает: $R_{loss}(\text{Si}) < 0,18$; $R_{loss}(\text{Ge}) < 0,16$; $R_{loss}(\text{GaAs}) < 0,12$; $R_{loss}(\text{InAs}) < 0,14$. Двухкомпонентные соединения имеют меньшие коэффициенты потери, что объясняется более узким распределением дифференциальных угловых коэффициентов распыления.

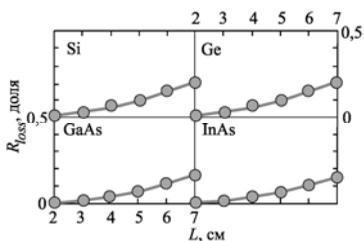


Рис. 1. Зависимость коэффициента потери ростового вещества R_{loss} от расстояния L «мишень - подложка»

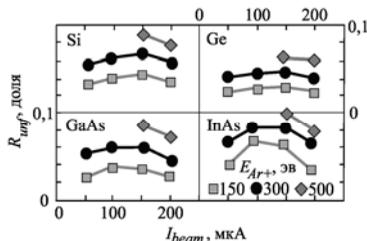


Рис. 2. Зависимость коэффициента равномерности R_{inf} (Si, Ge, GaAs, InAs) от энергии ионов аргона E_{Ar+}

Из рис. 2 следует, что низкоэнергетичное распыление ($E_{Ar+} = 150$ эВ) позволяет обеспечить однородность массопотока R_{inf} не хуже: для кремния - 4%, германия - 3%, арсенида галлия - 4%, арсенида индия - 7%. Это указывает на возможность управления скоростью и однородностью ростового массопотока в достаточно широком диапазоне энергий и токов ионного пучка.

Выявлено, что увеличение ионного тока в интервале $I = 60 - 120$ мкА при постоянной температуре ($T_{Ge/Si} = 400^\circ\text{C}$, $T_{InAs/GaAs} = 500^\circ\text{C}$) и энергии ионов аргона $E_{Ar+} = 150$ эВ незначительно отражается на величине средних латеральных размеров наноструктур как для гетеросистемы Ge/Si ($D_{cp} \sim 18$ нм), так и для гетеропары InAs/GaAs ($D_{cp} \sim 15$ нм). Наименьшая дисперсия σ/D_{cp} достигается при токе порядка 120 мкА: для *hut*-точек германия $\sigma/D_{cp} \sim 26\%$, для *hut*-точек арсенида индия $\sigma/D_{cp} \sim 31\%$. Показано, что в диапазоне энергий ионов $E_{Ar+} = 150 - 200$ эВ при неизменной температуре процесса ($T_{Ge/Si} = 400^\circ\text{C}$, $T_{InAs/GaAs} = 500^\circ\text{C}$) и токе пучка $I = 120$ мкА наблюдается полоса устойчивости средних размеров, дисперсии и поверхностной плотности наноструктур Ge/Si и InAs/GaAs: $D_{cp}(\text{Ge/Si}) \sim 18$ нм, $D_{cp}(\text{InAs/GaAs}) \sim 15$ нм, $\sigma/D_{cp}(\text{Ge/Si}) \sim 28\%$, $\sigma/D_{cp}(\text{InAs/GaAs}) \sim 36\%$, $\rho(\text{Ge/Si}) \sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\rho(\text{InAs/GaAs}) \sim 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При энергиях более 300 эВ средние размеры островков обоих типов материалов превышают 35 нм с дисперсией выше 45%.

Литература

1. S.N. Chebotarev et al., Tech. Phys. Lett. **39**, 726 (2013).
2. L.S. Lunin et al., Inorganic Materials. **47**, 816 (2011).

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ
ДЛЯ ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИМЕНЕНИЙ**

**А.А. Мармалюк, А.Ю. Андреев, К.Ю. Телегин, Ю.Л. Рябоштан, П.В. Горлачук,
Т.А. Багаев, Ю.В. Яроцкая, М.А. Ладугин, А.А. Падалица*

Научно-исследовательский институт «Полос» им. М.Ф. Стельмаха
117342, г. Москва, ул. Введенского, дом 3 корп. 1, e-mail: almarm@mail.ru

Полупроводниковые гетероструктуры позволяют решать широкий спектр задач, среди которых важное место занимает создание приборов оптоэлектроники, лазерной техники, фотоэлектроники и радиофотоники. Указанные применения предъявляют высокие требования к конструкции гетероструктур и их качеству. В данной работе рассмотрено использование МОС-гидридной эпитаксии в качестве метода формирования эпитаксиальных гетероструктур полупроводников A^3B^5 оптоэлектронного назначения. Большая гибкость в выборе исходных материалов, широкий диапазон варьирования параметров роста, хорошая масштабируемость процесса роста для увеличения количества одновременно обрабатываемых пластин, снижение себестоимости единицы продукции делают этот метод привлекательным для создания полупроводниковых гетероструктур с перспективой промышленного освоения.

Рассмотрены особенности формирования квантовых ям и управления положением уровней размерного квантования. Представлены данные по созданию лазерных гетероструктур широкого спектрального диапазона. Обсуждены вопросы создания квантовых ям для широкополосных источников света. Приведены результаты получения гетероструктур с множественными квантовыми ямами для ИК-фотоприемников. Затронуты вопросы формирования сверхрешеток с тонкими и сверхтонкими слоями для квантово-каскадных лазеров и излучателей ГГц и ТГц областей частот.

Эпитаксиальная интеграция зарекомендовала себя в последнее время как перспективный путь создания полупроводниковых излучателей с выходными характеристиками, превосходящими возможности отдельных лазерных диодов. Традиционно при помощи интеграции решается задача повышения выходной мощности. Однако, возможна интеграция лазерных диодов с различающимися спектральными характеристиками или интеграция лазерных диодов с электронными приборами, что значительно расширяет функциональные возможности таких излучателей.

Представлены результаты создания и исследования характеристик гетероструктур с несколькими излучающими секциями. В рамках единого ростового цикла формировались самостоятельные лазерные секции, соединенные между собой посредством туннельного перехода. Показано кратное увеличение квантовой эффективности лазерных диодов на основе гетероструктур с двумя, тремя и четырьмя активными областями.

Развитие подхода по эпитаксиальной интеграции позволило создать оптически несвязанные излучающие секции в рамках одной гетероструктуры, каждая из которых излучает на своей длине волны. Показана возможность создания многоволновых лазерных диодов на основе указанных гетероструктур с двумя и тремя излучающими секциями. Спектр излучения указанных многоволновых ЛД содержал одну, две или три полосы генерации соответственно. При этом выходная мощность увеличивалась кратно количеству излучающих секций. Обсуждены вопросы формирования гетероструктур с множественными квантовыми ямами для многоспектральных ИК-фотоприемников с одновременной чувствительностью в нескольких диапазонах.

Эпитаксиальная интеграция также открывает путь к созданию нескольких функционально различных компонентов в рамках одного кристалла. Широко востребованным на практике вариантом интеграции является соединение лазерных диодов с элементами силового управления, обычно динисторами или тиристорами. Решая задачу миниатюризации, повышения надежности работы в широком диапазоне воздействующих факторов, рассмотрены перспективы создания в едином процессе роста двух самостоятельных, последовательно формируемых гетероструктур: динистора (тиристора) и лазера. Обсуждены возможности интеграции полупроводниковых лазеров с другими электронными приборами для решения задач на стыке оптоэлектроники и СВЧ-техники.

ОСОБЕННОСТИ ФОТОЛУМИНЕСЦЕНЦИИ АНАСАМБЛЕЙ КВАНТОВЫХ КОЛЕЦ GaAs/AlGaAs

^{}Ю.Д. Сибирмовский¹, И.С. Васильевский¹, А.Н. Виниченко¹, И.С. Еремин¹,
Д.М. Жижунов², Н.И. Каргин¹, М.Н. Стриханов¹*

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: sibirmovsky@gmail.com

²Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
119991, г. Москва, ГСП-1, Ленинские горы

Одним из перспективных путей развития современной оптоэлектроники и вычислительной электроники является переход к нульмерным (0D) наноструктурам, таким как квантовые точки и квантовые кольца [1]. Квантовые кольца проявляют уникальные свойства в магнитном поле (незатухающие токи, эффект Ааронова-Бома [2]). Система материалов GaAs/AlGaAs - одна из наиболее освоенных и широко применяется в оптоэлектронике, в том числе благодаря малому различию параметров решетки GaAs и AlGaAs. Создание квантовых колец (и точек) из GaAs методом капельной эпитаксии [3] позволяет избежать возникновения механических напряжений, дислокаций несоответствия, пьезопотенциала, свойственных квантовым точкам, полученным методом Странски-Крастанова [1].

В данной работе исследованы особенности спектров фотолюминесценции полупроводниковых гетероструктур с одиночными (A1) и двойными (A2) квантовыми кольцами GaAs в диапазоне температур 20-90 К и при комнатной температуре [4]. Показано, что спектры содержат пики размерного квантования, вызванные рекомбинацией электрон-дырочных пар между уровнями размерного квантования в квантовых кольцах, а также межзонными переходами в подложке/буфере GaAs (комнатная температура) и барьерном слое AlGaAs (низкие температуры).

Таблица 1

**Условия роста и средние размеры квантовых колец для образцов A1 и A2.
R – внешний радиус, r – внутренний радиус, d – высота кольца**

Образец	T, °C	P _{As4} , мкТорр	2R, нм	2r, нм	d, нм
A1	220	13	53±12	22±6	4.5±0.5
A2 внутреннее кольцо	280	5.5	56±9	28±3	4.3±0.2
A2 внешнее кольцо			140±24	100±23	

Принадлежность пиков подтверждается как сравнением с опорными образцами без квантовых колец, так и хорошим согласием с теоретической оценкой энергии размерного квантования носителей в квантовых кольцах соответствующих размеров.

Уширение пиков фотолюминесценции квантовых колец вызвано, в основном, их дисперсией по размерам и уменьшается с ростом температуры в диапазоне 20-70 К, что не характерно для объемного материала (рис.1а). Этот эффект был обнаружен для ряда неупорядоченных систем (квантовые точки [5, 6] и неоднородные квантовые ямы [7]), и объясняется делокализацией носителей заряда при повышении температуры и их релаксацией в глобальные минимумы потенциала вместо локальных (в данном случае - в квантовые кольца большего размера).

Этот эффект уменьшает разброс энергий перехода, а также приводит к заметному красному смещению максимума пика (рис.1б). При этом смещение максимума в сторону низких энергий с ростом температуры имеет более резкий характер, чем уменьшение ширины запрещенной зоны GaAs согласно эмпирической формуле Варшни (рис.1б). При $T > 70$ К рассеяние на фонах начинает вносить больший вклад, чем разброс квантовых колец по размерам, поэтому полуширина пика возрастает.

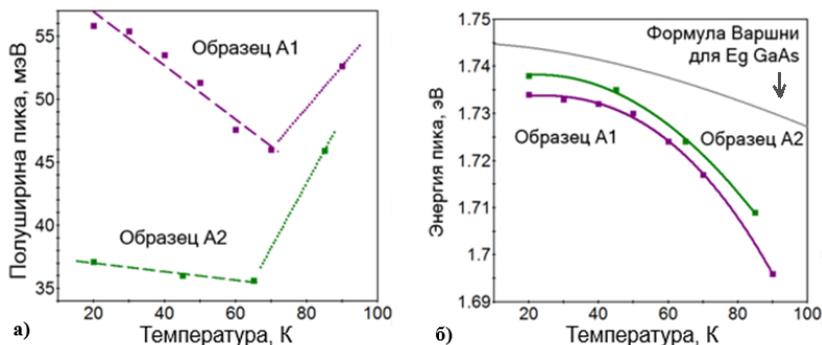


Рис.1. Зависимость полуширины (а) и положения максимума (б) пика фотолюминесценции от одиночных (A1) и двойных (A2) квантовых колец GaAs. На (б) изображена также для сравнения зависимость ширины запрещенной зоны GaAs от температуры согласно формуле Варшни, смещенная на 0.22 эВ

Теоретический расчет уровней энергии электронов и дырок выполнен для модели квантового кольца с прямоугольным профилем в одночастичном двухзонном приближении. Высота колец много меньше их радиуса, поэтому локализация носителей заряда в направлении роста вносит ос-

новной вклад в их энергию. В связи с этим для первоначальной оценки использовалась модель 2D квантовой ямы. В трех измерениях уровни энергии и волновые функции были найдены численно, с помощью метода, описанного в работе [8], который применим для квантовых точек и колец произвольной формы (позволяя, к примеру, учесть асимметрию реальных колец, наличие смачивающего слоя и т.д.). Результаты расчета находятся в хорошем согласии с экспериментом.

Энергия размерного квантования для электронов сравнима с разрывом зон проводимости $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$ и GaAs , поэтому при анализе необходимо учитывать конечную глубину потенциальной ямы и влияние барьерного слоя на состояния в яме. В частности, для образца А2 энергия размерного квантования для квантовых колец, зарощенных слоем $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$, оказывается заметно меньше, чем для квантовых колец, находящихся на поверхности (0,12 эВ и 0,22 эВ, соответственно).

Считая, что размеры колец подчиняются нормальному распределению с дисперсиями, указанными в таблице 1, были аппроксимированы формы пиков в области низких температур (где вклад теплового уширения пренебрежимо мал), которые хорошо соответствуют экспериментальным.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Гетероструктурная СВЧ-электроника и физика широкозонных полупроводников» НИЯУ МИФИ и Центра коллективного пользования физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова.

Литература

1. Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Щукин и др. ФТП, 32 (4), 385 (1998).
2. F. Ding, N. Akopian, B. Li, U. Perinetti, A. Govorov, F.M. Peeters, C.C. Bof Bufon, C. Deneke, Y.H. Chen, A. Rastelli, O.G. Schmidt, V. Zwiller. Phys. Rev., B 82 (7), 075309 (2010).
3. N. Koguchi, S. Takahashi, T. Chikyow. J. Cryst. Growth, 111 (3), 688 (1991).
4. Ю.Д. Сибирмовский, И.С. Васильевский, А.Н. Виниченко и др. ФТП, Т 49, № 5 (2015).
5. D. I. Lubyshv, P. P. González-Borrero, E. Marega Jr. et al. Applied Physics Letters 68, 205 (1996).
6. Y. T. Dai, J. C. Fan, Y. F. Chen et al. Journal of Applied Physics 82, 4489 (1997).
7. M. Grassi Alessi, F. Fragano, A. Patane, and M. Capizzi. Phys. Rev. B 61, 16 (2000).
8. M. Califano and P. Harrison. Phys. Rev. B. 61(16), 10959, (2000).

**СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ InGaAs/InAlAs,
СОДЕРЖАЩИХ НАПРЯЖЕННЫЕ ВСТАВКИ InAs И GaS**

**А.Н. Клочков¹, Г.Б. Галиев¹, И.С. Васильевский², Е.А. Климов¹, Д.В. Лаврухин¹,
С.С. Пушкарев¹*

¹ Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН,
117105, г. Москва, Нагорный проезд, д. 7, стр.5, e-mail: klochkov_alexey@mail.ru

² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, д. 31

Тонкие функциональные слои-вставки InAs и GaAs могут быть использованы для модификации транспортных свойств электронного газа в составных квантовых ямах (СКЯ) наногетероструктур InAlAs/InGaAs на подложках InP - подвижности, эффективной массы, дрейфовой скорости насыщения [1] за счет создания потенциальных ям (InAs) или барьеров (GaAs) в зоне проводимости. Вследствие упругих напряжений в слоях InAs и GaAs должно происходить расщепление валентной зоны, приводящее к различию потенциального профиля СКЯ для легких и тяжелых дырок и к особенностям оптических свойств гетероструктур InGaAs/InAlAs со вставками.

Экспериментальные образцы представляли собой односторонне δ-легированные наногетероструктуры с КЯ $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ со следующими особенностями: образец №2 - однородная КЯ, образец №3 содержал 2 вставки InAs (1.2 нм), №4 - две вставки GaAs (1.1 нм), образец 5 - одновременно пары вставок GaAs и InAs. Вставки InAs выращивались внутри слоев $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ симметрично относительно центра СКЯ, слои GaAs - на границах СКЯ. Суммарная толщина СКЯ составляла 16 нм.

На рис. 1 представлены спектры фотолюминесценции обр. №2-5 в области энергий фотонов, соответствующей рекомбинации электронов и дырок в СКЯ. При введении в СКЯ вставок InAs (обр. № 3 и №5) основная полоса ФЛ сдвигается на 100 мэВ в сторону меньших энергий по сравнению с обр. № 2 и № 4. Это связано с увеличением средней мольной доли индия в СКЯ и уменьшением эффективной ширины запрещенной зоны. Пик ФЛ от СКЯ при введении слоев GaAs также сдвигается в сторону меньших энергий при сравнении в парах образцов № 2 - № 4 и №3 - № 5. Так как ширина запрещенной зоны GaAs (1.51 эВ) и $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ (1.52 эВ) близка, то слои GaAs должны служить переходными барьерами для электронов в СКЯ InAlAs/InGaAs. Меньшая толщина узкозонного слоя InGaAs должна приводить к увеличению энергии размерного квантования элект-

тронов и дырок и вызывать синее смещение линий фотолюминесценции, однако экспериментально наблюдается противоположное.

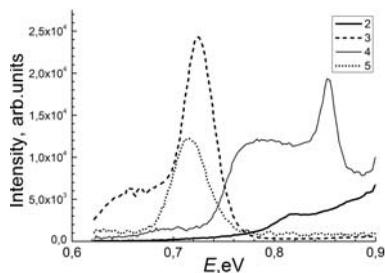


Рис. 1. Спектры ФЛ образцов №2-5 при $T = 77$ К

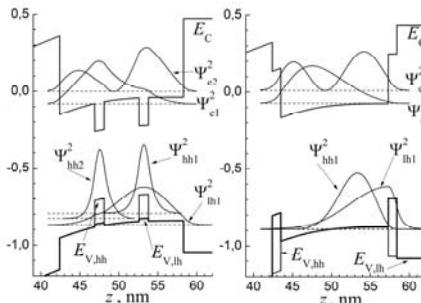


Рис. 2. Профили зоны проводимости E_C , валентной зоны тяжелых $E_{V,hh}$ и легких $E_{V,lh}$ дырок, уровни энергии и волновые функции носителей заряда в СКЯ образцов №3 (вставки InAs) и №4 (вставки GaAs)

Путем моделирования зонной структуры (рис. 2) СКЯ показано, что изменения спектров ФЛ происходят за счет вариации энергий и волновых функций дырок при модификации конструкции ямы. Введение вставок InAs приводит к локализации тяжелых дырок в области вставок. При этом энергия ФЛ снижается (в основном, за счет сдвига вверх энергии тяжелых дырок), а интенсивность ФЛ возрастает за счет усиления перекрытия электронной и дырочной ВФ. Парный характер уровней тяжелых дырок из-за раздельной локализации состояний в каждой из вставок при слабой туннельной связи приводит к уширению линии фотолюминесценции СКЯ.

Введение переходных слоев GaAs создает барьеры для тяжелых дырок. Для легких дырок слои GaAs, напротив, создают потенциальную яму и приводят к сдвигу вверх краев подзон. Интересно отметить, что в СКЯ с переходными барьерами GaAs ширина и глубина потенциальной ямы для легких дырок может быть заметно выше, чем для тяжелых дырок. Это приводит при достаточной толщине вставки (10 \AA , если вставка расположена на границе InGaAs/InAlAs) к инверсному положению дырочных подзон в СКЯ, при котором основной является подзона легких дырок, и к сдвигу пика ФЛ в сторону меньших энергий.

Литература

1. V.A. Kulbachinskii, N.A. Yuzeeva, G.B. Galiev et al., Semic. Sci. Tech. **27**, 035021 (2012).

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ
ГЕТЕРОСТРУКТУР GaN/AlGaN**

В.Г. Ходорович¹, Е.Ф. Певцов¹, В.И. Индрищенко¹, Ю.А. Концевой^{1,2}

¹Московский государственный технический университет
радиотехники, электроники и автоматики

119454, г.Москва, проспект Вернадского, дом 78, e-mail: Pevtsov@mirea.ru

²ОАО «НПП «Пульсар»».

105187, г.Москва, Окружной проезд, дом 27, e-mail: Kontsevov@pulsarnpp.ru

Улучшение характеристик приборов на основе гетероструктур стимулирует развитие методов исследования дефектов в подложках, выращенных на них гетероструктурах и на границах раздела. В ряде публикаций, например, в работах [1, 2], показано, что качество омических контактов и быстродействие GaN НЕМТ, коррелируют с интенсивностью индуцированной фотолюминесценцией в желтой области спектра.

Целью данной работы являлось получение новых данных о дефектах в структурах на основе GaN методом фотолюминесценции и разработка методик исследований и способов входного экспресс-контроля пластин с гетероструктурами перед запуском их в производство.

В ходе данной работы разработан прототип экспериментального стенда для исследований кинетических характеристик гетероструктур GaN/AlGaN путем регистрации интенсивности желтой люминесценции, возникающей при облучении УФ излучением с длиной волны 270-280 нм.

Объектами исследований служили образцы с GaN(1.5 мкм)/AlGaN(20 нм) на подложке из карбида кремния 6H-SiC толщиной 300 мкм.

В ходе экспериментов использовалась продольная схема регистрации люминесценции, при которой фоточувствительный прибор (ФЭУ), исследуемая пластина и источник УФ находились на одной оптической оси. Возбуждение производилось со стороны слоев GaN/AlGaN, а ФЭУ располагался со стороны подложки. Выбор данной конфигурации обусловлен наличием у карбида кремния резкого увеличения коэффициента поглощения для длин волн менее 420 нм [3], что позволяет отстроиться от УФ излучения, прошедшего через гетероструктуру, практически не ослабляя сигнал в исследуемой области спектра. Измерения проводились при комнатной температуре.

Данные по кинетике люминесцентного излучения, индуцированного в исследуемых структурах под действием импульсов УФ излучения прямоугольной формы, иллюстрирует Рис. 1а. График изменения интенсивности индуцированной люминесценции в полулогарифмическом масштабе (см.

Рис.1б) имеет два характерных линейных участка, что говорит о существовании как минимум двух механизмов релаксации индуцированного излучения. Соответствующие оценки постоянных времени дают значения 0.47 мс и 1.07 мс.

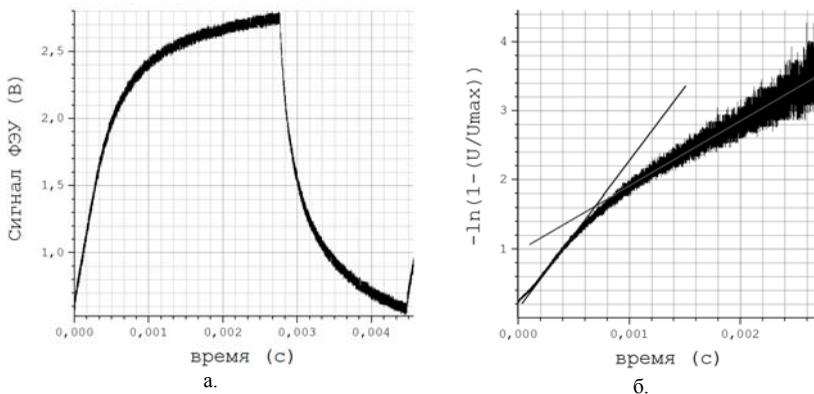


Рис.1. Зависимость интенсивности желтой люминесценции гетероструктуры GaN/AlGaN от времени при облучении импульсным УФ излучением с длиной волны 270 нм прямоугольной формы в линейном (а) и полулогарифмическом (б) масштабах

Таким образом, в ходе проведенной работы получены амплитудные и частотные характеристики для гетероструктуры GaN/AlGaN, экспериментально измерены постоянные времени люминесценции и их зависимости от амплитуды падающего УФ излучения при средней температуре 300К. Полученные данные, а также спектральные и временные характеристики фотолюминесценции образцов с гетероструктурами при разных температурах могут служить основанием для оценки значений уровней энергии центров люминесценции и сечений захвата носителей заряда и являются предметом дальнейших исследований.

Литература

1. Reshchikov M.A., Morkoç H. Luminescence properties of defects in GaN // J. of Appl. Phys. - 2005 - V.97 - P.3-97 DOI 061301.
2. Jessen G.H., White B.D. Ohmic contact characterization of AlGaIn/GaN device layers with spatially localized LEEN spectroscopy //Solid-State Electronics 2002- V.46 - P.1427-1431.
3. А.Н. Грузинцев, Исследование фотомодулированного отражения монокристаллов 6H-SiC // Физика и техника полупроводников, 2013 - т. 47- вып. 4 - с.444.

**СПЕКТРЫ ФОТООТРАЖЕНИЯ GaAs, ВЫРАЩЕННОГО
ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ НА КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ**

***П.Ю. Бокоев¹, *Л.П. Авакянц¹, М.А. Базалевский², П.М. Деев¹,
И.П. Казаков², А.В. Червяков¹***

¹ Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
119991, Ленинские горы 1 стр. 2, Москва

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
119991, Ленинский просп. 53, Москва, *e-mail: pavel_bokov@physics.msu.ru

Арсенид галлия, выращенный методом молекулярно-пучковой эпитаксии при низких температурах (200-300°C) привлекает внимание технологов, т.к. обладает большим электрическим сопротивлением, высокими напряжениями пробоя и, одновременно, малым временем жизни неравновесных носителей [1]. Особый интерес представляет выращивание GaAs на кремниевых подложках. Отработка технологии изготовления таких слоев - важный этап интеграции арсенидгаллиевой оптоэлектроники и кремниевой нанозлектроники.

Методом спектроскопии фотоотражения исследованы слои GaAs, выращенные при низких температурах методом молекулярно-пучковой эпитаксии на кремниевых подложках с ориентацией (100).

Образцы выращивались на установке ЦНА-25. При изготовлении образца 481 поверхность подложки травилась химически перед загрузкой в установку молекулярно-пучковой эпитаксии; рост LT-GaAs проводился с постоянной скоростью; после роста осуществлялся отжиг в течение 6 минут при температуре 600°C. При изготовлении образца 505 на подложку осаждался буферный слой Si; далее импульсами по 1-2 монослоя осуществлялось зарождение GaAs, затем рост LT-GaAs с обычной скоростью, и отжиг при 600°C, в течение 10 мин. Толщина исследуемых слоев GaAs порядка 0,5 мкм. Температура роста слоев LT-GaAs не превышала 300°C.

Спектры фотоотражения регистрировались на автоматизированной установке с использованием двойного монохроматора [2]. В качестве источника зондирующего излучения использовалось излучение лампы накаливания (мощность 50 Вт). В качестве модулирующего - линия 532 нм DPSS лазера (мощность 7 мВт). Частота модуляции составляла 500 Гц. Ширина аппаратной функции спектрометра не превышала 1мэВ. Регистрация спектров фотоотражения осуществлялась при комнатной температуре.

Спектры фотоотражения исследуемых образцов приведены на рисунке. В спектрах присутствуют линии в области энергий 1,37 эВ, связанная с фундаментальным переходом GaAs (представляет собой осцилляции

Франца-Келдыша) и 1,82 эВ (E_g), связанная с переходом между дном зоны проводимости и спин-орбитально отщепленной подзоной валентной зоны ($E_g + \Delta s_0$).

Линия E_g сдвинута относительно 1,42 эВ, т.к. в кристаллической решетке GaAs, выращенного на Si, присутствуют механические напряжения [3]. Сравнительно большая толщина слоя LT-GaAs (0,5 мкм) и наблюдаемый сдвиг линии, связанной с фундаментальным переходом в область меньших энергий на 0,05 эВ указывают на то, что источником сигнала фотоотражения является область гетероперехода GaAs-Si. Это область, в которой возникают механические напряжения, обусловленные различием постоянных решетки ($a_{Si}=0,3571$ нм, $a_{GaAs}=0,35653$ нм [3]).

Для спектров с осцилляциями Франца-Келдыша существуют простая асимптотика [4]:

$$\frac{\Delta R}{R} \propto \cos \left[\frac{2}{3} \left(\frac{\hbar\omega - E_g}{\hbar\Omega} \right)^{3/2} + \frac{\pi(d-1)}{4} \right],$$

где $\hbar\omega$ - энергия зондирующего излучения, E_g - энергия фундаментального перехода, $\hbar\Omega$ - электрооптическая энергия:

$$\hbar\Omega = \left(\frac{e^2 \cdot E_s^2 \cdot \hbar^2}{8 \cdot \mu} \right)^{1/3},$$

здесь μ - приведенная межзонная эффективная масса, E_s - напряженность встроенного поле полупроводника, d - размерность критической точки ($d=3$). Позиции экстремумов осцилляций Франца-Келдыша ($\hbar\omega_j$) даются выражением: $(\hbar\omega)_j = \hbar\Omega \cdot (F_j) + E_g$, $j=1, 2, 3$, где:

$$F_j = \left[3 \cdot \pi \frac{j - 1/2}{2} \right]^{2/3}.$$

Как видно из приведенных формул, зависимость $(\hbar\omega)_j$ от F_j есть прямая линия с наклоном $\hbar\Omega$ и точкой пересечения оси ординат, равной E_g , т.е. по наклону зависимости можно оценить напряженность встроенного электрического поля полупроводника.

Для образцов 481 и 505 было сделано построение зависимости $(\hbar\omega)_j$ от F_j по экстремумам, отмеченным на рисунке пунктирной линией. По наклону зависимости оценены значения модуля вектора напряженности электростатического поля в образцах: 168 кВ/см для 481 образца и 112 кВ/см для 505 образца.

Источником электрического поля в такого рода структурах являются заряды [5], сформированные в результате взаимного легирования гетероперехода Si-GaAs при отжиге. Согласно электростатической теореме Гаусса по напряженности электростатического поля можно определить плотность зарядов n_S на гетеропереходе:

$$E_S = \frac{en_S}{2\epsilon\epsilon_0},$$

где e – элементарный заряд, $\epsilon=12,6$ [3] – статическая диэлектрическая постоянная GaAs, ϵ_0 – электрическая постоянная.

Для образцов 481 и 505 поверхностная плотность зарядов составила $2,4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $1,6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, соответственно. Данная зарядовая плотность связана, по-видимому, с процессом взаимной диффузии Si и GaAs в процессе выращивания.

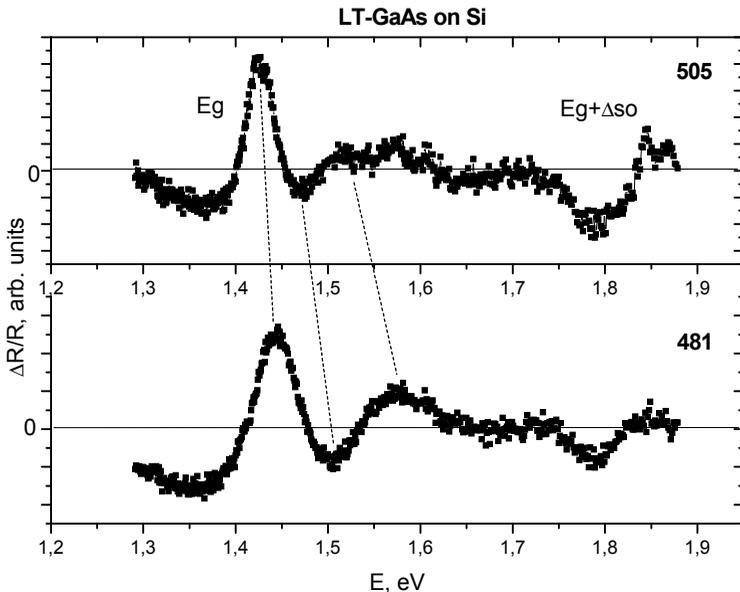


Рис. Спектры фотоотражения исследуемых образцов.

Пунктиром отмечены положения экстремумов осцилляций Франца-Келдыша

Таким образом, в случае образца 505, для которого применялась технология импульсного роста на начальном этапе, поверхностная плотность

зарядов на гетеропереходе оказывается меньшей, даже, несмотря на более длительный отжиг.

В данной работе показано, что метод спектроскопии ФО позволяет оценивать плотность зарядовых состояний на гетерогранице слоев GaAs-Si, выращенных при низких температурах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты № 14-02-31510, 15-02-08521.

Литература

1. П.Н. Брунков, В.В. Чалдышев, Н.А. Берт, А.А. Суворова, С.Г. Конников, А.В. Черниговский, В.В. Преображенский, М.А. Пулято, Б.Р. Семягин. ФТП, 32(10), 1170 (1998).
2. Л.П. Авакянц, П.Ю. Боков, А.В. Червяков. ЖТФ, 75(10), 66 (2005).
3. Р.В. Кузьменко, А.В. Ганжа, О.В. Бочурова, Э.П. Домашевская, Й. Шрайбер, С. Хильдебрандт, Ш. Мо, Э. Пайнер, А. Шлахетцкий. ФТП, 34(1), 73 (2000).
4. D.E. Aspnes. Phys Rev B. Vol. 10, 4228 (1974).
5. M.K. Hudait, S.V. Krupanidhi. J. Vac. Sci. Technol. B 17, 1003 (1999).

**СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{O}$
ЭПИТАКСИАЛЬНО СОПРЯЖЕННЫХ С YSZ**

^{} Д.В. Аверьянов^{1,2}, Ю.Г. Садофьев^{1,3}, А.Н. Талденков¹, И.А. Лихачев¹, К.Г. Каратеева¹,
А.Л. Васильев¹, В.Г. Сторчак¹*

¹НИЦ «Курчатовский институт»

123098, г. Москва, пл. Академика Курчатова, 1, e-mail: dm_averyanov@mail.ru

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

115409, г. Москва, Каширское ш., 31

³Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

119991, г. Москва, Ленинский просп., 53

На сегодняшний день прогресс в области микроэлектроники позволил миниатюризировать устройства до масштабов, необходимых для использования эффектов, связанных с наличием у электрона не только зарядовой, но и спиновой степени свободы. Это привело к возникновению новой области электроники - спинтроники. Использование подобных эффектов позволяет не только значительно повысить функциональность уже существующих приборов, но и создавать устройства на новых принципах работы. В настоящий момент область спинтроники, использующая металлические ферромагнитные материалы, нашла свое применение в индустрии - созданы устройства, работающие на основе эффекта гигантского магнито-сопротивления, которые получили массовое распространение. В развитии полупроводниковой спинтроники по-прежнему остаются препятствия, связанные с тем, что классические полупроводниковые материалы не обладают спиновой поляризацией носителей заряда в равновесном состоянии. Поэтому необходимо либо генерировать спиновую поляризацию в этих полупроводниках, либо использовать новый класс материалов - магнитные полупроводники. В этом контексте EuO считается одним из самых перспективных: благодаря спиновому расщеплению зоны проводимости на 0.6эВ в ферромагнитной фазе ($T_c=69\text{K}$) материал обладает практически 100% спиновой поляризацией носителей. В то же время проводимость материала можно менять в широких пределах путем добавления примесей, в частности, Gd.

Наилучшей подложкой для выращивания гетероструктур с функциональным слоем $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{O}$ считается монокристаллический YSZ [1, 2, 3] - оксид циркония (ZrO_2), стабилизированный оксидом иттрия (Y_2O_3). YSZ имеет очень близкий к $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{O}$ параметр решетки и, кроме того, обладает сходными с ним химическими свойствами.

Нашей группой были подобраны режимы формирования эпитаксиальных пленок $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{O}$ на подложках YSZ методом молекулярно-лучевой эпитаксии, позволяющие избежать формирования перекисленного слоя за счет диффузии кислорода из подложки на начальном этапе роста, а также получать стехиометрические пленки с заданным содержанием Gd на последующих этапах. Кроме того, была разработана процедура защиты выращенных слоев от деградации при контакте с атмосферой контролируемым формированием в вакуумной камере поверхностного окисленного слоя Eu_2O_3 .

Картины дифракции быстрых электронов, регистрируемые в процессе формирования структуры, показывают отсутствие каких-либо посторонних фаз на всех этапах роста. Рефлексы от EuO имеют форму стержней, что говорит о двумерном росте монокристаллической пленки. Наблюдение осцилляции интенсивности рефлексов картины дифракции, как на этапе зарождения, так и в процессе роста при определенном подборе температуры подложки и взаимной интенсивности потоков Eu и O_2 , является индикатором послоевого механизма роста.

Результаты *ex situ* исследований изготовленных структур с помощью рентгеновской дифрактометрии и электронной микроскопии подтверждают эпитаксиальный характер выращенных пленок, резкость границы раздела, а также демонстрируют изменения параметра решетки слоев $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{O}$ в зависимости от количества легирующей примеси Gd.

Внесение примесей Gd приводит к изменению магнитных свойств пленок. Слои чистого EuO демонстрируют кривые зависимости намагниченности от температуры бриллюэновского типа с критической температурой ~ 69 К. Добавление примеси Gd приводит к сдвигу температуры ферромагнитного перехода в сторону больших значений вплоть до 120 К.

Литература

1. R. Sutarto et al., Phys. Rev. B **79**, 205318 (2009).
2. R. Sutarto et al., Phys. Rev. B **80**, 085308 (2009).
3. C. Caspers et al., J. Appl. Phys. **115**, 17C111 (2014).

**ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ
ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ GeSn К ТЕРМИЧЕСКИМ ВОЗДЕЙСТВИЯМ**

***А.В. Клековкин¹, В.П. Мартовицкий¹, Ю.Г. Садофьев^{1,3}, В.В. Сарайкин²,
И.С. Васильевский³***

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

119991, г. Москва, Ленинский пр., д. 53. e-mail: aklekovkinbox@gmail.com

²ФГУП НИИ физических проблем им. Ф.В. Лукина

124460, г. Москва, Зеленоград, 4й Западный проезд, д. 5. mail: vsaraykin@yandex.ru

³Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ

115409, г. Москва, Каширское шоссе, 31 mail: ivasilevskii@mail.ru

Твердые растворы $\text{Ge}_{1-x}\text{Sn}_x$ перспективны в качестве материала с прямой структурой запрещенной зоны на основе элементарных полупроводников с кристаллической решеткой алмаза. В последние годы проведен ряд исследований, результатом которых стало наблюдение прямых в пространстве импульсов оптических переходов в спектрах фотолюминесценции вплоть до комнатной температуры [1]. В [2] показана возможность получения лазерной генерации в слоях $\text{Ge}_{0.88}\text{Sn}_{0.12}$, выращенных на кремниевой пластине с буферным слоем германия. Переход от непрямозонного материала к прямозонному может наблюдаться при сравнительно малой мольной доле олова $x \sim 0.09$. Однако, термодинамически равновесный предел растворимости $\alpha\text{-Sn}$ в германии не превышает $x = 0.005$. Следовательно, твердые растворы GeSn с мольной долей олова, представляющей практический интерес, могут быть получены только в далеких от термодинамического равновесия условиях. Они с неизбежностью будут метастабильными, с тенденцией к фазовому распаду при внешних воздействиях. В данной работе для уточнения характера протекающих явлений на пластине кремни (001) была выращена многослойная Ge/GeSn структура S050, содержащая 5 слоев GeSn ($\text{GeSn}_1 - \text{GeSn}_5$) номинальной толщиной 200 нм каждый, разделенные прослойками из германия толщиной 20 нм. Мольную долю олова в слоях GeSn увеличивали по мере удаления от германиевого буфера за счет изменения температуры источника олова при переходе от слоя к слою. Выращенная структура была подвергнута быстрому термическому отжигу в атмосфере обособистого азота при температурах 300-500 °С. Рентгеновская дифрактометрия (XRD) и вторичная ионная масс-спектроскопия были использованы в качестве основных методов исследования образцов.

Результаты влияния отжига на вид рентгеновских дифрактограмм и профили распределения олова, измеренные методом SIMS, приведены на рис. 1.

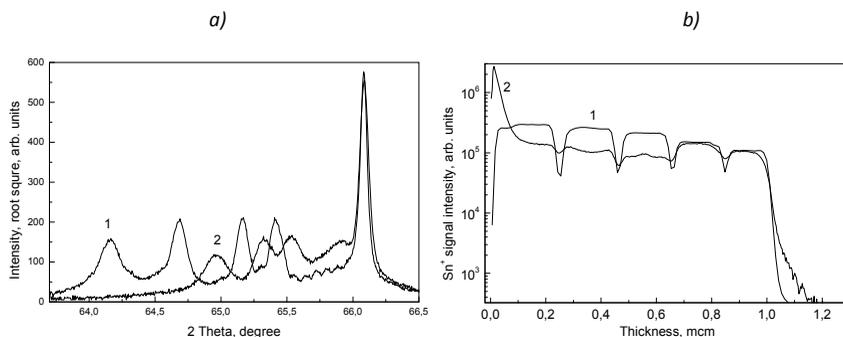


Рис. 1. XRD кривые сканирования на рефлексе (004) (а) и SIMS профили распределения олова (б) в структуре S050, содержащей пять слоев GeSn с различной мольной долей олова, разделенных тонкими прослойками из германия. 1 - после выращивания образца; 2 - после отжига структуры в течение 2 минут при температуре 400°C

В работе показано, что, при отжиге слоев GeSn происходят два конкурирующих процесса, а именно фазовый распад твердого раствора с последующим выходом олова на поверхность структуры в основном по границам зерен, а также пластическая релаксация твердого раствора без изменения его состава. Доминирование того или иного процесса определяется величиной мольной доли олова. Концентрация дефектов в слоях GeSn, выращенных на виртуальной подложке Ge, так велика, что степень пластической релаксации не оказывает особенного влияния на процесс распада твердого раствора и диффузии олова.

Литература

1. R. Ragan, H.A. Atwater. Appl. Phys. Lett., 77, 3418 (2000).
3. S. Wirthst, R. Geiger, N. von den Driesch et al. Nature photonics, 9, 88 (2015).

СВОЙСТВА ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaN}$, СФОРМИРОВАННОЙ *in situ* МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ

***Д.Ю.Протасов, Т.В.Малин, В.Г. Мансуров, С.Ф. Деятова, А.Е. Настовьяк, О.Е. Терещенко и К.С. Журавлев**

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН
630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13, e-mail: protasov@isp.nsc.ru

Для пассивации поверхности гетероструктур $\text{AlGaIn}/\text{GaInN}$ широко применяются слои нитрида кремния, что позволяет улучшить свойства мощных высокочастотных транзисторов. Пассивация поверхности гетероструктуры *in situ* позволяет предотвратить деградацию поверхности GaInN , связанную с окислением, адсорбцией примесей и механическими повреждениями во время изготовления приборов. В предлагаемой работе изучаются процессы пассивации структур нитрида галлия слоем Si_3N_4 как *ex situ* методом PECVD, так и *in situ* в камере установки молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ).

Пленки нитрида кремния *ex situ* $\text{SiN}_x\text{:H}$ синтезировали по методу PECVD в реакторе планарного типа, изготовленном из нержавеющей стали, с емкостным возбуждением ВЧ - разряда на частоте поля 13.56 МГц [1]. В качестве исходных реагентов использовали аммиак и смесь, содержащая 5% моносила на аргоне. Пленки осаждали при температурах 150 С, отношении потоков NH_3/SiH_4 , равном 4, давлении в реакторе от 0.35 до 0.6 Торр и плотности мощности, рассеиваемой на электроде, от 0.05 до 0.4 Вт/см². Показатель преломления и толщину слоёв определяли с использованием лазерного эллипсометра ЛЭФ 3М с длиной волны 632.8 нм. Так как свойства границы раздела $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{GaInN}$ сильно зависят от условий его очистки после пребывания на воздухе, то было исследовано влияние обработки поверхности GaInN в потоке аммиака перед очисткой в жидком травителе на основе NH_4OH , HCl и HF на электрофизические свойства его поверхности. Измерения вольт-фарадных характеристик (ВФХ) показали, что наибольшая глубина модуляции и наименьший гистерезис ВФХ наблюдался после обработки слоев GaInN в плавиковой кислоте с последующей отмывкой остатков фторидов на поверхности в водном растворе аммиака.

Слои нитрида кремния *in situ* получали на поверхности свежераращенных слоев AlInN и GaInN в камере роста установки МЛЭ типа СВЕ Риббер-32N фирмы Риббер. В качестве прекурсоров использовались газы (силан и аммиак), которые взаимодействовали на поверхности слоев $\text{AlInN}/\text{GaInN}$ с образованием слоя нитрида кремния. Для нахождения условий получения слоев нитрида кремния варьировались температура подложки,

поток аммиака и силана и время экспозиции. Для контроля формирования слоя диэлектрика Si_3N_4 непосредственно после роста эпитаксиального слоя AlN (GaN) использовался метод дифракции быстрых электронов (ДБЭ). Показано, что на начальных этапах формирования нитрида кремния (до 2 монослоев) на поверхностях $\text{Al}(\text{Ga})\text{N}(0001)$ создается упорядоченное покрытие нитрида кремния, которое затем переходит в аморфное. Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) показано, что формирование нитрида кремния на поверхности GaN носит пороговый характер от температуры и становится заметным при температуре подложки выше 600 С.

Были измерены ВФХ и зависимости нормированной проводимости на переменном токе для структуры, *in situ* пассивированной нитридом кремния и закрытой *ex situ* дополнительным слоем Si_3N_4 толщиной 70 нм, нанесенного методом PECVD. Для сравнения измерялась структура только с *ex situ* дополнительным слоем Si_3N_4 . Положительным эффектом *in situ* пассивирования является практически полное отсутствие захваченного заряда в диэлектрике (напряжение плоских зон близко к нулю), а также малая величина гистерезиса. На структуре без пассивирующего слоя Si_3N_4 , приготовленного *in situ*, наблюдается значительный гистерезис, что свидетельствует об образовании дефектов, являющихся ловушками для заряда, а также увеличение нормированной проводимости на переменном токе в пять раз. Малый гистерезис и малая величина проводимости свидетельствуют о положительной роли пассивирующего слоя нитрида кремния, приготовленного сразу после окончания роста

Работа поддержана грантом РФФИ 14-02-91371.

Литература

1. О.И.Семенова, С.Ф.Девятова. Неорганические материалы, №7, 14 (2012).

**СТРУКТУРНЫЕ И ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО GaAs НА ПОДЛОЖКАХ GaAs (100) И (111)A**

***^{*}С.С. Пушкарёв¹, Г.Б. Галиев¹, А.Н. Клочков¹, Е.А. Климов¹, Д.В. Лаврухин¹,
М.М. Грехов², И.С. Ерёмин²***

¹ ИСВЧПЭ РАН

117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7, стр. 5, e-mail: s_s_e_r_p@mail.ru

² НИЯУ МИФИ

115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: mmgrekhov@mephi.ru

В последние годы наблюдается значительный интерес к исследованиям эпитаксиальных слоёв GaAs, выращиваемых при низких температурах (180-300°C), который обусловлен возможностью практического использования LT-GaAs (low-temperature GaAs) при создании излучателей и приёмников ТГц-диапазона [1, 2].

В работе представлены результаты исследования структурных и фотолюминесцентных (ФЛ) свойств LT-GaAs структур, выращенных методом МЛЭ на подложках GaAs с ориентациями (100) и (111)A. Заметим, что в литературе нет данных о LT-GaAs на подложках (111)A. Исследуемые образцы состоят из двух слоёв: i-GaAs толщиной 0.2 мкм, выращенного при 560 °С, и LT-GaAs толщиной 1.02 мкм, выращенного при 230°C. LT-GaAs содержит три эквидистантных δ -слоя Si (рис. 1). N_{Si} в δ -слоях составляет $5.5 \cdot 10^{12}$, $6.9 \cdot 10^{12}$ и $8.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Образцы 975 и 981 выращены на подложках GaAs (100), а образцы 978 и 982 - на подложках GaAs (111)A. Отношение потоков As_4 и Ga (γ) для образцов 975 и 978 составляло 20, а для образцов 981 и 982 - 45. δ -слои Si вводились для выяснения роли атомов Si как центров преципитации мышьяка, а также для исследования их различного влияния на образование дефектов в LT-GaAs на подложках (100) и (111)A.

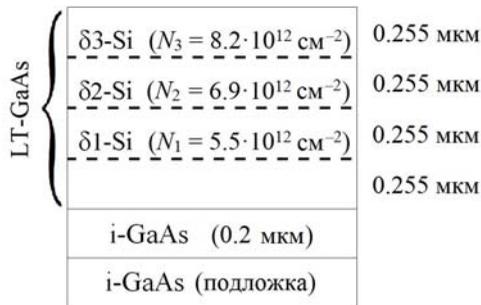


Рис. 1. Дизайн исследуемых образцов

На рис. 2 представлены спектры ФЛ отожжённых образцов. Пики ФЛ, кроме основной линии GaAs при $\hbar\omega = 1.51$ эВ, интерпретированы с точки зрения соотношения количества точечных дефектов V_{Ga} , V_{As} , Ga_i , As_i , As_{Ga} , Ga_{As} , а также комплексов As_{Ga} , $Si_{As} - V_{As}$, $As_{Ga} - Si_{Ga}$, $V_{Ga} - Si_{As}$. При идентификации пиков ФЛ с дефектами учитывалось значение γ .

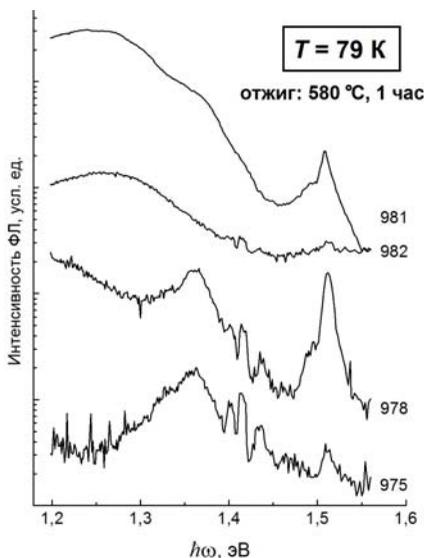


Рис.2. Спектры ФЛ исследуемых образцов

Исследование кристаллической структуры образцов проводилось методом рентгеновской дифрактометрии и атомно-силовой микроскопии. Образцы на подложках (111)А демонстрируют зернистую поверхность, причём средний размер зёрен составляет 100-150нм. Среднеквадратичная шероховатость поверхности для образцов на подложках GaAs (100) составляет $R_q = 1-4$ нм, а для образцов на подложках GaAs (111)А составляет $R_q = 10-16$ нм.

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований Президиума РАН №1 «Исследование и разработка наноструктур на основе низкотемпературного GaAs и его тройного соединения InGaAs, с объёмным и дельталегированием кремнием».

Литература

1. C. Baker, S. Gregory *et al.*, Appl. Phys. Lett., **83** (3), 4113 (2003).
2. Y.C. Shen, P.C. Upadhy *et al.*, Appl. Phys. Lett., **85**, 164 (2004).

**ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ МЕТАМОРФНЫХ
НАНОГЕТЕРОСТРУКТУР InAlAs/InGaAs/InAlAs МЕТОДОМ РЕНТГЕНОВСКОЙ
ДИФРАКТОМЕТРИИ В РЕЖИМЕ ОМЕГА-СКАНИРОВАНИЯ**

**С.С. Пушкарёв^{1,2}, М.М. Грехов², И.С. Васильевский², А.Н. Виниченко²,
И.С. Ерёмин², О.С. Коленцова²*

¹ ИСВЧПЭ РАН

117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7, стр. 5, e-mail: s_s_e_r_p@mail.ru

² НИЯУ МИФИ

115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: ivasilevskii@mail.ru

Использование режима омега-сканирования в рентгеновской дифрактометрии наногетероструктур позволяет оценивать степень дефектности кристаллической структуры различных слоёв. Особенно это актуально при исследовании гетероструктур с метаморфным буфером (МБ) - толстым слоем переменного состава, согласующим подложку с квантовой ямой. Принцип омега-сканирования показан на рис. 1. Дислокации, возникающие при релаксации МБ, вызывают локальные разориентации кристаллической структуры, и ω -пик уширяется по сравнению с ω -пиком, полученным при сканировании бездефектного слоя. Заметим, что уширение пика на $2\theta/\omega$ -скане обусловлено, главным образом, малой толщиной анализируемого слоя согласно формуле Селякова-Шеррера, а не его дефектностью.

Были проанализированы метаморфные наногетероструктуры на подложках GaAs и InP, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке Riber Compact 3-5 в ИФЯЭ НИЯУ МИФИ. На основании измеренных карт рассеяния рентгеновского излучения в координатах (2θ , ω) были построены зависимости полуширины пика на ω -сечении карты $\Delta_{1/2}\omega$ от межплоскостного расстояния $c = 2\lambda/(\sin \theta)$. Из рис. 2, относящегося к гетероструктурам на InP, видно, что дефектность МБ в направлении роста резко возрастает, а потом несколько уменьшается. Согласно модели частично релаксированного МБ [1] толстая нижняя часть МБ насыщена дефектами, а более тонкая верхняя часть - упруго напряжена и бездефектна. Полученные результаты соотносятся с моделью, но не полностью совпадают с ней даже качественно. МБ на подложке GaAs ведёт себя иначе: его дефектность максимальна у подложки и постепенно уменьшается к вершине МБ.

Кроме того, была измерена полуширина ω -пика от толстого барьерного слоя (его местоположение отмечено стрелками на рис. 2) в двух взаимно перпендикулярных направлениях [0 1 1] и [0 1 -1]. Полученные значения были сопоставлены с измерениями атомно-силовой микроскопии.

Конкретно был определён среднеарифметический наклон волнообразного профиля $D_a = \int_0^L \left| \frac{dz}{dx} \right| dx$, образующегося на поверхности образцов в двух взаимно перпендикулярных направлениях [0 1 1] и [0 1 -1]. Просвечивающая электронная микроскопия метаморфных наногетероструктур показывает, что волнистость поверхности с периодом 0.5-2 мкм - следствие аналогичного изгиба подповерхностных слоёв [2]. Из таблицы 1 видно, что волнообразный изгиб барьерного слоя даёт лишь небольшой вклад в полуширину ω -пика. Основной причиной уширения ω -пика следует считать наличие дислокаций, неодинаково распределённых по двум взаимно перпендикулярным направлениям.

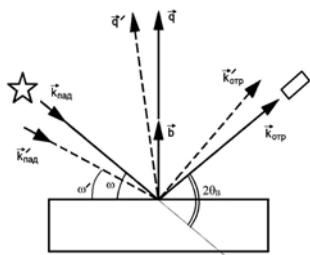


Рис.1. Принцип ω -сканирования

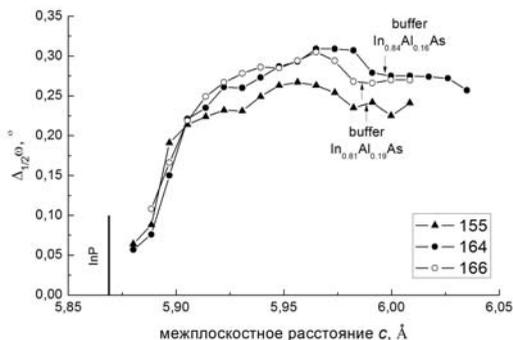


Рис.2. Зависимость полуширины ω -скана МБ от расстояния между плоскостями (4 0 0)

Таблица 1

Полуширина ω -скана барьера и средний наклон профиля поверхности образцов

Образец №	Подложка	$\Delta_{1/2}\omega, ^\circ$		$D_a, ^\circ$	
		1	2	1	2
166	InP	0.266	0.369	-	-
253	GaAs	0.286	0.305	0.004	0.013
229	GaAs	0.256	0.333	0.006	0.040
109	GaAs	0.367	0.626	0.010	0.013

Литература

1. F. Capotondi, G. Biasiol, D. Ercolani *et al.*, Thin Solid Films, **484**, 400 (2005).
2. G.B. Galiev, I.S. Vasil'evskii, S.S. Pushkarev *et al.*, J. Cryst. Growth, **366**, 55 (2013).

**ИССЛЕДОВАНИЕ МНЕМТ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ С КАНАЛОМ $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$,
ВЫРАЩЕННОЙ МЕТОДОМ МЛЭ НА ПОДЛОЖКЕ GaAs, С ПОМОЩЬЮ
ПОСТРОЕНИЯ КАРТ ОБРАТНОГО ПРОСТРАНСТВА**

О.А. Рубан¹, А.Н. Алешин¹, А.С. Бугаев¹, М.А. Ермакова²

¹Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН
117105 г. Москва, Нагорный проезд, дом 7, стр 5, e-mail: iuhferas2010@yandex.ru

²Научно-исследовательский центр по изучению свойств поверхности и вакуума
Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии
119421 г. Москва, ул. Новаторов, дом 40/1, e-mail: fgupnicpv@mail.ru

В работе была исследована МНЕМТ гетероструктура, выращенная на вицинальной поверхности подложки GaAs с ориентацией (001) с углом отклонения 2° . Гетероструктура была выращена на установке МЛЭ RIBER 32P. Гетероструктура состояла из активных слоев InAlAs/InGaAs/InAlAs с содержанием индия в канальном слое 40%. Именно такой НЕМТ с содержанием индия 30 - 40% в канале InGaAs позволяет получать компромиссное решение, как по частотным, так и по мощностным характеристикам [1 - 6]. Для создания канального слоя с высокой степенью релаксации использовался 6-ти ступенчатый ММ-буфера с толщиной каждого слоя 0.2 мкм, содержащий инверсную ступень.

Рентгеновская съемка была выполнена с помощью рентгеновского дифрактометра Bruker d8 discover в трех- и двухосевой геометрии. Снятые карты обратного пространства приведены на рис. 1.

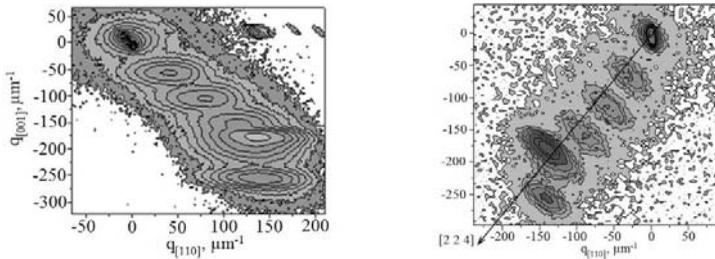


Рис. 1. Карты обратного пространства для симметричного отражения 004 при азимутальном угле 90° - слева и для асимметричного отражения 224+ при азимутальном угле 0° - справа

На рис. 2 представлена зависимость h (смещение интерференционного максимума) от мольной доли InAs. Расчет величины h вели с учетом поправки, учитывающей азимутальный угол наклона для данного азимута. Зависимость $h(\text{InAs})$ имеет минимум в области значений $\text{InAs} = 0.4$, что соответствует высокотемпературному барьерному слою постоянной кон-

центрации. Наличие такого минимума ясно указывает на более высокую степень релаксации решетки этого элемента конструкции гетероструктуры (следовательно, и более высокое совершенство его кристаллического строения) по сравнению со всеми другими слоями.

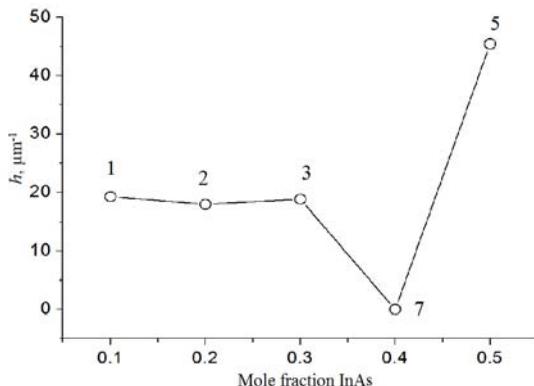


Рис. 2. Зависимости угла отклонения положения рентгеновского максимума h от оси [224] от содержания InAs в соответствующих элементах конструкции гетероструктуры. Номера слоев соответствуют порядку роста. 1-5 буферные слои с содержанием InAs от 0.1 до 0.5, соответственно, 7 высокотемпературный барьерный слой

Таким образом, данное экспериментальное исследование подтверждает перспективность введения инверсной ступени в метаморфный буфер ступенчатого типа, а также правильность выбора всей конструкции ММ-буфера и МНЕМТ гетероструктуры в целом.

Литература

1. M. Zaknourne, M. Ardouin, Y. Cordier, S. Bollaert, B. Bonte, D. Theron. IEEE Electron Device Lett., 24, 724 (2003).
2. M. Boudrissa, E. Delos, C. Gaquiere, M. Rousseau, Y. Cordier, D. Theron, J.C. Jaeger. IEEE Trans. Electron Devices, 48, 1037 (2001).
3. S. Bollaert, Y. Cordier, V. Hoel, M. Zaknourne, H. Happy, S. Lepilliet, A. Cappy. IEEE Electron Device Lett., 20, 123 (1999).
4. Sung-Won Kim, Kang-Min Lee, Sae-Hak Lee, Kwang-Seok Seo. IEEE Electron Device Lett., 26, 787 (2005).
5. А.С.Бугаев, Г.Б.Галиев, П.П.Мальцев, С.С.Пушкарёв, Ю.В.Фёдоров. НМСТ, 10, 14 (2012).
6. V.A. Kulbachinskii, N.A. Yuzeeva, G.B. Galiev, E.A. Klimov, I.S. Vasil'evskii, R.A. Khabibullin, D S Ponomarev. Semicond. Sci. Technol., 27, 035021 (2012).

ГЕТЕРОФАЗНЫЕ РАВНОВЕСИЯ В СИСТЕМЕ GaInPAsBi

М.Л. Лунина

Южный научный центр РАН,
344006, г. Ростов-на-Дону, улица Чехова, дом 41, e-mail: marinaschaz@mail.ru

Многокомпонентные твердые растворы на основе соединений $A^{III}B^V$, содержащие висмут, представляют интерес в качестве материалов для фотоприемных излучательных устройств в видимом и ИК-диапазонах спектра [1]. К таким материалам, в частности, относятся твердые растворы GaInPAsBi. Однако получение этих твердых растворов сопряжено с рядом трудностей: наличие обширной области несмешиваемости, узкий коридор значений переохлаждения, необходимого для эпитаксиального роста из жидкой фазы, вероятность формирования нестехиометрических составов. Использование гетероструктур на основе соединений $A^{III}B^V$ в электронных приборах различных типов представляет повышенные требования к их структурному совершенству и стабильности. Одним из наиболее разработанных методов получения полупроводниковых гетероструктур является жидкофазная эпитаксия [2].

В настоящей работе проведен расчет ширины запрещенной зоны E_g и условий изопериодического замещения твердого пятикомпонентного раствора GaInPAsBi/GaP. Для расчета использованы уравнения фазового равновесия «жидкость-твердое» в приближении регулярных растворов. Результаты расчетов приведены на рис 1.

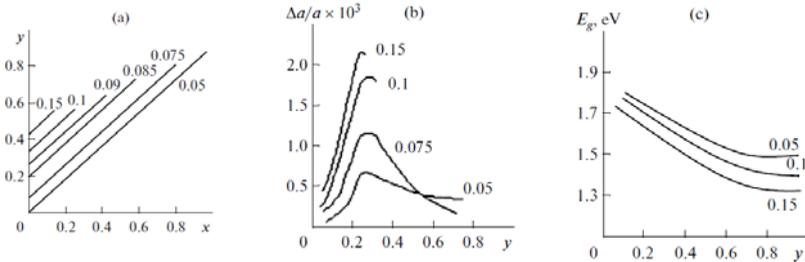


Рис. 1. Гетеросистема GaIn x As y P $_{1-y}$ Bi: а) изопериодные линии; б) относительное решеточное рассогласование; в) ширина запрещенной зоны

Наличие в твердом растворе висмута в концентрациях, отвечающих пределу его растворимости, приводит к незначительному сдвигу линий в сторону увеличения параметра a . Соответственно, рост содержания Bi обуславливает увеличение относительного решеточного рассогласования

- $\Delta a/a=0$ при $x_{\text{Bi}}^{\text{S}} = 0,05$ мол. доли до значений $\Delta a/a=0,0022$ при $x_{\text{Bi}}^{\text{S}}=0,15$ мол. доли (см. рис.1,б). Энергия запрещенной зоны находилась в пределах $1,46 \div 1,85$ эВ.

Проведен расчет спинодальных изотерм и областей несмешиваемости в твердых растворах GaInPAs/GaP и GaInPAsBi/GaP. Расчеты показали, что область несмешиваемости при температурах эпитаксии попадает широкий диапазон составов твердых растворов, изопериодных подложкам бинарных соединений (см. рисунок 2). Результаты получены при содержании висмута $x=0,15$. Цифры на рисунках соответствуют следующим температурам: 1 - $T=1153$ К, 2 - $T=1183$ К, 3 - $T=1243$ К.

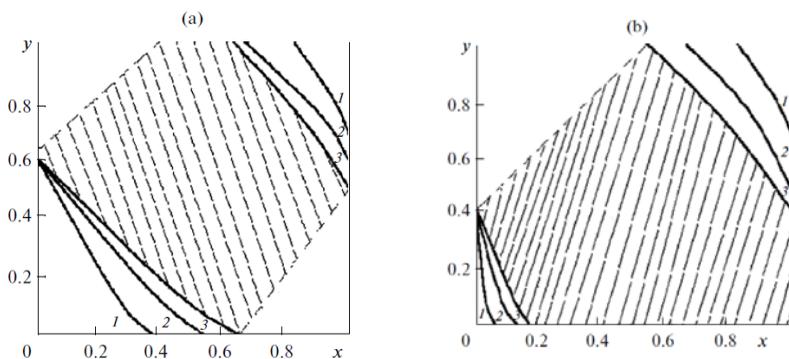


Рис. 2. Области несмешиваемости (заштрихованы) и изотермы спинодали GaInPAs (а); Области несмешиваемости (заштрихованы) и изотермы спинодали GaInPAsPBi (б)

Показано, что система с висмутом имеет гораздо меньшую область существования твердых растворов, а тангенс угла наклона изотерм спинодали гораздо выше, чем для систем GaInPAs-GaP. Расчеты показали, что при снижении температуры ширина области существования твердых растворов уменьшается в соответствии со значениями мольных функций смещения компонентов в твердой фазе.

Литература

1. V.V. Kuznetsov et al. Russian Journal of Physical Chemistry A. **85**, 2062 (2011).
2. D.L. Alfimova et al. Inorganic Materials. **50**, 113 (2014).

**ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И ПРОЦЕНТНОГО СОДЕРЖАНИЯ
Al, Ga, O И N В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ AGAN/GAN МЕТОДОМ ВИМС**

К.Л. Енишерлова^{1*}, В.В. Сарайкин², Ю.А. Концевой¹, С.В. Миллер¹

¹ОАО «НПП» Пульсар»

Окружной проезд 27, 105187, г. Москва, e-mail: Enisherlova@pulsarnpp.ru

²ФГУП НИИ Физических проблем им Ф.В. Лукина

Зеленоград, 4 Западный проезд, д. 5

Целью данной работы было исследование распределения и определения мольного содержания алюминия и галлия, а также распределения кислорода в стандартных гетероструктурах, широко используемых в технологии НЕМТ- транзисторов.

Исследовались три гетероструктуры, выращенные как отечественными, так и зарубежными фирмами методом МOCVD на подложках из сапфира и карбида кремния; в качестве барьерного слоя выступал нелегированный слой AlGaN с мольным содержанием Al по данным изготовителя: 0.26 (две структуры) и 0.3 (одна структура) с толщинами 200-240 Å; в качестве буферного - слой GaN толщиной 2-3 мкм; в качестве верхнего нелегированного слоя две структуры с мольным содержанием Al = 0,26 имели слой i-GaN толщиной 15-20 Å.

Послойный элементный анализ структур проводился методом ВИМС на установке Cameca IMS 4f, в качестве ионного пучка использовались ионы Cs⁺ с энергией 5,5 кэВ. Измерение профиля проводилось дважды: в первом случае с прохождением всех эпитаксиальных слоев, во втором случае - до глубины 50-60 нм. Для определения концентрации свободных носителей заряда в канале двумерного газа и определения глубины залегания канала 2DEG использовался метод измерения C-V-характеристик.

Для определения мольного содержания алюминия использовался метод калибровки элементов гетероструктуры, основанный на измерении кластерных вторичных ионов CsAl⁺ и CsGa⁺ с целью уменьшения влияния матричного эффекта и с учетом изотопного содержания Ga. Для верификации применимости методики содержания Al в слое Al_xG_(1-x)GaN, анализируемые структуры параллельно исследовались методом рентгеновской дифрактометрии. В частности, снимались дифракто-граммы с двух анализируемых методом ВИМС гетероструктур с мольным содержанием Al по данным изготовителя (фирма Cree) 0.26 и 0.3. Такой совместный анализ с использованием методов ВИМС и рентгеновской дифрактометрии показал, что для данных структур сохраняется линейная зависимость отношения: CsAl⁺/GsGa⁺ ≈ X/(1-X) [1] и что величина «X», в данном случае, может быть определена по формуле:

$$X_{Al}(\%) = 100CsAl^+ / (CsGa^+ (0,36 - CsAl^+ / GsGa^+),$$

где значения токов кластерных ионов $CsAl^+$ и $CsGa^+$ измеряются, соответственно, в каждой точке профиля.

На рис.1 показаны распределения процентного содержания алюминия и галлия по глубине в рабочих слоях в одной из анализируемых гетероструктур, построенные на основании расчетов распределения интенсивностей сигнала линий кластерных ионов $CsAl^+$ и $CsGa^+$. На вставке рис.1 показаны распределение и толщины слоев данной структуры, заявленные изготовителем. Видно, например, что толщина и расположение слоя AlN (спейсер, 0,7нм) не совпадают с заявленными изготовителем значениями. На рис.1 также показано распределение концентрации носителей заряда по глубине, определенное методом C-V-характеристик, что позволяет сопоставить положение канала двумерного электронного газа и распределение мольного содержания таких основных элементов матрицы, как галлий и алюминий.

Исследования также показали разную «насыщенность» кислородом тонких приповерхностных слоев (1,5 - 3,0 нм) гетероструктур с приповерхностным слоем i-AlGaN и верхним нелегированным слоем i-GaN. Для структур с верхним слоем i-GaN интенсивность сигнала при измерении методом ВИМС была в 5-6 раз ниже, чем для структур без верхнего слоя с i-GaN.

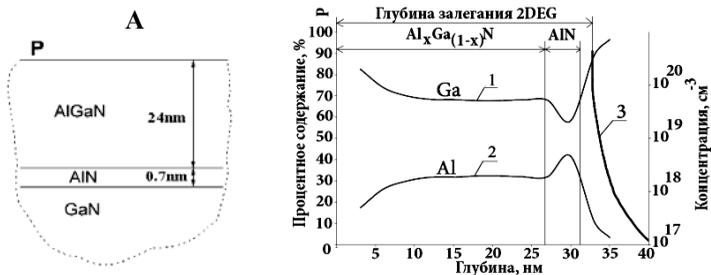


Рис.1. Кривые 1 и 2 - процентное содержание Al и Ga в барьерном слое AlGaN; кривая 3 - концентрация электронов в слое 2DEG; А - последовательность и толщины слоев в гетероструктуре по данным изготовителя; Р - рабочая поверхность анализируемых гетероструктур

Проведенные исследования показали, что метод ВИМС реально позволяет проанализировать все особенности слоевого распределения элементов в слоях гетероструктур AlGaN/GaN и - определять количественно содержание основных элементов алюминия и галлия в матрице.

Литература

1. М.Н. Дроздов и др. Известия РАН. Серия физическая, Том 76, № 2, с 250-254, (2012).

АППАРАТУРА ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ «КАРТ» ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ AlGAN

Ю.А. Концевой^{1,2}, М.Е. Гусев¹, Ю.В. Колковский^{1,2}, А.Г. Мордовский¹, Е.Ф. Певцов²

¹ОАО «НПП» Пульсар»
Окружной проезд 27, 105187, г. Москва, e-mail: kontsevov@pulsarnpp.ru
²МГТУ МИРЭА
119454, г. Москва, Проспект Вернадского, дом 78

Цель данной работы - разработка аппаратуры для построения карт желтой фотолюминесценции в гетероструктурах AlGaIn/GaN/SiC и AlGaIn/GaN/Al₂O₃, и исследование распределения фотолюминесценции по площади гетероструктур с высокой разрешающей способностью.

Желтая фотолюминесценция непосредственно связана с глубокими ловушками в запрещенной зоне слоев GaN и на границах раздела слоев AlGaIn и GaN [1]. В этой работе было показано, что в эпислоях GaN-HEMT на рис.1, (кривая "а") в структурах возникает сильная "желтая" люминесценция. Она концентрируется в GaN-буфере эпислоев GaN-HEMT и связана с вакансиями Ga и примесями углерода, которые способствуют образованию глубоких ловушек для электронов. В этой работе были изменены условия роста эпислоев, которые привели к уменьшению желтой люминесценции (рис.1, кривая "б"). Это привело к росту быстродействия GaN HEMT.

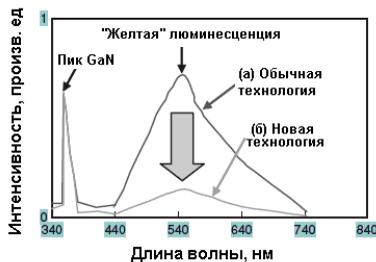


Рис.1. Фотолюминесценция в эпислоях GaN-HEMT

Наличие желтой люминесценции непосредственно связано с уменьшением надежности GaN СВЧ транзисторов. Долговременные испытания при 100°C коррелируют с результатами фотолюминесцентных измерений и показывают положительные результаты при использовании GaN-буфера. В работе [2] была установлена связь между желтой катодолюминесценцией и удельным сопротивлением омических контактов в GaN HEMT. В зависимости от уровня желтой катодолюминесценции сопротивление омических контактов могло изменяться в 50 раз.

Схема разработанной нами аппаратуры приведена на рис.2.

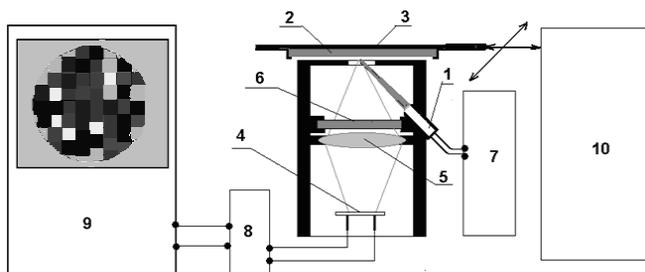


Рис. 2. Аппаратура для построения карт «желтой» фотолюминесценции

Здесь: 1 – УФ светодиод; 2 – исследуемая пластина с гетероструктурой AlGaIn/GaN/SiC; 3 – зеркало; 4 – кремниевый фотодиод; 5 – стеклянная линза; 6 – светофильтр, выделяющий диапазон длин волн, соответствующий «желтой» фотолюминесценции; 7 – блок питания УФ светодиода; 8 – усилитель тока фотодиода; 9 – компьютер; 10 – блок «Х-У» сканирования. Аппаратура позволяет по заданной программе проводить построение карт фотолюминесценции с разрешающей способностью, меняющейся от 10x10 пикселей до 100x100 пикселей на пластинах диаметром 50 мм или 75 мм.

В докладе приведены карты фотолюминесценции на гетероструктурах AlGaIn/GaN/SiC и AlGaIn/GaN/Al₂O₃. В качестве примера на рис.3 приведены две карты фотолюминесценции, снятые на гетероструктурах AlGaIn/GaN/SiC.

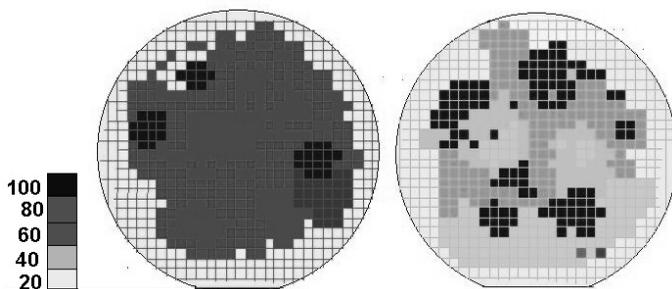


Рис. 3. Карты желтой фотолюминесценции гетероструктур

Литература

1. Saarinen K., Laine T., Kuisma S. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V.79. P. 3030–3033.
2. Ponce F.A., Bour D.P., Gotz W. and Wright P.J. // Appl. Phys. Lett.

**ОСОБЕННОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОВОДЯЩИХ НАНООБЪЕКТОВ В
СКАНИРУЮЩЕЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩЕЙ МИКРОСКОПИИ.**

** И.В. Сагунова, В.И. Шевяков*

Национальный исследовательский университет «МИЭТ»
124498, г. Москва, Зеленоград, проезд 4806, дом 5, e-mail: sagunova@list.ru

Сканирующая зондовая микроскопия обеспечивает исследование морфологии и модификацию свойств поверхности твердых тел с нанометровым разрешением.

Одним из ее методов, применяющим проводящие кантилеверы, позволяющим исследовать электрические свойства нанобъектов, является сканирующая электропроводящая микроскопия (СЭПМ) [1-2]. СЭПМ использует режим атомно-силовой микроскопии (АСМ) в контактной моде и реализует проведение совмещенных измерений топографии и исследования токов растекания на одном и том же участке проводящей поверхности исследуемого образца.

Однако как у нас в стране, так и за рубежом СЭПМ до настоящего времени не получила должного применения.

Показано, что в СЭПМ важным является использование проводящего кантилевера, обладающего оптимальными конструктивными параметрами (малым радиусом закругления острия иглы, повышенной жесткостью материала проводящего покрытия и др.). Представлено описание технологии создания эффективных кантилеверов со сверхтонким проводящим покрытием на основе W_2C с использованием импульсно-плазменного осаждения сверхтонких сплошных проводящих пленок на кремниевые кантилеверы.

В работе представлены сведения о методиках проведения измерений. Отмечено, что при исследовании нанобъектов на основе СЭПМ обязательен предварительный анализ качества проводящих кантилеверов, а при проведении измерений первоначально обязательна процедура определения минимально необходимого усилия прижатия кантилевера к исследуемой поверхности для обеспечения тесного контакта, характеризуемого линейной ВАХ. Показано, что имеет место корреляция требуемого усилия прижатия проводящего кантилевера с твердостью материала и толщиной проводящего покрытия кантилевера.

Приведен ряд примеров, иллюстрирующих функциональные возможности СЭПМ в установлении уровня электропроводности наноразмерных элементов, в исследовании наноструктуры материала проводящих покрытий, в количественном определении проводимости нанобъектов.

В частности, приведены результаты исследования проводящих свойств одиночных латерально расположенных нанотрубок. Объекты представляли собой золотые макроконтакты, соединенные с золотыми микрополосками, содержащими подслоем никеля, на торцах которого тер-

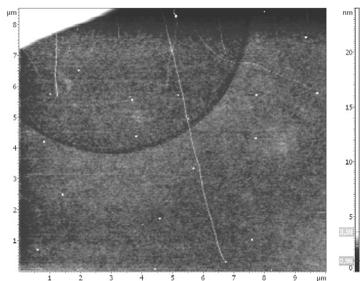


Рис.1 АСМ изображение края микрополоски с нанотрубками

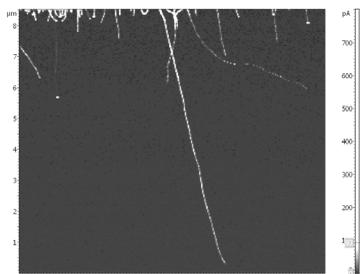


Рис.2 Картина растекания тока на участке с нанотрубками

мическим пиролизом углеводородов были выращены углеродные нанотрубки. На основе СЭПМ проводили исследование периферийных участков микрополосков при разности потенциалов между кантилевером и образцом, равной 0,5В.

На рис. 1 и 2 приведены атомно-силовое изображение нанотрубок и картина растекания тока на том же участке.

Показано, что достоинство СЭПМ связано с тем, что картина растекания тока в отличие от топографической несет в себе более полную информацию о морфологии поверхности нанобъектов. Это вызвано тем, что при получении АСМ изображения исследуемой поверхности имеет место эффект конволюции изображения, проявляющийся в значительном искажении АСМ изображений при сканировании поверхностей с неровностями рельефа или нанобъектами, меньшими величинами

радиуса кривизны игл кантилеверов. В СЭПМ данный паразитный эффект отсутствует.

Показано, что СЭПМ может быть с успехом использована также для исследования проводящих микрообъектов, в частности для выявления дефектов в многоуровневой металлизации СБИС с нанометровыми топологическими нормами (обрывов проводников и участков с повышенным сопротивлением).

Литература

1. V.I. Shevyakov et al., Russian Microelectronics, 41, 431 (2012).
2. I.V. Sagunova, V. I. Shevyakov et al., Semiconductors, 44, №. 13, 1709, (2010).

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ В МАГНИТНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ

^{*}Ю.Е. Высоких¹, С.Ю. Краснобородко¹, Ю.А. Чаплыгин², В.И. Шевяков²

¹ЗАО «НТ-МДТ»

124482, Москва, Зеленоград, Корпус 100, e-mail: vysokih@ntmdt.ru

²Национальный исследовательский университет «МИЭТ»

124498, Москва, Зеленоград, проезд 4806, дом 5, e-mail: shev@dtd.miee.ru

Сканирующая силовая микроскопия (ССМ) является мощным инструментом для комплексного изучения различных нанообъектов. Одним из наиболее востребованных и широко используемых методов ССМ является магнитно-силовая микроскопия (МСМ), позволяющая изучать магнитную структуру твердых тел с высоким пространственным разрешением.

Принцип МСМ основан на магнитном взаимодействии микромеханического зонда (кантилевера) с исследуемым образцом. По существу, МСМ представляет собой атомно-силовой микроскоп (АСМ), использующий кантилевер с магнитным покрытием. МСМ позволяет исследовать магнитную структуру широкого класса объектов с разрешением несколько десятков нанометров, однако существует ряд объективных факторов, негативно влияющих на качество МСМ изображений.

В работе представлен критический анализ таких факторов. Показано, что значительную погрешность на разрешение и качество получаемого МСМ изображения на макроуровне вносят: наличие электростатического заряда, скапливающегося на образце, наличие внешнего магнитного поля, приложенного к образцу, наличие адгезионного слоя на поверхности образца, внешние воздействия на элементы конструкции микроскопа: вибрация, акустические шумы, термодрейф и др.

На микроуровне в погрешность при получении реальной картины магнитного изображения весомый вклад вносят параметры магнитного кантилевера: тип кантилевера, материал магнитного покрытия кантилевера, его жесткость, толщина магнитного покрытия, и др. [1]. Существенный вклад в получаемое магнитное изображение наночастиц вносят методики проведения измерений. Нами показана эффективность использования трехпроходной методики, в которой исключено паразитное влияние действующих электростатических сил [2].

На рис.1-2 приведены АСМ и МСМ изображения наночастиц железа, размещенных на кремниевой подложке. Удалось зафиксировать однодоменные магнитные частицы размером ~ 45 нм.

Показано, что в ряде случаев при исследовании образцов, характерная магнитная структура которых малоизвестна, возникают сложности с выбором начальных условий сканирования и верификации полученных результатов.

В работе предложен способ предварительной оптической оценки магнитной структуры образца в магнитно-силовом микроскопе, что позволяет выбрать область сканирования на образце, увидеть магнитную структуру образца до взаимодействия с кантилевером. Суть метода связана с использованием эффекта вращения плоскости поляризации линейно поляризованного света под действием магнитного поля образца. Приведена схема регистрации оптического сигнала «на отражение», при этом особенностью предложения является возможность использования магнитооптики в оптической схеме.

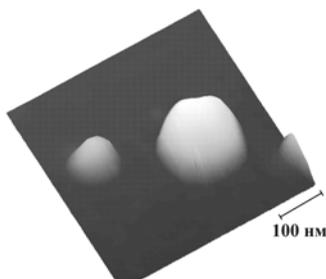


Рис. 1. АСМ изображение наночастиц железа, размещенных на кремниевой подложке

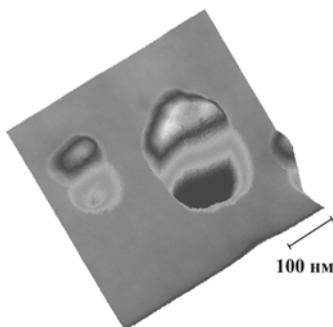


Рис. 2. МСМ изображение наночастиц железа, размещенных на кремниевой подложке

Литература

1. Чаплыгин Ю.А., Шевяков В.И., Российские нанотехнологии, Т.8, № 3-4, 50 (2013).
2. S.Yu. Krasnoborod'ko, A.B. Shubin, V.I. Shevyakov et al., Russian Microelectronics, **40**, 93 (2011).

**ОСНОВЫ ПРОЕКТИРОВАНИЯ МОЩНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ НА МУЛЬТИБАРЬЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ**

** В.А. Герзель, А.В. Верховцева, Н.М. Горшкова, В.С. Минкин, В.В. Павловский*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
125009, г. Москва, ул. Моховая 11, корпус 7, e-mail: vgergel@mail.ru

На основе предложенной ранее квазигидродинамической теории электронного дрейфа в сверхрешетках [1] построена обобщенная модель дрейфа электронов в мультибарьерных гетероструктурах с разновысокими энергетическими барьерами. Мультибарьерная гетероструктура рассматривается как последовательная совокупность элементарных ячеек, состоящих из узкозонного (легированного) и прилегающего к нему широкозонного (нелегированного) слоя. Причем в различных ячейках структуры значения соответствующих физических параметров могут существенно отличаться. Сначала рассматривается первая (по отношению к направлению электронного дрейфа) ячейка, в приконтактном узкозонном слое которой при заданной плотности тока, температура электронного газа близка к стационарному значению T_1 , отвечающему локальному энергобалансу джоулевого разогрева и терморелаксации. Величина T_1 в предположении темонжекционного механизма электропроводности на гетерогранице с первым широкозонным слоем позволяет определить падение напряжения на нем и соответствующее приращение плотности потока электронной температуры, поступающего в узкозонный слой второй элементарной ячейки. Величина теплового потока втекающего в узкозонный слой второй элементарной ячейки является своеобразным граничным условием для уравнения теплопроводности. Решение этого уравнения позволяет рассчитать электронную температуру на гетерогранице второй элементарной ячейки, падение напряжения на втором гетеробарьере и соответствующее приращение потока электронной температуры в узкозонный слой третьей ячейки и так далее до последней из них. Результирующая вольт-амперная характеристика (ВАХ) получается простым суммированием парциальных напряжений со всех ячеек. Предложенный алгоритм реализует известную концепцию так называемого «зонного инжиниринга», позволяя целенаправленными вариациями физических параметров элементарных ячеек оптимизировать результирующую ВАХ структуры применительно к требованиям конкретных технических приложений. В качестве примера реализации предложенного алгоритма приведены ре-

зультаты расчета ВАХ двухбарьерной гетероструктуры GaAs/Al_xGa_{1-x}As (рис.1, 2), в которой высота второго барьера равна удвоенной величине высоты первого $\Delta_2=2\Delta_1=0,25; 0,22; 0,2\text{эВ}$, а уровень легирования первого узкозонного слоя ($3 \times 10^{17} \text{см}^{-3}$) в три раза меньше, чем во втором (10^{18}см^{-3}). Такая упрощенная двухбарьерная гетероструктура при $\Delta_2=0,25 \text{эВ}$ может быть с успехом использована для генерации высокочастотного электромагнитного излучения. Напротив, при сравнительно малых значениях $\Delta_2 \sim 0,18 \text{эВ}$ отрицательное дифференциальное сопротивление исчезает, а ток резко увеличивается. Такого рода асимметричная гетероструктура при не слишком высоких барьерах может оказаться весьма перспективной и для создания так называемой «АШВВ - схемотехники», а именно создания высокочастотных выпрямляющих диодных элементов, а в перспективе и транзисторных, когда совершенствованием технологии травления и металлизации можно будет осуществить омический контакт к GaAs - слою второй элементарной ячейки.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 15-07-05912 а и № 15-07-06032 а.

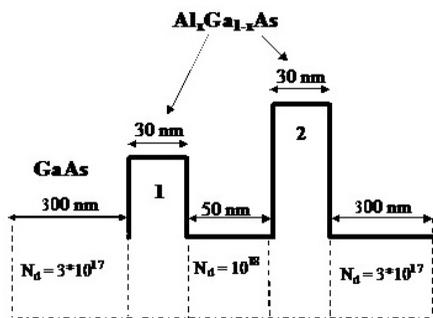


Рис. 1. Структура двухбарьерной гетероструктуры GaAs/Al_xGa_{1-x}As при X1 = 0,1; 0,11; 0,125; X2 = 0,2; 0,225; 0,25

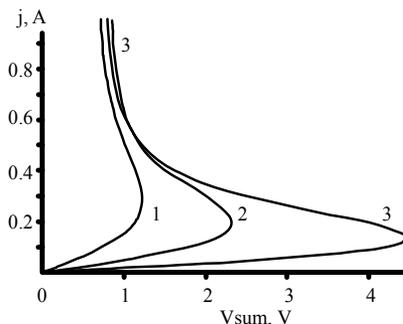


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика двухбарьерной гетероструктуры GaAs/Al_xGa_{1-x}As, которая рассчитана используя предложенный метод. Δ - высота энергетических барьеров, S = 10x10 мкм²
 кривая (1) Δ₁ = 0,1 эВ; Δ₂ = 0,2 эВ,
 кривая (2) Δ₁ = 0,11 эВ; Δ₂ = 0,225 эВ,
 кривая (3) Δ₁ = 0,125 эВ; Δ₂ = 0,250 эВ

Литература

1. В.А.Гергель, А.В.Верховцева, Н.М.Горшкова и др. Аналитическая модель механизма электрической неустойчивости в мультибарьерных гетероструктурах с туннельно-непрозрачными барьерами //ФТП, 2014, том 48, выпуск 4, с. 481-486.

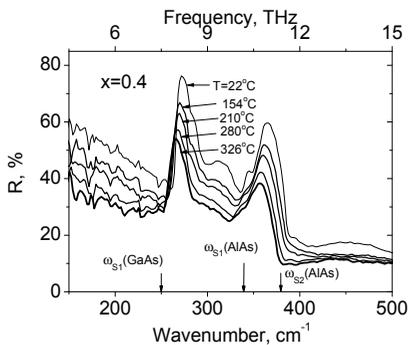
ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ТЕРАГЕРЦЕВОМ ДИАПАЗОНЕ НА ЧАСТОТАХ ПЛАЗМОН-ФОНОНОВ В $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

К. Пожела

Институт физики полупроводников Центра физических и технологических наук,
Литва, 01108 г. Вильнюс, Улица Гоштауто, дом 11, e-mail: kpozela@pfi.lt

Рассмотрены возможности выделения терагерцевого (ТГц) излучения заданной частоты с высоким уровнем когеренции из некогерентного теплового излучения $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Экспериментально показано, что гладкая (без дифракционных направляющих) плоская поверхность нагретых пластин AlGaAs излучает непрерывное направленное ТГц излучение на частотах связанных колебаний поверхностных плазмон-фононов.

В настоящей работе для регулирования эмиссии, отражения и пропускания теплового излучения через поверхность горячего полупроводника в вакуум рассмотрен путь, основанный на базе использования особенностей диэлектрической функции на границе раздела полупроводник-вакуум. Диэлектрическая функция имеет ярко выраженные особенности в области частот, которые для полупроводников A^3B^5 лежат в 3-15 ТГц диапазоне. Следовательно, спектр и интенсивность термостимулированного излучения управляются параметрами диэлектрической функции материала.



Измерения спектра отражения и эмиссии ТГц излучения нагретых пропусканием тока до 100-300°C плоских пластин GaAs и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ выполнены на ИК Фурье спектрометре (Nicolet 8700). Температура окружающей среды была $T_0 = 20^\circ\text{C}$. На рис.1 показаны спектры отражения ТГц излучения, от пластины AlGaAs .

Рис. 1. Спектры отражения ТГц излучения при различных температурах нагрева образцов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}$, $x=0.4$

Можно видеть, что спектр отражения тройного соединения $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ определяется разделным вкладом бинарных GaAs - и AlAs -мод

фононных осцилляций. Два максимума $R(\omega_T)$ соответствуют частотам колебаний поперечных оптических фононов в объеме бинарных соединений GaAs и AlAs, соответственно.

На рис.2 показаны спектры эмиссии термостимулированного излучения из $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$. Хорошо наблюдаются два пика эмиссии на частотах двух мод поверхностных колебаний плазмон-фононов. Частоты пиков совпадают с частотами экспериментально наблюдаемыми минимумами отражения.

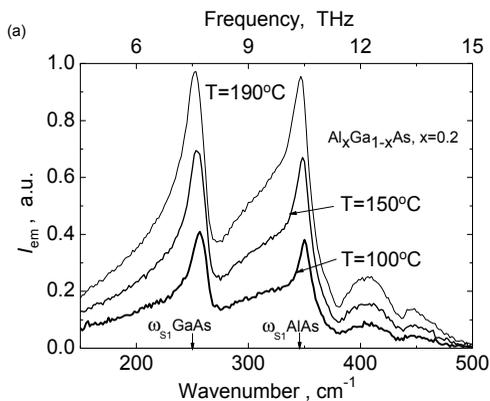


Рис. 2. Спектры термостимулированной эмиссии ТГц излучения образца $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$

Экспериментально наблюдаются пики ТГц излучения с частотами поверхностных фононов, направленного перпендикулярно к плоскости поверхности полупроводника, выявленные из теплового некогерентного излучения нагретого $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ кристалла. Частоты ППФ определяют окна селективного пропускания теплового излучения горячего тела через границу раздела кристалл - воздух.

Важно отметить, что частоту ППФ можно регулировать путем изменения плотности свободных электронов в кристалле. Тем самым можно задавать нужные частоты эмиссии излучения.

Литература

I. K. Pozela, E. Sirmulis, I. Kasalynas, A. Silnas, J. Pozela, and V. Juciene. Appl. Phys. Lett. Vol. 105, p.091601 (2014).

ОСОБЕННОСТИ РЕЖИМОВ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ СУБТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫМИ ДИОДНЫМИ НАНОСТРУКТУРАМИ В ОТСУТСТВИИ И ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНЕГО СМЕЩЕНИЯ

И.П. Казаков, А.Л. Карузский, Ю.А. Митягин, В.Н. Мурзин,
А.В. Пересторонин, С.С. Шмелёв*

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Ленинский пр. 53, 119991, Москва, e-mail: karuz@sci.lebedev.ru

Переход в область суб-ТГц и ТГц частот открывает новые возможности в информатике, системах связи, радиовидении и интроскопии, молекулярной спектроскопии, астрофизике, медицине, биологии и др. Использование в качестве активного нелинейного элемента наноструктур, например, сильно легированных сверхрешёток, в диапазоне суб-ТГц и ТГц частот оказывается более эффективным в сравнении с обычно применяемыми в высокочастотной микроэлектронике полупроводниковыми элементами типа диодов Шоттки (ДШ) или лавинно-пролётных диодов [1]. Создание эффективных приборов и устройств, работающих в суб-ТГц и ТГц области, относится к числу актуальных нерешенных задач современного приборостроения. Центральное место занимает проблема исследования высокочастотных свойств резонансно-туннельных диодных (РТД) наноструктур, обладающих рекордно малыми временами внутренних электронных процессов [2]. Чрезвычайно важным является построение адекватной квантовой теории [3,4], позволяющей количественно анализировать, в том числе, особенности выпрямления и детектирования высокочастотного электромагнитного поля в РТД наногетероструктурах.

В работе проанализированы схемотехнически и исследованы экспериментально закономерности процессов выпрямления и детектирования в одноямных и двухямных РТД в широком диапазоне ГГц и суб-ТГц частот. Наибольшее внимание уделено возможностям реализации выпрямления и детектирования высокочастотного поля в РТД в условиях отсутствия внешнего напряжения смещения - в режиме, который является обычным режимом работы амплитудных СВЧ детекторов [5], позволяющим упростить конструкцию за счет отсутствия питания и значительно улучшить шумовые характеристики детектирующего устройства. Рассмотрены особенности реализации такого режима в случае одноямных РТД с разной толщиной барьеров, а также в случае двухямных РТД различной конфигурации. Двухямные РТД структуры, согласно теоретическим оценкам, характеризуются значительно большей величиной второй производной тока по напряжению в ВАХ (более чем на порядок) по сравнению с одноямными РТД при сравнимых суммарных толщинах барьеров [4,6].

С помощью эквивалентных схем выполнен анализ [5] характеристик двухямных РТД в режимах ненагруженного и нагруженного детектора, в отсутствии и при наличии внешнего смещения. Экспериментально исследованы процессы выпрямления субтерагерцовых волн в одноямных и двухямных РТД в диапазоне 0.0013 - 0.13 ТГц. При внешнем напряжении смещения зарегистрирована высокая детектирующая способность трёхбарьерных РТД ($f \sim 10$ ТГц, $T \sim 5$ К) на уровне СВЧ детекторов на основе ДШ, уменьшающаяся с ростом температуры для мезаструктур с площадью 16×16 и 8×8 мкм² [6,7]. В структурах с малым диаметром мез 2×2 мкм² зарегистрирована высокая чувствительность вплоть до комнатных температур в отсутствии внешнего смещения [6,7]. Для оценки добавки ВАХ за счет детектирования неравновесных тепловых СВЧ-фотонов исследованы температурные изменения ВАХ РТД в условиях нагрева и охлаждения газообразного гелия в криостате.

С учётом относительно высокой детектирующей способности в условиях отсутствия внешнего смещения на РТД с меньшей площадью мез и слабое детектирование в случае РТД с большей площадью мез рассмотрена возможность управления поведением второй производной ВАХ, с целью достижения максимальной чувствительности РТД-детекторов при выбранном напряжении внешнего смещения. Управление нелинейной характеристикой может быть осуществлено путем изменения геометрических параметров мезаструктуры с учетом специфики процессов литографии, выбора рабочей температуры, изменения толщины и состава слоев структуры (см. рис.1). РФФИ (14-02-00658).

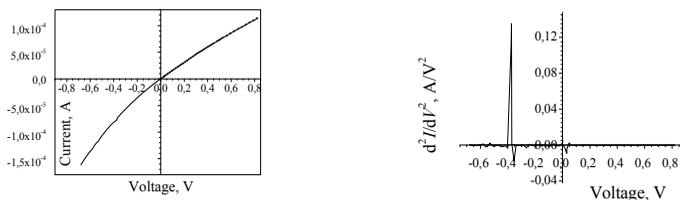


Рис.1. ВАХ и её вторая производная для ТБРТД при отсутствии воздействия излучения СВЧ мощности. $T=300$ К, меза 2×2 мкм²

Литература

1. Д.Г. Павельев и др., ФТП, т.46(1), с.125-128 (2012).
2. T.C.L.G. Sollner et al., The Lincoln Laboratory Journal, V.1, №1, p.89-106 (1988).
3. В.Ф. Елесин, ЖЭТФ, т.116(2), с.704 (1999), т.121(4), с.925 (2002), т.127(1), с.131 (2005).
4. С. А. Савинов и др., Вестник НИЯУ «МИФИ», 2014, т. 3, № 2, с. 210-218.
5. К.А. Смогилев и др., Радиоприемники СВЧ. М.: Воениздат. 1967. 556 с.
6. А.Л. Карузский и др., Вестник НИЯУ «МИФИ», 2012, т. 1, № 2, с. 146-154.
7. А.А. Алексанян и др., Вестник НИЯУ «МИФИ», 2014, т. 3, № 6, с. 671-679.

**НОВОЕ СЛАБОЗАТУХАЮЩЕЕ
РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ПЛАЗМЕННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ
В ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ**

П.А. Гусихин^{1,2}, В.М. Муравьёв^{1,2}, И.В. Андреев^{1,2}, И.В. Кукушкин^{1,2}

¹Институт физики твердого тела РАН
142432, г.Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, дом 2,
e-mail: gusikhin@issp.ac.ru

²ООО «Терасенс Девелопмент Лабз»
142432, г.Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, дом 2,
e-mail: pavel.gusikhin@terasense.ru

Плазменные волны в полупроводниковых двумерных электронных системах (ДЭС) привлекают интерес исследователей на протяжении десятилетий [1]. Такой интерес вызван, в первую очередь, тем, что эти возбуждения легко перестраиваются при помощи изменения концентрации носителей заряда или при приложении магнитного поля. Кроме того, скорость плазмонов может достигать значений $v = c/10$, при этом фундаментальная плазменная мода в структурах с микрометровым размером находится в терагерцовом частотном диапазоне. Однако затухание плазменных возбуждений в ДЭС определяется временем релаксации носителей заряда, ограничивая до настоящего времени исследование плазменных волн низкими температурами или дальним инфракрасным частотным диапазоном.

Описанные выше ограничения можно обойти при гибридизации плазмона с электромагнитной волной. То есть, при возникновении плазмон-поляритонного возбуждения. При этом энергия возбуждения перераспределяется из ДЭС в окружающую среду. Эффективная гибридизация происходит в области пересечения дисперсий света и плазмонов. В этом случае стандартный электростатический подход перестаёт работать, и центральную роль начинают играть не очень хорошо изученные эффекты запаздывания [2-4].

Другим важным эффектом является учёт релятивистских эффектов в Максвелловской релаксации зарядов в электронной системе. В ДЭС релаксация происходит с эффективной скоростью $2\pi\sigma_{2D}$, где σ_{2D} - двумерная проводимость. При достаточно низком сопротивлении (меньше 188 Ом на квадрат) эта величина превышает скорость света. В этом случае характер Максвелловской релаксации меняется, что должно приводить к интересным, ранее неизученным эффектам [5].

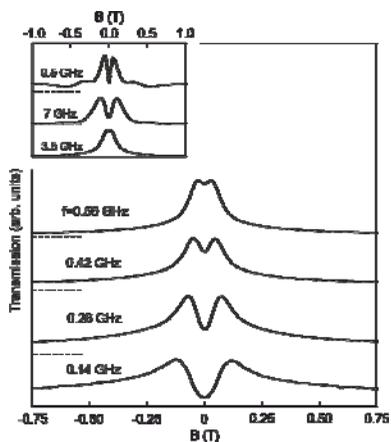


Рис.1. Магнитополые зависимости пропускания для различных частот микроволнового излучения

Резонансное возбуждение плазмона детектировалось с помощью трёх независимых методик: разогрев ДЭС, пропускание затвора и схема спаренных резонаторов.

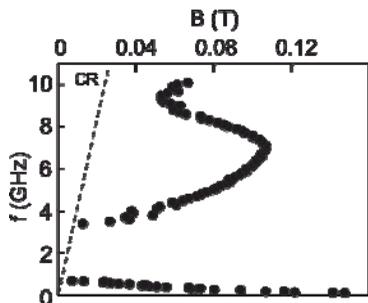


Рис. 2. Две ветви магнитодисперсионной зависимости плазменного возбуждения

Мода возбуждается и в области низких частот $\omega\tau < 1$ (τ - время релаксации носителей заряда), где ранее изученные плазменные возбуждения сильно затухают. Мы демонстрируем, что новая плазменная мода имеет необычное пространственное распределение электромагнитного поля. Также, мы показываем, что плазменная мода

В данном исследовании мы докладываем об изучении слабо затухающего плазменного возбуждения, возникающего в ДЭС в режиме большой проводимости $2\pi\sigma_{2D} > c$. Плазменная мода наблюдалась в ДЭС на основе AlGaAs/GaAs гетероструктур. Плотность в различных образцах менялась в диапазоне от $1.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $4.4 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Мода возбуждалась в полоске ДЭС металлическим затвором, расположенным на чипе поверх ДЭС.

Мы показываем экспериментально, что наличие металлического затвора над ДЭС является определяющим фактором возбуждения плазменной моды. Электронная плотность в ДЭС, приложенное перпендикулярное магнитное поле, геометрия затвора и его расстояние до ДЭС сильно влияют на дисперсию плазменной моды и её ширину.

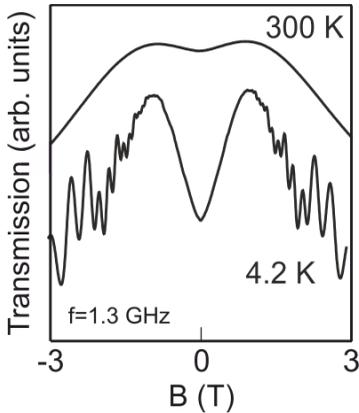


Рис.3. Магнитополевые зависимости пропускания образца с электронной плотностью $n = 44 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, при температурах $T = 4.2 \text{ К}$ и $T = 300 \text{ К}$

наблюдается вплоть до температуры 300 К. Использование новой плазменной моды в современных устройствах плазмоники потенциально может устранить существующие температурные ограничения и заложить основы для новых высокотемпературных микроволновых и терагерцевых приложений [6].

Литература

1. S.J. Allen, Jr., D.C. Tsui, and R.A. Logan "Observation of the Two-Dimensional Plasmon in Silicon Inversion Layers Phys. Rev. Lett. **38**, 980-983 (1977).
2. I.V. Kukushkin, J.H. Smet, S.A. Mikhailov, D.V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W.Wegscheider, "Observation of Retardation Effects in the Spectrum of Two-Dimensional Plasmons Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).
3. V.M. Muravev, I.V. Andreev, I.V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche "Observation of Hybrid Plasmon-Photon Modes in Microwave Transmission of Coplanar Microresonators Phys. Rev. B **83**, 075309 (2011).
4. V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, I.V. Andreev, and I.V. Kukushkin "Ultrastrong Coupling of High-Frequency Two-Dimensional Cyclotron Plasma Mode with a Cavity Photon Phys. Rev. B **87**, 045307 (2013).
5. V.I. Fal'ko and D.E. Khmel'nitskii, "What if a film conductivity exceeds the speed of light?" Sov. Phys. JETP **68**, 1150-1152 (1989).
6. V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, I.V. Andreev, I.V. Kukushkin, "Novel Relativistic Plasma Excitations in a Gated Two-Dimensional Electron System," Phys. Rev. Lett. **114**, 106805 (2015).

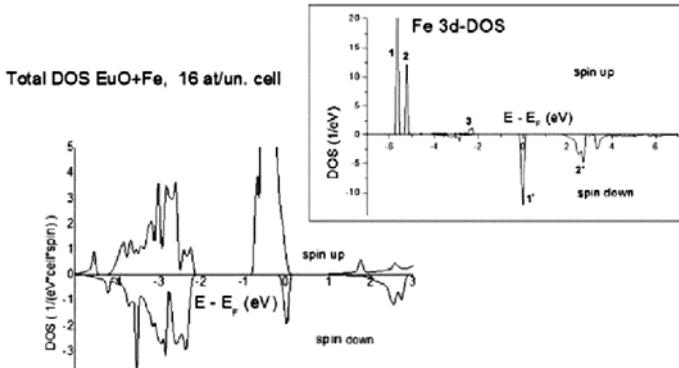
**ЭЛЕКТРОННАЯ ЗОННАЯ СТРУКТУРА СПИНТРОНИКА EuO/Fe:
ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ*****А.С. Борухович¹, О.В. Аношина¹, В.П. Жуков²***¹Российский гос. проф.- пед. университет
620012, Екатеринбург, ул. Машиностроителей, 11, a.s.bor@rsvpu.ru²Институт химии твердого тела УрО РАН
620990, Екатеринбург, ул.Первомайская, 91

Выполнен расчет электронной зонной структуры для рекордно высокоспинового полупроводникового материала EuO:Fe, способного служить спиновым инжектором при комнатных (и выше) температурах в устройствах спиновой электроники. Отвечающая этому условию концентрация примеси (легирующего элемента Fe) составляла от 6 до 12,5 ат.%, что соответствует реально возможной растворимости железа в монооксиде европия с образованием твердого раствора замещения. Использовался полнопотенциальный линейный метод присоединенных плоских волн (LAPW) с обобщенной градиентной аппроксимацией (GGA) обменно-корреляционного потенциала, позволяющий корректно учесть взаимодействие d-электронов примеси и f-электронов матрицы и действительно давший идентичную картину зонного спектра для обеих концентраций легирования. В частности, показано, что ширина запрещенной 2p - 5d-зоны в обоих случаях составляет порядка 3,2 эВ. Внутри ее располагается узкая 4f-полоса европия, включающая в себя 2dt2g-электронные уровни железа, ширина которой составляет $\approx 0,9$ эВ. При этом расстояние 2p - 4f составляет 1,3 эВ, а интервал 4f - 5d (между потолком 4f-зоны и дном 5d-зоны проводимости европия) составляет менее 1,1 эВ. Иными словами, 4f-полоса европия относительно центра запрещенной p - d-зоны смещена в сторону больших энергий (в сторону дна 5d-зоны проводимости). Заметим, что именно этот интервал энергий часто интерпретируется в экспериментах по фотопроводимости EuO и в его твердых растворах в качестве "ширины запрещенной" зоны.

Проведенный расчет позволяет оценить спиновое состояние спинтроника. Так, при $T = 0$ К магнитный момент железа направлен антиферромагнитно по отношению к ферромагнитно упорядоченным магнитным моментам атомов европия. Это приводит к небольшому понижению общего магнитного момента ячейки EuO:Fe по сравнению с чистым (не легированным) EuO. При этом в интервале энергий примерно от 0,7 до 1,3 эВ в 5d зоне проводимости европия возможна 100% спиновая поляризация носителей заряда. Данные расчетов находятся в согласии с имею-

щимися экспериментальными магнитными, оптическими и резонансными (ЯГР) данными.

На приводимом ниже рисунке демонстрируются данные расчетов с учетом парциального вклада 3d-состояний железа.



Из него следует, что примесные d-электроны со спиновой проекцией “spin-down” образуют довольно узкие (локальные) уровни энергии, совпадающие с положением “spin-up” полосы 4f-электронов европия. Это является прямым указанием на осуществление d - f - обменного взаимодействия между электронами примеси и матрицы. Более того, само положение уровня Ферми композита указывает на осуществление в нем “индукционного эффекта” - частичный перенос электронной плотности 4f-состояний катионов Eu^{2+} на 3d-состояния примесного иона Fe^{2+} с образованием в структуре примесных кластеров с формулой $\text{Eu}_3+\text{Fe}+\text{O}$, повышенный магнитный момент центрального примесного атома которых при комнатных температурах, обусловлен также большим обменным расщеплением состояний ионов железа - порядка 5 эВ (рис. вставка).

Проведенное сопоставление результатов расчета электронной зонной структуры спинтроника $\text{EuO}:\text{Fe}$ с результатами его экспериментальных исследований указывает на корректный и оправданный выбор теоретической модели легирования решетки монооксида и использованный при этом метод расчета. Показано, что катионы железа в композите находятся в высокоспиновом состоянии, что соответствует наблюдаемому в эксперименте суперпарамагнетизму наночастиц железа и кластеров с центром на примесных ионах железа. Установлено, что при $T = 0$ К спины катионов европия ($2+$) и железа направлены антипараллельно, что объясняет наличие температуры блокировки при $T > 0$ К, подобного спин-ориентационным переходам при низких температурах в РЗМ.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ И МАГНИТНЫХ СОСТОЯНИЙ НАНОМАГНИТНОГО ТРЕУГОЛЬНИКА FeNi

***О.С. Коленцова², А.Е. Кожанов¹, *И.С. Васильевский², И.С. Еремин²,
Н.И. Каргин²***

¹Georgia State University

29 Peachtree Center Ave. RM 408, Atlanta, GA 30303

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: ivasilevskii@mail.ru

Исследование магнитных наноструктур является одним из наиболее перспективных направлений современной спинтроники. В наноразмерных магнитных пленках распределение намагниченности зависит от геометрии (топологии) объекта. В треугольнике из мягкого ферромагнетика NiFe размерами 100–500 нм возникают определенные пространственные конфигурации намагниченности, и направление намагниченности в одной из вершин однозначно определяется намагниченностью в двух других. Наномagnитный треугольник является перспективным элементом, сочетающим функции хранения информации и выполнения логических операций типа NAND/NOR.

Наномagnитный треугольник может существовать в двух основных устойчивых состояниях: состояние Υ , где намагниченность направлена вдоль одной из биссектрис, и Λ , где намагниченность направлена вдоль сторон треугольника [1]. Для устойчивой работы ячейки памяти и логики предпочтительнее основные состояние Υ и необходим достаточно высокий энергетический барьер между состояниями Υ и Λ .

В работе проведены два типа расчетов: а) зависимости полной энергии наномagnитной частицы в зависимости от формы и размера и б) моделирование переключений состояний нанотреугольника как ячейки памяти/логики. Полная энергия учитывает магнитную, обменную и магнито-статическую составляющие и энергию анизотропии. Форма элемента задавалась через массив координат границ. Расчет магнитной структуры нанообъектов требует самосогласованного решения нелинейных дифференциальных уравнений для всех элементарных объемов, на которые разбивается исследуемый объект - нанотреугольник. Поэтому при решении перечисленных выше задач применялось численное моделирование с помощью программы *ptag*. Для расчета распределения намагниченности и магнитных состояний на заданной пространственной топологии элемента численно решалось преобразованное Чанг-Ли уравнение Ландау-Лившица-Гильберта.

В результате установлено, что при увеличении степени вогнутости нанотреугольника энергия демагнетизации возрастает, и основным стабильным состоянием становится Υ .

Минимум энергии демагнетизации достигается, когда поле намагниченности образует замкнутый контур по периметру фигуры. Это состояние характерно для большого (более 150–200 нм) треугольника с прямыми сторонами и закругленными углами, как показано на рис.1. Закругление углов в вершинах возникает в том числе вследствие особенностей формирования данных элементов при электронно-лучевой литографии, что также учтено при моделировании.

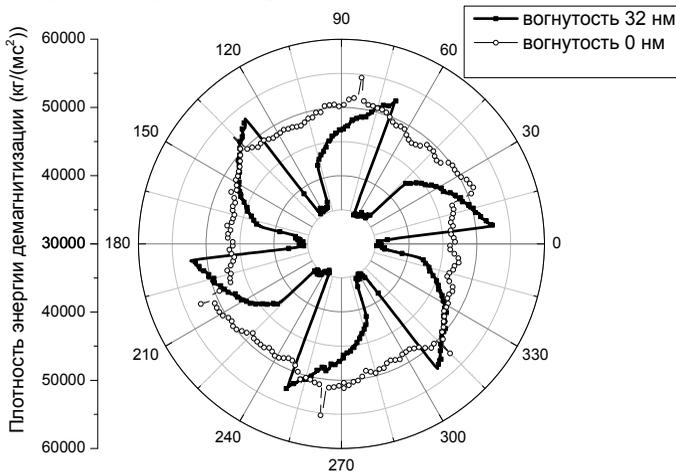


Рис. 1. График зависимости энергии демагнетизации от формы нанотреугольника

Максимум энергии демагнетизации и минимум обменной энергии достигается при однородной намагниченности со строго параллельной ориентацией магнитных моментов, что более соответствует треугольнику с основным состоянием Υ , как показано на рис.2.

Расчет соотношения энергии для треугольников различной формы и размера показывает, что треугольник с вогнутыми сторонами имеет более высокий энергетический барьер. В треугольнике без вогнутости образуется замкнутый контур намагниченности, вследствие чего энергия демагнетизации стремится к минимуму. В треугольнике с вытянутыми относительно центра вершинами и вогнутыми сторонами площадь области с замкнутым контуром намагниченности уменьшается, следовательно, энергия демагнетизации растет.

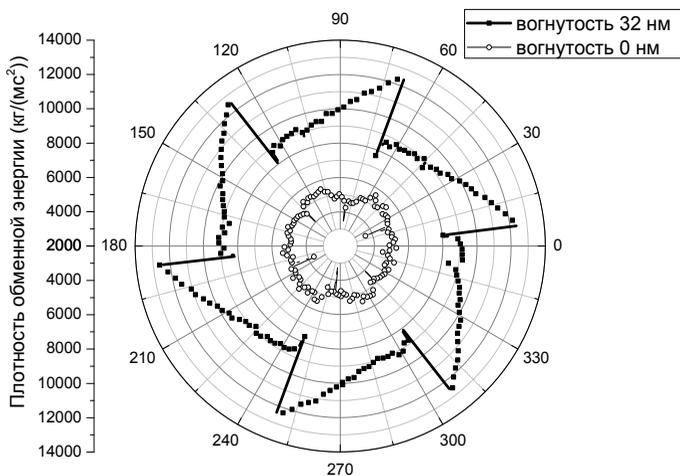


Рис.2. График зависимости обменной энергии от формы нанотреугольника

На обменную энергию форма и размер треугольника влияют в меньшей степени, чем на энергию демагнетизации. Хотя формально любой атом кристалла связан обменным взаимодействием со всеми атомами, существенна связь только соседних атомов. Таким образом, обменная энергия существенно изменяется только на границах нанoeлемента при варьировании его формы. Поэтому для формирования нанотреугольника с основным состоянием Υ и высоким энергетическим барьером необходимо увеличить длину границ элемента относительно объемной части, что достигается за счет создания вогнутости сторон и вытяжения вершин треугольника.

Для моделирования переключений состояний нанотреугольника рассматривалось задание намагниченности спин-поляризованным током через магнито-туннельные контакты. Исследовано изменение намагниченности при изменении плотности тока и поляризации. Проведенное моделирование демонстрирует высокий потенциал наномангнитных треугольников для создания элементов энергонезависимой памяти - логики на принципах спинтроники.

Литература

I. D.K. Koltsov, R.P. Cowburn, and M.E. Welland, Micromagnetics of ferromagnetic equilateral triangular prisms J. of Applied Physics 88, 5315 (2000); doi: 10.1063/1.1315618.

**ПРОГРАММНЫЙ МОДУЛЬ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВИЗУАЛИЗАТОРА CLUSTVIS
ДЛЯ ПОИСКА СЕДЛОВЫХ КОНФИГУРАЦИЙ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ
НАНОСТРУКТУР ДЛЯ ПРИЛОЖЕНИЙ СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКИ**

***М.К. Борисова, С.А. Шостаченко, М.М. Маслова, К.П. Катин, М.В. Скрипова,
Р.В. Рыжук, Н.И. Каргин***

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: KPKatin@yandex.ru

Современные нанотехнологии позволяют синтезировать функциональные наноструктуры с наперед заданными электронными свойствами. Используя такие структуры в качестве элементной базы при создании новых СВЧ-приборов и устройств, можно значительно улучшить их предельные характеристики. Однако перед применением той или иной функциональной наноструктуры необходимо предварительно оценить ее устойчивость по отношению к повышенной температуре, механическим напряжениям, электрическому полю и другим внешним воздействиям. Такие воздействия могут привести к необратимой перестройке атомов системы, в результате которой исчезают уникальные электронные свойства наноструктуры. Энергия седловой конфигурации, соответствующей этой перестройке атомов, в значительной степени определяет устойчивость наноструктуры [1], а тем самым и надежность всего устройства.

Настоящая работа посвящена созданию программного модуля для поиска седловых конфигураций функциональных наноструктур, который полностью совместим с молекулярным визуализатором CLUSTVIS. Поиск седловых конфигураций проводится в рамках специально разработанной неортогональной модели сильной связи [2]. Выбор этой модели обусловлен тем, что она сочетает в себе высокую точность, сопоставимую с подходами из первых принципов, и исключительное быстроедействие, что позволяет описывать взаимодействие нескольких тысяч атомов [3].

Алгоритм поиска седловых конфигураций основан на методе, предложенном в работе [4]. Предполагается, что изменение атомной структуры инициируется разрывом одной из ковалентных связей, соединяющей два атома. Расстояние l между этими атомами искусственно увеличивается на 0.001 \AA , после чего проводится структурная релаксация - все атомы свободно перемещаются под действием межатомных сил до достижения равновесия. При этом накладывается единственное ограничение, запрещающее сближение двух выбранных атомов. Таким образом, потенциальная энергия системы достигает условного минимума. Затем величина l снова увеличивается на 0.001 \AA и структурная релаксация проводится повторно. Так продолжается до тех пор, пока притяжение между рассмат-

риваемыми атомами не сменится отталкиванием, что является признаком седловой конфигурации [4]. Чтобы убедиться в том, что найденная конфигурация действительно является седловой, для нее вычисляется гессиан - матрица смешанных вторых производных потенциальной энергии системы по декартовым координатам атомов. Для седловой конфигурации среди собственных значений гессиана должно быть только одно отрицательное число, в этом случае найденная конфигурация запоминается и может быть визуализирована средствами соответствующего модуля программы CLUSTVIS. Аналогичная операция проводится со всевозможными парами атомов, ковалентно связанных между собой. Среди множества полученных седловых конфигураций выбирается та, которая отвечает наименьшей потенциальной энергии.

Представляемый программный модуль реализован на двух языках программирования - Fortran и C# [5]. Выбор языка Fortran для написания вычислительной части модуля обусловлен его высоким быстродействием и наличием большого количества готовых библиотек, в том числе реализующих скоростные матричные вычисления, а также описывающих межатомное взаимодействие в рамках неортогонального потенциала сильной связи. Язык C# предоставляет широкие возможности для создания развитого пользовательского интерфейса [5] и облегчит дальнейшее внедрение разработанного программного модуля в Internet-приложения. Для взаимодействия частей программы, написанных на разных языках, применялся метод, основанный на использовании динамических библиотек. Такая организация интерфейса обеспечивает совместное использование оперативной памяти, что увеличивает быстродействие и надежность работы программного модуля.

Мы надеемся, что представленный программный модуль будет полезен при оценке устойчивости функциональных наноструктур, используемых в приложениях СВЧ-электроники.

Литература

1. D.G. Truhlar, B.C. Garrett and S.J. Klippenstein, *J. Phys. Chem.* **100**, 12771 (1996).
2. K.P. Katin and M.M. Maslov, *Russ. J. Phys. Chem. B* **5**, 770 (2011).
3. V. Prudkovskiy et al., *Carbon* **57**, 498 (2013).
4. X.J. Han et al., *J. Chem. Phys.* **132**, 064103 (2010).
5. H. Schildt, *C# 4.0 The Complete Reference / McGraw Hill*, 2010.

**НАНОРАЗМЕРНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ДЛЯ СЕНСОРОВ
В ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ ЭКСПЛУАТАЦИИ**

***И.А.Большакова², И.С.Васильевский¹, М.Н.Стриханов¹, Н.И.Каргин¹, А.Н.Виниченко¹,
Я.Кость², О.Макидо², Ф.Шурыгин²***

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31

²Magnetic Sensor Laboratory, Lviv Polytechnic National University, Lviv, Ukraine

Опыт экспериментальных и теоретических исследований показал [1-3], что индий-содержащие полупроводниковые соединения InSb и InAs при выполнении определенных технологических условий их получения являются наиболее перспективными для создания сенсоров индукции магнитного поля, работоспособных в жестких радиационных условиях.

Однако, при облучении эти два материала ведут себя по-разному, что связано с их зонной структурой. Главной причиной изменения электрофизических свойств полупроводника при облучении является изменение положения уровня Ферми, который в результате накопления радиационных дефектов перемещается из своего исходного положения в предельное положение F_{lim} [4]. В отличие от антимонида индия, InAs имеет большую ширину запрещенной зоны, следовательно, приборы на его основе могут работать при более высоких температурах.

Кроме того, при облучении высокоэнергетическими нейтронами поведение InAs отличается от поведения других полупроводников III-V. При накоплении радиационных дефектов уровень Ферми в InAs, в отличие от InSb, перемещается в зону разрешенных энергий, и облученный материал всегда имеет n+ тип проводимости до самых высоких флюенсов нейтронов. При этом при оптимальной концентрации носителей заряда $n_{lim} \approx (2-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ уровень Ферми стабилизируется в зоне проводимости вблизи $E_v + 0,5\text{эВ}$, что определяется характером его энергетического зонного спектра [4, 5].

При этом в InAs при облучении нейтронами вводятся, как и в других полупроводниках, радиационные дефекты как донорного, так и акцепторного типа, а стабилизация уровня Ферми при высокоэнергетическом облучении является результатом взаимной компенсации всего ансамбля дефектов донорного и акцепторного типов.

Таким образом, InAs является перспективным материалом для создания радиационностойких сенсоров. Гетероструктуры InAs/i-GaAs выращивались методом молекулярнолучевой эпитаксии на установке Ribber Compact 21 T в Наноцентре НИЯУ МИФИ с использованием тетрамеров As4. Толщина чувствительного слоя InAs составляла 100нм. Образцы ле-

гировались кремнием до уровней $1,7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $2,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Для минимизации структурных проблем, связанных с рассогласованием кристаллических решеток чувствительного слоя InAs и подложки GaAs использовались буферные слои $\text{In}_x\text{Al}_{(1-x)}\text{As}$ разной толщины: тонкие буферные слои толщиной 64 нм с однородным составом при $x = 0.85$ и метаморфные буферные слои толщиной 900 нм с переменным по толщине составом (от $x = 0.15$ до $x = 0.90$).

Изготовление чувствительных элементов сенсоров магнитного поля проводили с помощью контактной оптической литографии и жидкостного меза-травления. Чувствительный элемент датчика выполнен в форме симметричного креста с шириной канала 200 мкм. Омические контакты формировались путем напыления двухслойной металлизации состава Ti/Au с суммарной толщиной 900 нм и взрывной фотолитографии. Изготовленные меза-структуры с контактами пассивировались SiO_2 слоем 500 нм.

Исследование полученных гетероструктур InAs/i-GaAs в нейтронных потоках исследовательских ядерных реакторов ИБР-2 (ОИЯИ, Дубна) и ВВР-м (ПИЯФ, Гатчина) проводилось при интенсивности $1,25 \cdot 10^{13} \text{ н} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и температуре около 100°C . Проведенные эксперименты показали, что все исследуемые материалы гетероструктур InAs/i-GaAs являются работоспособными в условиях облучения реакторными нейтронами вплоть до самых высоких флюенсов $10^{19} \text{ н} \cdot \text{см}^{-2}$.

В Международной Лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (Вроцлав) были проведены испытания образцов выращенных гетероструктур в широком интервале температуры 1,5...280 К и магнитных полей до 14Т, результаты которых также свидетельствуют о возможности использования созданных материалов в этих условиях.

Комплекс проведенных испытаний дает возможность сделать вывод о перспективности использования наногетероструктурных материалов InAs/i-GaAs для сенсоров магнитного поля в экстремальных условиях реакторов термоядерного синтеза нового поколения и ускорителей заряженных частиц.

Литература

1. I. A. Bolshakova, V. M. Boiko et al., Semiconductors, 39 (7), (2005), 780-785.
2. Ph. Moreau, IEEE Xplore: Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Application, 1-8 (2010).
3. I. Bolshakova, Journal of Crystal Growth, 310 (7-9), (2008), 2254-2259.
4. V. Brudnyi, Physica B, 348, (2004), 213-225.
5. В. Брудный, Физика и техника полупроводников, 41(9), (2007), 1031-1040.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaAs/GaAs и GaAs/GaSb**

*А.С. Пащенко¹

¹Южный научный центр Российской академии наук
344006, г. Ростов-на-Дону, ул. Чехова, дом 41, e-mail: as.pashchenko@gmail.com

В связи с растущими объемами выпуска и коммерциализации фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) возникает необходимость точного определения их параметров и характеристик. При контроле параметров ФЭП стадию прямого измерения световой нагрузочной вольт-амперной характеристики (ВАХ) и ватт-вольтовой характеристики (ВВХ) можно заменить процессом компьютерного моделирования, что снимает необходимость иметь в наличии дорогостоящие имитаторы солнечного излучения [1].

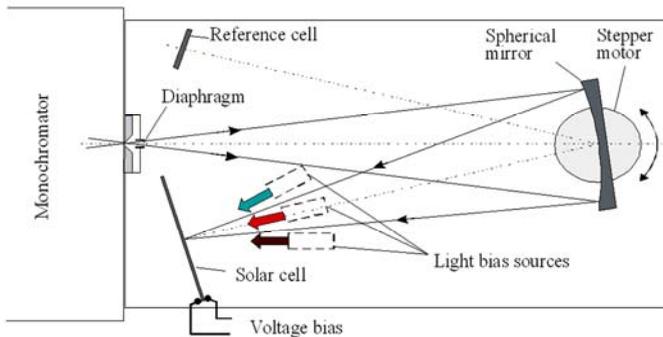


Рис.1. Схема измерения спектральных зависимостей внешнего квантового выхода фоточувствительных гетероструктур

При моделировании световой вольтамперной характеристики ФЭП необходимо знать один из базовых параметров: ток короткого замыкания или напряжение холостого хода [2]. В данной модели известной величиной являлся ток короткого замыкания. Он определялся экспериментальным путем с помощью комплекса для измерения спектральных зависимостей внешнего квантового выхода фоточувствительных гетероструктур в диапазоне длин волн от 350 до 1840 нм. В случае структур на основе нескольких р-п переходов комплекс позволяет определять ток короткого замыкания для каждого р-п-перехода. Для исследования были выбраны однопереходные гетероструктуры на основе AlGaAs/GaAs и GaAs/GaSb полученные методом жидкофазной эпитаксии. Измерение спектральных

зависимостей внешнего квантового выхода образцов производилось по схеме, показанной на рис. 1.

Монохроматический свет последовательно фокусировался на контрольный фотодетектор и исследуемый образец. Определение значений квантового выхода в абсолютных величинах производилось путем сравнения фототоков исследуемого образца и контрольного фотодетектора при попадании на них монохроматического света. Сигналы с фотоприемников фиксировались блоком управления, затем программа управления производила расчет внешнего квантового выхода и тока короткого замыкания. При измерениях использовались два контрольных фотодетектора: на основе Si -для спектрального диапазона 350-1100 нм; на основе GaSb - на спектральный диапазон 800-1840 нм.

Проведенный анализ результатов моделирования ВАХ и исследования спектральных зависимостей внешнего квантового выхода образцов показывает, что наибольшее влияние на величину КПД и вид ВАХ исследуемых фоточувствительных гетероструктур оказывают последовательное сопротивление R_s и диодный параметр A , учитывающий влияние механизма переноса носителей заряда. Этот факт необходимо учитывать при практическом изготовлении фотоэлектрических преобразователей для достижения высоких КПД, получая структуры с минимальным значением величины последовательного сопротивления.

Другим фактором, влияющим на форму ВАХ и лимитирующим величину КПД, является температура, так как при ее увеличении значительно снижается величина напряжения холостого хода. Особенно это влияние необходимо учитывать при изготовлении ФЭП для преобразования концентрированного солнечного излучения.

Анализ спектральных зависимостей однопереходных гетероструктур на основе AlGaAs/GaAs и GaAs/GaSb позволяет сделать вывод о перспективности использования их в каскадных солнечных элементах, где GaSb должен будет выступать в роли «активной» подложки, содержащей р-п-переход, эффективно поглощающей ИК диапазон солнечного излучения, а GaAs в качестве фронтального СЭ для преобразования видимого спектра солнечного излучения.

Литература

1. D. L. King et al., 25 IEEE PVSC, Washington, DC, May 13-17, 1996.
2. R.K. Nema et al., International Journal of Recent Trends in Engineering. 1. 3 (2009).

КРИЗИС СОВРЕМЕННОГО ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ И ЕГО ПРИЧИНЫ

В.Ю. Куреев

ФГУП «Научно-исследовательский институт физических проблем им. Ф.В. Лукина»
124460, Москва, Зеленоград, проезд 4806, дом 6, e-mail: valerikireev@mail.ru

Согласно определению, физика - это ведущая область естествознания, изучающая наиболее общие и фундаментальные закономерности, определяющие структуру и эволюцию объектов материального Мира, законы которой лежат в основе всего естествознания [1].

Поэтому основная цель физики должна состоять в изучении природы явлений, т.е. в выяснении и раскрытии внутреннего строения объектов, их развития, механизмов участвующих в изучаемых явлениях процессов, анализе причинно-следственных отношений между ними и в выводе на этой основе общих закономерностей развития Материи.

Однако в настоящее время физика все дальше удаляется от выполнения своей цели. Существующие физические теории практически не объясняют, а всего лишь математически описывают изучаемые явления. Для описания явлений используется все более сложный математический аппарат, но от этого физические описания не превращаются в объяснения и не перестают носить все более поверхностный (феноменологический) характер [2].

Кризис физики, как ведущей области естествознания, обусловлен следующими причинами:

1. Господством в официальной (академической) науке подхода к описанию физических явлений на базе математического формализма, опирающегося на законы формальной логики и игнорирующего физическое содержание объектов и процессов, т.е. раскрытие их внутренней структуры, механизмов взаимодействия и развития [3-5].

2. Необоснованным применением индуктивного метода познания (от «частного» к «общему») на базе фундаментальных взаимодействий и квантовой теории без учета законов системной организации окружающего Мира и уровневого строения Материи [6].

3. Игнорированием при описании физических явлений процессов эволюции (развития) объектов неживой природы (неорганических и органических) и общих диалектических законов развития [2, 7].

4. Не признанием принципа уровневого строения Материи, который обеспечивает материальное единство Мира, проявляющее во взаимной связи (вертикальном взаимодействии) всех уровней организации Материи

во Вселенной, т.е. во взаимозависимости материальных объектов и процессов (явлений) на всех структурных уровнях микро-, макро- и мегамира [2, 8].

5. Нарушением в физике принципа причинности (цепочки причинно-следственных связей), который требует, чтобы при записи любых определяющих уравнений в физике причина (аргумент) находилась в правой части уравнения, а следствие (функция) находилось в левой части уравнения [9].

При исследовании реальных материальных объектов, которые всегда представляют собой системы относительно внешней среды, физики на основе формальной математики пытаются установить связи между входными и выходными параметрами этой системы, т.е. построить ее формальную математическую модель в виде «черного ящика» без развития знаний и представлений о ее строении, механизмах взаимодействия и развития.

Поэтому важнейшей задачей отечественного научно-педагогического сообщества и реформируемой Российской академии наук является отделение классической (природной) физики от математической (вычислительной) физики.

Разделение существующей физики на классическую (природную) физику и математическую (вычислительную) физику является самым оптимальным выходом из создавшегося положения, аналогично делению методов решения уравнений на точные и приближенные. В противном случае целые разделы физики, например квантовую механику, специальную и общую теории относительности, теорию поля, теорию элементарных частиц, придется объявить несоответствующими действительности, т.е. научными «химерами» или «лженауками», т.к. в них чистое мастерство математического формализма доминирует над физическим смыслом.

Литература

1. Википедия - <http://ru.wikipedia.org/wiki>.
2. Денисова Н.А. В чем заблуждаются физики? - Бишкек, "Илим", 2000. - 112 с.
3. Пакулин В.Н. Структура материи. - СПб, НТФ "Истра", 2011. - 121 с.
4. Коган И.Ш. - <http://physicssystem.org/index07.04.1.html>.
5. Репченко О.Н. Полевая физика или как устроен мир? - М.: «Галерея», 2008. - 320 с.
6. Коган И.Ш. - <http://physicssystem.narod.ru/index03.1.05.0.html>.
7. Кондрашин И.И. Диалектика материи. М.: Московская типография №2, 1996. - 218 с.
8. Алеманов С.Б. Волновая теория строения элементарных частиц. - М.: "БИНАР", 2007.- 136с.
9. Коган И.Ш. - <http://physicssystem.org/index03.4.01.html>.

ОСНОВЫ НАНОТЕХНОЛОГИЙ

В.Ю. Куреев

ФГУП «Научно-исследовательский институт физических проблем им. Ф.В. Лукина»
124460, Москва, Зеленоград, проезд 4806, дом 6, e-mail: valerikireev@mail.ru

Свойства отдельных частей любой системы не аддитивны, то есть они не суммируются при рассмотрении системы как целого. Система как целое обладает рядом свойств, которые не присущи ее отдельным частям (элементам), а возникают благодаря объединению этих элементов в единую, целостную систему [1]. Такое появление новых свойств у системы получило название эмерджентности.

Применение системного подхода и дедуктивного метода при исследованиях в любом разделе науки приводит к качественным скачкам в развитии. Например, классическая химия постулирует, что «свойства веществ в конденсированном (твердом или жидком) состоянии определяются свойствами атомов или молекул, образующих эти вещества» [2]. То же самое, но другими словами, утверждает классическая физика, которая «не определяет пределы структурной делимости Материи, но устанавливает, что элементами, определяющими основные физические свойства тел, являются атомы, молекулы и ионы» [3].

Однако, как показано в [4, 5], раз вещества являются системами, то их физико-химические свойства не могут определяться в силу целостности (эмерджентности) систем только свойствами их элементов: атомов, ионов, радикалов и молекул.

Физико-химические свойства вещества в конденсированном состоянии определяются размерами, формой и взаимными расположением в пространстве структурных единиц (наночастиц) - группировок атомов, ионов или молекул, формирующих его пространственное строение (внутреннюю структуру), и зависят от условий перевода вещества в конденсированное состояние, а также условий его формирования и эксплуатации в этом состоянии.

Согласно современному мировоззрению [1-3], всё системное многообразие Материи (природы) можно представить в виде общей схемы ее иерархического ступенчатого строения, связанной с существованием бесконечного числа, вложенных друг в друга относительно самостоятельных и устойчивых организационных уровней. Эти уровни объединяют однотипные по своему строению, основным свойствам и механизму взаимодействия системные материальные объекты, которые имеют характерные

значения следующих базовых параметров: энергии связи, размера, скорости взаимодействия и времени жизни.

В настоящее время границы познания структуры Материи простираются от 10^{-14} см до 10^{28} см, но и внутри этого диапазона может существовать множество еще неизвестных человечеству типов материальных системных объектов (неизвестных структурных уровней организации Материи) [3].

Например, коллоидный (ультрадисперсный) или нано-структурированный уровень организации Материи с размерами объектов в субнанометровой области был фактически открыт профессором С.-Петербургского Горного института П. Веймарном в 1910 году, который сформулировал это открытие в виде фундаментального принципа универсальности коллоидного состояния вещества [6]:

«Коллоидное состояние не является обособленным, обусловленным какими-либо особенностями состава вещества. При определенных условиях каждое вещество может быть получено в коллоидном состоянии».

Таким образом, любое вещество может быть получено в виде коллоида и, следовательно, надо говорить не о коллоидных веществах, а именно о коллоидном состоянии, как свойстве Материи [4].

Принцип универсальности требует введения в качестве пятого агрегатного (фазового) состояния вещества, его коллоидного (ультрадисперсного) или наноструктурированного состояния, наряду с твердым, жидким, газообразным и плазменным состояниями вещества [5].

Тогда: нанотехнологии - это способы контролируемого получения веществ, материалов и сред в наноструктурированном (коллоидном) состоянии с новыми физико-химическими свойствами, сопровождающиеся исследованием этих свойств и измерением характеристик и последующим использованием в различных отраслях науки, техники и промышленности [4, 5].

Литература

1. Википедия - <http://ru.wikipedia.org/wiki>.
2. Химическая энциклопедия. - М.: Сов. энциклопедия, 1988 - 1998 - 5 томов.
3. Физическая энциклопедия. - М.: Сов. энциклопедия, 1988 - 1999. - 5 томов.
4. Киреев В.Ю. и др. - Информация и инновации. 2010, специальный выпуск, с. 1 - 90.
5. В. Киреев. - Наноиндустрия, 2011, №1, с. 56 - 58.
6. Веймарн П.П. К учению о состоянии материи - СПб.: 1910. - 188 с.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ

– А –

Авакянц Л.П., 71
Аверьянов Д.В., 75
Агринская Н.В., 26
Алексеев А.Н., 58
Алешин А.Н., 85
Андреев А.Ю., 62
Андреев И.В., 103
Анищенко Е.В., 48
Аношина О.В., 106
Арутюнян С.С., 38

Гейфман Е.М., 30
Гергель В.А., 97
Горлачук П.В., 62
Горшкова Н.М., 97
Грехов М.М., 81, 83
Гришаков К.С., 20, 56
Громов Д.В., 28
Гусев М.Е., 91
Гусихин П.А., 103

– Б –

Багаев Т.А., 62
Базалевский М.А., 71
Бакаров А.К., 14
Бакун А.Д., 46
Березовец В.А., 26
Боков П.Ю., 71
Большакова И.А., 113
Борисова М.К., 111
Борухович А.С., 106
Бугаев А.С., 85

– Д –

Девятова С.Ф., 79
Деев П.М., 71
Драгутъ М.В., 34

– Е –

Елесин В.Ф., 10, 20, 56
Енишерлова К.Л., 89
Еремин И.С., 46, 64, 81, 83, 108
Ермакова М.А., 85

– В –

Ванюхин К.Д., 36, 40, 42
Васильев А.В., 30
Васильев А.Л., 75
Васильевский И.С., 16, 64, 67, 77,
83, 108, 113
Верховцева А.В., 97
Виниченко А.Н., 16, 64, 83, 113
Высоких Ю.Е., 95

– Ж –

Желаннов А.В., 44
Жигунов Д.М., 64
Жуков В.П., 106
Журавлев К.С., 14, 79

– З –

Захарченко Р.В., 36, 40, 42, 46
Зебрев Г.И., 52
Земцов К.С., 52
Зобов А.К., 54

– Г –

Галиев Г.Б., 18, 67, 81
Гарцев Н.А., 30

– И –

Индришенок В.И., 69
Исайкин А.В., 30
Ишуткин С.В., 48

– К –

Кагадей В.А., 48
Казаков И.П., 71, 101
Каратеева К.Г., 75
Каргин Н.И., 16, 32, 56, 64, 111,
108, 113
Карузский А.Л., 101
Катин К.П., 111
Киреев В.Ю., 117, 119
Клековкин А.В., 77
Климиев Е.А., 18, 67, 81
Клочков А.Н., 67, 81
Кожанов А.Е., 16, 108
Коленцова О.С., 83, 108
Колковский Ю.В., 91
Кондратенко В.С., 54
Кость Я., 113
Концевой Ю.А., 69, 89, 91
Краснобородько С.Ю., 95
Красовицкий Д.М., 58
Кукушкин И.В., 103
Кульбачинский В.А., 18

– Л –

Лаврентьев К.К., 50
Лаврухин Д.В., 18, 67, 81
Ладугин М.А., 62
Лебедев А.А., 26, 28
Лебедев С.П., 26, 46
Литеин Д.П., 30
Лихачев И.А., 75
Лунин Р.А., 18
Лунина М.Л., 87

– М –

Макаров Ю.А., 30
Макаров Ю.Н., 26
Макидо О., 113
Малин Т.В., 79
Мальцев П.П., 54
Мамаев В.В., 58
Мансуров В.Г., 79
Мармалюк А.А., 62
Мартовицкий В.П., 77
Маслов М.М., 111
Миллер С.В., 89
Минкин В.С., 97
Миннебаев С.В., 32, 40, 42, 46, 56
Митягин Ю.А., 101
Мишарин Д.М., 34
Мордоевский А.Г., 91
Муравьев В.М., 103
Мурзин В.Н., 101

– Н –

Нагальюк С.С., 30
Настовьяк А.Е., 79
Новиков С.В., 26

– П –

Павловский В.В., 97
Падалица А.А., 62
Пашков М.В., 42
Пащенко А.С., 115
Певцов Е.Ф., 69, 91
Пересторонин А.В., 101
Петров С.И., 58
Пожела К., 99
Протасов Д.Ю., 14, 79
Пушкарев С.С., 67, 81, 83

– Р –

Рубан О.А., 85
Рыжук Р.В., 32, 40, 56, 111
Рябоштан Ю.Л., 62

– С –

Сагунова И.В., 93
Садофьев Ю.Г., 75, 77
Сарайкин В.В., 77, 89
Сейдман Л.А., 42
Селезнев Б.И., 44
Сибирмовский Ю.Д., 64
Скрипова М.В., 111
Смирнов А.Н., 26
Солонин С.А., 30
Сторчак В.Г., 75
Стриханов М.Н., 16, 64, 113
Сыромятников П.В., 12

– Т –

Талденков А.Н., 75
Телегин К.Ю., 62
Терещенко О.Е., 79
Томош К.Н., 38
Торопов А.И., 14
Трофимов А.А., 54
Тумаев Е.Н., 12

– У –

Усик Д.А., 34

– Ф –

Федоров Д.Г., 44
Федоров Ю.В., 22
Федотова Ю.Ю., 48

– Х –

Ходорович В.Г., 69

– Ч –

Чалый В.П., 58
Чаплыгин Ю.А., 95
Чеботарев С.Н., 60
Червяков А.В., 71
Чибиркин В.В., 30

– Ш –

Шевяков В.И., 93
Шевяков В.И., 95
Шмелев С.С., 101
Шостаченко С.А., 36, 40, 42, 111
Шурыгин Ф., 113

– Щ –

Щаверук Н.В., 54

– Ю –

Юзеева Н.А., 18

– Я –

Яроцкая Ю.В., 62

Подписано в печать 12.05.2015. Формат 60×84 1/16.
Печ.л. 8,0. Изд. № 004-3. Тираж 120 экз. Заказ № 61.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».
Типография НИЯУ МИФИ.
115409, Москва, Каширское ш., 31