НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

МОКЕРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ

Научно-практическая конференция
по физике и технологии
наногетероструктурной СВЧ-электроники

12–13 мая 2011 года

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

МОСКВА

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

Мокеровские чтения. Научно-практическая конференция по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники, 12–13 мая 2011 г.: тезисы докладов. М.: НИЯУ МИФИ, 2011. – 72 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 соответствие с программой конференции. Это разделы: фундаментальные аспекты гетероструктурной сверхвысокочастотной электроники; полупроводниковые СВЧ-приборы и устройства, технология и свойства; гетероструктуры и сверхрешетки, двумерные, одномерные и нульмерные структуры; структурные свойства наносистем и гетероструктур; функциональная электроника; нанометрология в электронике.

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

Тезисы докладов издаются в авторской редакции

ISBN 978-5-7262-1463-4

© *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 2011*

Подписано в печать 28.04.2011. Формат 60x84 1/16.
Печ. л. 4,5. Тираж 150 экз. Заказ № 137

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

СОДЕРЖАНИЕ

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ ГЕТЕРОСТРУКТУРНОЙ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

ПОЖЕЛА Ю., ПОЖЕЛА К., ШИРМУЛИС Э., ШИЛЕНАС А., ЮЦЕНЕ В.
Электромагнитные волны терагерцевого диапазона в гетероструктурах полярных полупроводников 6

ПОЖЕЛА К., ПОЖЕЛА Ю., ШИРМУЛИС Э., ШИЛЕНАС А., ЮЦЕНЕ В.
Источник непрерывного излучения в области частот 2–20 ТГц 8

СЫЗРАНОВ В.С., ЕРМОЛОВ А.С., МУРЗИН В.Н.
Динамика процессов переключения и явление внутренней бистабильности в резонансно-туннельных наноструктурах 10

ЕЛЕСИН В.Ф., СУКОЧЕВ А.Ю., КАТЕЕВ И.Ю., РЕМНЕВ М.А.
Теория нестационарных процессов в резонансно-туннельном диоде 12

РЕМНЕВ М.А., ЕЛЕСИН В.Ф., КАТЕЕВ И.Ю.
Влияние спейсерных слоев на статические и динамические характеристики резонансно-туннельного диода 14

КЛОЧКОВ А.Н., ЗВЯГИН И.П.
Влияние смачивающего слоя на туннелирование электронов между полупроводниковыми квантовыми точками 16

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ СВЧ ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА, ТЕХНОЛОГИЯ И СВОЙСТВА

ЦАЦУЛЬНИКОВ А.Ф.
Гетероструктуры для HEMT транзисторов на основе (In)GaAlN/GaN 18

КОВАЛЕВ А.Н.
Применение In-содержащих слоев в гетероструктуре GaN гетеротранзистора 20

КРАСОВИЦКИЙ Д.М., ФИЛАРЕТОВ А.Г., ЧАЛЫЙ В.П.
Базовые технологические процессы для производства СВЧ ЭКБ на основе нитридов III группы: проблемы, решения, перспективы 22

СЕМЕНОВ А.Н., СОЛОВЬЕВ В.А., МЕЛЬЦЕР Б.Я., ГАВРИЛОВ А.С., КОМИССАРОВА Т.А., СИТНИКОВА А.А., ИВАНОВ С.В.
Наногетероструктуры с высокой подвижностью электронов на основе InAs/AlSb для создания малошумящих СВЧ транзисторов 24

ЮЩЕНКО А.Ю., АЙЗЕНШТАТ Г.И., БОЖКОВ В.Г., МОНАСТЫРЕВ Е.А., ДОБУШ И.М.
Гетероструктурные монолитные интегральные схемы малошумящего усилителя X-диапазона и pin-диодного ограничителя мощности 26

ПЕТРЕНКО И.М.
Опыт разработки ряда гибридно-монолитных устройств на основе GaAs МИС по методу «foundry» 28
КУЗНЕЦОВ А.Л., МАТВЕЕВ Ю.А., ПАВЛОВ А.Ю., ЩАВРУК Н.В.
Формирование субмикронных затворов с применением системы двух диэлектриков 30
МАКАРОВ Ю.Н., ЧЕМЕКОВА Т.Ю., ЛИТВИН Д., ВАСИЛЬЕВ В., НАГАЛЮК С.С., КУРИН С.Ю., РОЕНКОВ А.Д., БАРАШ И.С.
Производство безмикропорных подложек карбида кремния для приборов силовой электроники, СД и СВЧ техники 32
АРЕНДАРЕНКО А.А., ЕРМОШИН И.Г., ОРЕШКИН В.А., СВЕШНИКОВ Ю.Н., ЦЫПЛЕНКОВ И.Н.
Рост гетероэпитаксиальных структур AlGaN/GaN для СВЧ транзисторов на различных подложках 34
КОНОВАЛОВ А.М., ДОРОФЕЕВ А.А., КОНОВАЛОВ Д.А.
Технология формирования металлизированных сквозных отверстий в пластинах GaAs с транзисторными структурами и монолитными схемами 36

ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ И СВЕРХРЕШЕТКИ, ДВУМЕРНЫЕ, ОДНОМЕРНЫЕ И НУЛЬМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ

ИОШКИН Ю.И., БУРБАЕВ Т.М., ГОРДЕЕВ М.Н., СУПРУН С.П.
Электронно-дырочная жидкость в квантово-размерных слоях германия гетероструктур ZnSe/Ge/ZnSe/GaAs 38
ХАБИБУЛЛИН Р.А., ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С., ГАЛИЕВ Г.Б., КЛИМОВ Е.А., КУЛЬБАЧИНСКИЙ В.А.
Гетероструктуры с комбинированно-легированным каналом и высокой концентрацией электронов в квантовой яме AlGaAs/InGaAs/AlGaAs: моделирование и эксперимент 40
СЕМЕНОВ А.Н., КОМИССАРОВА Т.А., СОЛОВЬЕВ В.А., МЕЛЬЦЕР Б.Я., СИТНИКОВА А.А., ГАВРИЛОВ А.С., ИВАНОВ С.В.
Молекулярно-пучковая эпитаксия и исследование наногетероструктур с двумерным электронным газом в системе InSb/AlInSb 42
ГАЛИЕВ Г.Б., ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С., КЛИМОВ Е.А., ПУШКАРЁВ С.С., РУБАН О.А.
Использование метаморфного буфера для получения HEMT наногетероструктур с различным содержанием InAs в активной области на подложках GaAs и InP 44
ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С., ГАЛИЕВ Г.Б., КЛИМОВ Е.А., ХАБИБУЛЛИН Р.А.
Разработка P-HEMT гетероструктур с тонким подзатворным барьером для приборов Ka и V диапазонов 46
ВОЛЧКОВ Н.А., КАРУЗСКИЙ А.Л., ПЕРЕСТОРОНИН А.В.
Аномальный скин-эффект в модели типа Друде с учетом пространственной дисперсии при одномерной проводимости 48

ВАСИЛЬЕВСКИЙ И.С., ПОНОМАРЕВ Д.С., ГАЛИЕВ Г.Б., КЛИМОВ Е.А., КУЛЬБАЧИНСКИЙ В.А., ЮЗЕЕВА Н.А.
Подвижность и эффективная масса электронов в составных квантовых ямах InGaAs с нановставками InAs 50
ЯЧМЕНЕВ А.Э., БУГАЕВ А.С., СЕНИЧКИН А.П.
Получение методом молекулярно-лучевой эпитаксии квазиодномерных цепочек атомов олова, встроенных в кристалл арсенида галлия 52

СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА НАНОСИСТЕМ И ГЕТЕРОСТРУКТУР

МАТВЕЕВ Ю.А., ЗЕНКЕВИЧ А.В., ЛЕБЕДИНСКИЙ Ю.Ю., THIESS S., DRUBE W.
Влияние стресса напряжением при повышенной температуре на электронные и химические свойства МДП-структуры Pt/HfO2/Si 54
МИННЕКАЕВ М.Н., ЗЕНКЕВИЧ А.В., БУЛАХ К.В., ЧУПРИК А.А., БАТУРИН А.С.
Структурные и функциональные свойства сверхтонких сегнетоэлектрических слоев BaTiO3 56
ГРОМОВ Д.В., ЕЛЕСИН В.В., БОБРИНЕЦКИЙ И.В., НЕВОЛИН В.К.
Влияние радиации на элементы наноэлектроники 59
КУЗНЕЦОВ А.Л., МАТВЕЕВ Ю.А., ПАВЛОВ А.Ю., ГРОМОВ Д.В.
Влияние облучения нейтронами на характеристики транзисторов на системе AlGaN/GaN 61

ФУНКЦИОНАЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

МАТВЕЕНКО О.С., ФЕДОРОВ Ю.В., ГНАТЮК Д.Л.
Разработка интегральных активных антенных элементов со встроенным МШУ 64
КРУТОВ В.В., ЗАСОВИН Э.А., МИХАЛЕВИЧ В.Г., СИГОВ А.С., ЩУКА А.А., ТОПТЫГИН В.И.
О возможности формирования нанодоменных сверхрешеток в сегнетополупроводниках с помощью поля СВЧ 66

НАНОМЕТРОЛОГИЯ В ЭЛЕКТРОНИКЕ

КВАНИН А.Л., ПУШКИН М.А., ТРОЯН В.И.
О необходимости метрологического обеспечения разработок наноэлектроники 69

Именной указатель авторов статей 71

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ПОЛЯРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

*Ю. ПОЖЕЛА, К. ПОЖЕЛА, Э. ШИРМУЛИС, А. ШИЛЕНАС, В. ЮЦЕНЕ

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

В последние годы возникла высокая потребность в создании источников и детекторов электромагнитного излучения в терагерцевом (ТГц) диапазоне (0,3–30 ТГц). Развитие техники ТГц диапазона сегодня определяет прогресс в радиолокационной и технике связи, в распознавании взрывоопасных и других материалов, используемых в террористических актах, в медико-биологических исследованиях и диагностике, в разработке технологии получения и исследования новых материалов.

В настоящей работе предлагается использовать особенности дисперсии диэлектрической функции кристаллической решетки полярных полупроводников для целей отфильтровывания из спектра белого излучения нагретых тел спектральных линий в ТГц диапазоне частот. Интенсивность радиации абсолютно черного тела при температуре $T=10^3$ К в диапазоне 0–50 ТГц составляет 50 мВт/см^2, что значительно превышает среднюю интенсивность импульсных ТГц излучателей при возбуждении фотолюминесценции субпико-секундными оптическими импульсами.

В полярных полупроводниках диэлектрическая функция кристаллической решетки

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \frac{\omega^2 - \omega_L^2}{\omega^2 - \omega_T^2},$$

где ε_∞ – оптическая диэлектрическая постоянная, ω_L и ω_T – частоты продольных и поперечных колебаний оптических фононов, имеет три резко выраженные особенности: (1) $\varepsilon(\omega_T) \to \infty$; (2) $\varepsilon(\omega) < 0$ при $\omega_T < \omega < \omega_L$ и (3) $\varepsilon(\omega_L) = 0$. Частоты ω_L и ω_T лежат в ТГц диапазоне частот (5–22 ТГц). Это значит, что все упомянутые особенности имеют место в области ТГц частот.

Первая особенность означает, что при $\varepsilon(\omega_T \approx \omega) > 10^5$ дрейф электрона со скоростью выше $v_{\mathrm{dr}} > 10^8$ см/с может сопровождаться черенковским излучением с ТГц частотой близкой к ω_T.

Вторая особенность $(\varepsilon(\omega) < 0)$ означает, что электромагнитное излучение не может проникнуть в кристалл и будет полностью отражаться от поверхности полупроводника.

Экспериментальные измерения коэффициента отражения излучения в диапазоне 5–22 ТГц от различных полярных полупроводников: InSb, InP, GaAs, GaN и гетероструктур $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$, $In_{0,5}Al_{0,5}As/InP$, $In_{0,5}Ga_{0,5}As/InP$, GaN/сапфир, показывают, что полярный полупроводник в ТГц диапазоне оказывается избирательным отражающим зеркалом, выделяющим в белом спектре теплового излучения спектральной линии в диапазоне частот $\omega_T < \omega < \omega_L$ (рис. 1,а).

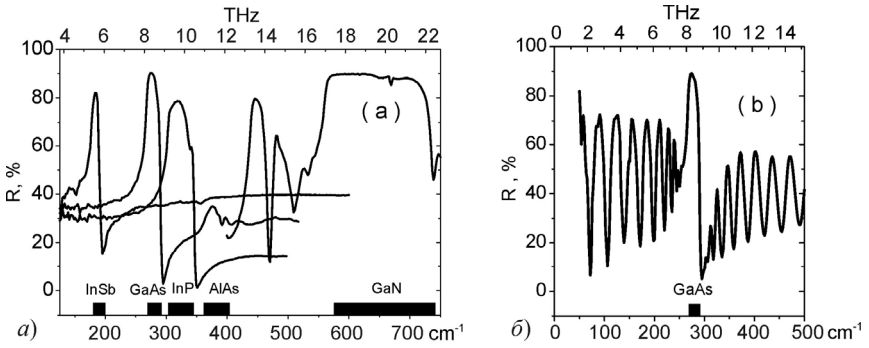


Рис. 1. Коэффициент отражения R ТГц излучения от полярных полупроводников (*а*) и коэффициент отражения от GaAs пластины толщиной L = 33 мкм (*б*)

Вне области частот непропускания излучения $\omega < \omega_T$ и $\omega > \omega_L$ в пластине полупроводника толщиною выше, чем длина волны излучения наблюдаются узкие интерференционные пики отраженной волны (рис. 1,*б*). Существенно отметить, что из-за зависимости $\varepsilon(\omega)$ от частоты расстояние между интерференционными максимумами растет по мере удаления от частоты непропускания излучения (ω_T, ω_L).

Таким образом, подбор толщины пластины и параметров диэлектрической функции кристаллической решетки полярных полупроводников является инструментом, позволяющим отфильтровать из нагретого тела нужные спектральные линии во всем диапазоне ТГц излучения (2–22 ТГц).

ИСТОЧНИК НЕПРЕРЫВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ ЧАСТОТ 2–20 ТГц

*К. ПОЖЕЛА, Ю. ПОЖЕЛА, Э. ШИРМУЛИС, А. ШИЛЕНАС, В. ЮЦЕНЕ

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

Возрастающий интерес к исследованиям физических, химических и биологических процессов, происходящих в терагерцевом (ТГц) частотном диапазоне (0,3–25 ТГц), вызвал потребность в разработке источников и детекторов электромагнитного излучения в дальнем инфракрасном и субмиллиметровом диапазоне.

В последнее время большую популярность приобрел эффективный метод генерации и детектирования ТГц излучения путем возбуждения фотопроводимости в полупроводниках с помощью сверхкоротких импульсов оптического излучения (150 фс) [1–3]. Наблюдается ТГц излучение в диапазоне 1–3 ТГц со средней мощностью 10^{-6} Вт и мощностью в импульсе 10^{-2} Вт.

В настоящей работе предложено использовать в качестве источника ТГц излучения излучение горячего тела. Плотность импульса излучения абсолютно черного тела в полосе частот 1 ТГц при температуре $T = 10^3$ К растет с частотой излучения и составляет при 2 ТГц 1 мВт/см^2, при 10 ТГц – 10 мВт/см^2, а при 20 ТГц – 25 мВт/см^2. С целью отфильтровывания из спектра излучения горячего тела ТГц излучения нужной частоты предложено использовать эффекты нелинейности диэлектрической функции полярных полупроводников в области ТГц частот [4].

На рис. 1 показана блок-схема прибора, выделяющего из спектра белого излучения нагретого тела спектральные линии в ТГц диапазоне.

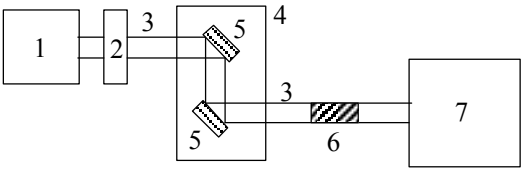


Рис. 1. Блок-схема: 1 – генератор теплового излучения, 2 – фильтр, отсекающий видимую часть генератора теплового излучения, 3 – волноводная оптическая система, 4 – элемент отфильтровывания из спектра генератора теплового излучения спектральных линий ТГц диапазона, 5 – полупроводниковые резонансные отражатели ТГц излучения и интерферометры, 6 – исследуемый образец, помещенный в волновод (3), 7 – детектор и спектрометр интенсивности излучения источника непрерывного ТГц излучения

Генератор теплового излучения (1) представляет собою Глобар (стержень из карбида кремния), нагреваемый до температуры $1{,}9\times10^3$ К. Спектр излучения Глобара близок к излучению абсолютно черного тела. В качестве фильтра (2), отсекающего высокочастотную часть излучения при частоте 41 ТГц, используется кремний и InSb. Волноведущая трубка (3) имела внутренний диаметр 9,5 мм. Для отфильтровывания спектральных линий использованы пластины (5) из InSb, GaAs, GaN и Al. Мощность излучения, проходящего весь тракт, при фильтре из InSb, измеренная пироэлектрическим измерителем мощности Vector H410 (7) составляла 2,1 мВт при отражателе (5) из Al и 1.3 мВт при отражателе (5) из GaAs.

На рис. 2 показан спектр интенсивности излучения в диапазоне 2–20 ТГц, прошедшего через тракт (3) с образцом (6) (воздух). Спектр определен FT-IR спектрометром Nicolet 8700 (7).

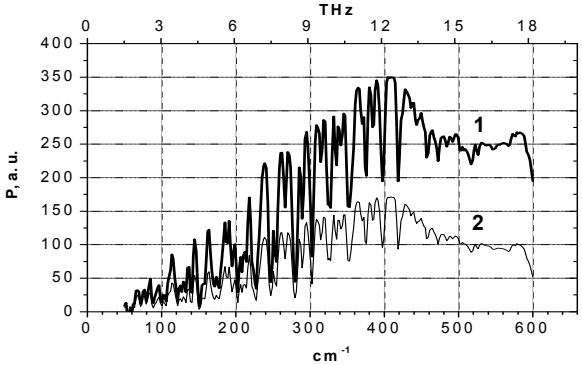


Рис. 2. Спектр интенсивности ТГц излучения, прошедшего через тракт (3) с образцом (6) (воздух): 1 – без фильтра (2), 2 – с кремниевым фильтром (2)

Наряду с увеличением интенсивности излучения, с ростом частоты (в соответствии со спектром излучения Глобара) наблюдаются многочисленные резонансы поглощения в парах воды в воздухе при частотах 2–16 ТГц.

Литература

1. Y.-S. Lee. Principles of Terahertz Science and Technology (Springer Science+Business. Media, LLC, 2009) 340 p.

2. D. Dragoman and M. Dragoman, Progr. Quant. Electron. 28, 1 (2004).

3. P.Y. Han et al., J. Appl. Phys. 89, 2357 (2001).

4. Ю. Пожела и др., «Мокеровские чтения», тезисы докладов, 2011.

ДИНАМИКА ПРОЦЕССОВ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ И ЯВЛЕНИЕ ВНУТРЕННЕЙ БИСТАБИЛЬНОСТИ В РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

В.С. СЫЗРАНОВ, А.С. ЕРМОЛОВ, В.Н. МУРЗИН

Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
119991, Москва, В-333, Ленинский проспект, 53, e-mail: postmaster@lebedev.ru

Работа посвящена исследованию явления внутренней токовой бистабильности в резонансно-туннельных диодных (РТД) гетероструктурах. Интерес к РТД и важность изучения их характеристик вызван предполагаемой возможностью работы указанных приборов в области частот до нескольких ТГц, недоступных другим видам известных полупроводниковых приборов [1]. Этот диапазон представляет значительный прикладной интерес во многих областях, в том числе в сфере безопасности, биологии и медицине. Разработка новых источников ТГц диапазона на основе РТД [2], является актуальной задачей.

Ввиду отсутствия детальной информации о поведении указанных структур в практически значимой области отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), особое внимание обращено на изучение особенностей ВАХ в непосредственной близости от резонанса. Следует отметить, что в настоящее время вопрос о виде ВАХ в области ОДП РТД является открытым. Предполагается как простой вид ВАХ, характерный для обычных туннельных диодов, так и возможность неустойчивости структур, характеризуемой наличием в одной или нескольких точках ВАХ участков бесконечной производной dI/dU.

Исследование РТД при высоких частотах особенно в области ОДП не может быть выполнено обычными статическими методами, поскольку длина линий подключения РТД к измерительным цепям должна иметь импеданс менее модуля отрицательного сопротивления прибора во всем диапазоне частот. Для преодоления экспериментальных ограничений был использован новый разработанный нами метод динамических измерений, предполагающий использование реактивных емкостных нагрузок и обеспечивающий исследование ВАХ низкоомных РТД.

С использованием динамического метода исследовались ВАХ двухбарьерного РТД на основе AlAs/GaAs/AlAs с толщинами областей 23/45/20 А (меза 6х20 мкм^2, T = 300К, 77 К и 4,2 К). В результате исследований при указанных температурах зарегистрированы две области неус-

тойчивости (гистерезис) в начале и в конце области ОДП, а также участок промежуточной стабильности, имеющий при T = 77К и 4,2 К ступенчатый характер изменения тока (рис.1). Наличие такого участка наблюдалось ранее [3] для существенно более высокоомных структур. В данной работе впервые зарегистрирована тонкая структура (наличие нескольких ступенек), наличие которой может быть объяснено существованием нескольких уровней размерного квантования в области искажения потенциала в виде треугольной квантовой ямы – «клюва», возникшего из-за перераспределения заряда вблизи барьера в эмиттерной части РТД. Вывод о неустойчивости ветви ВАХ в начале и конце области ОДП, не является окончательным и требует дальнейших исследований.

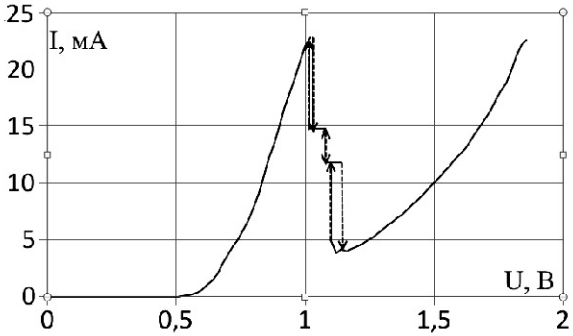


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика РТД (AlAs/GaAs/AlAs, 23/45/20) при температуре 4,2 К

Литература

1. T.C.L.G.Sollner et al., Appl. Phys. Lett. 43(6), 588 (1983).
2. N.Orihashi et al., Appl. Phys. Lett. 87, 233501 (2005).
3. V.J. Goldman et al., Phys. Rev. Lett. 58(12), 1256 (1987).

ТЕОРИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНОМ ДИОДЕ

В.Ф. ЕЛЕСИН, А.Ю. СУКОЧЕВ, И.Ю. КАТЕЕВ, М.А. РЕМНЕВ

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

Проведено компьютерное моделирование переходных процессов в резонансно-туннельном диоде, происходящих при переключении напряжения смещения. Использована модель когерентного туннелирования с точными открытыми граничными условиями. Рассчитаны зависимости тока от времени и координаты для моноэнергетического распределения электронов и распределения Ферми.

Показано, что при переходном процессе в случае моноэнергетического распределения электронов происходят осцилляции тока, затухающие за времена порядка $\hbar/\Gamma$ и имеющие период $2\pi\hbar/\delta$ (где Γ – полуширина резонансного уровня и δ – отстройка энергии электронов от энергии резонансного уровня в яме). Сравнение результатов численных расчетов разности токов на входе и выходе из квантовой ямы ΔJ с аналитическими для предельного случая высоких и узких барьеров ($\hbar$ положено равным 1):

$$\Delta J = \frac{2\Gamma\Delta V}{(\delta^2+\Gamma^2)} e^{-\Gamma t}\sin(\delta t)$$

показали совпадение с высокой точностью (см. рис. 1).

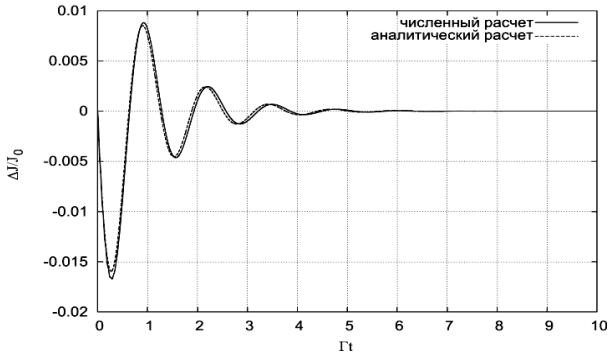


Рис. 1. График зависимости $\Delta J(t)$ для численного и аналитического расчета для случаев $\delta = -5\,\Gamma$ и $\Delta V = 0{,}1\,\Gamma$

Для случая распределения Ферми показано, что в случае, когда энергия Ферми велика, осцилляций тока практически не наблюдается. В случае, когда энергия Ферми мала и резонансный уровень находится существенно выше, переходный процесс похож на переходный процесс для случая моноэнергетических электронов и переключения с большой отстройкой энергии электронов от энергии резонансного уровня, наблюдаются осцилляции (рис. 2).

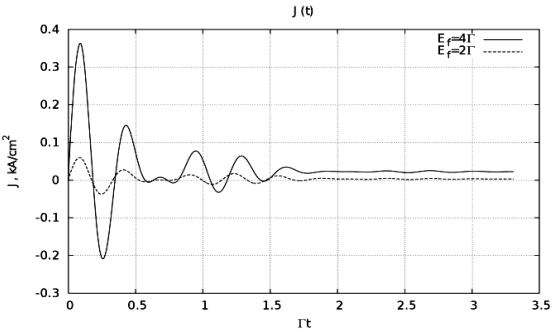


Рис. 2. График зависимости среднего тока через структуру от времени для случая распределения Ферми с малой энергией Ферми и переключением вдали от пика ВАХ

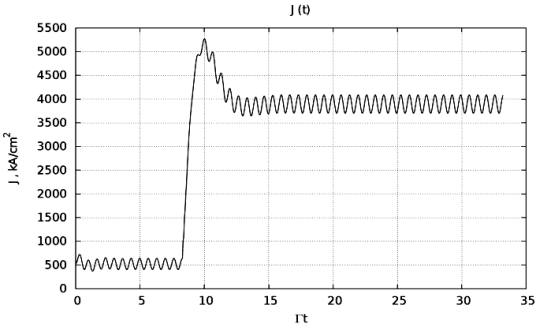


Рис. 3. График зависимости среднего тока через структуру от времени для случая переключения в присутствии переменного поля. Частота поля $\nu = 10$ ТГц, амплитуда переменного поля $V_{ac} =$ 0,001 В

Также для случая моноэнергетических электронов исследовано переключение в присутствии переменного поля. Обнаружено, что переходный процесс в данном случае накладывается на колебания, обусловленные переменным полем. Также изменяется амплитуда и фаза вынужденных колебаний из-за изменения крутизны наклона ВАХ (см. рис. 3).

ВЛИЯНИЕ СПЕЙСЕРНЫХ СЛОЁВ НА СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНОГО ДИОДА

М.А. РЕМНЕВ*, В.Ф. ЕЛЕСИН, И.Ю. КАТЕЕВ

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

Спейсерные слои (спейсеры) обычно напыляются в РТД для того, чтобы предотвратить попадание примесей из допированных контактов в чистые слои барьеров и квантовой ямы. Экспериментальные работы показали, что размеры спейсерных слоев существенно влияют на пиковый ток и напряжение пика РТД. В нашей работе при помощи численного решения уравнения Шредингера исследовалось влияние размера спейсеров эмиттера и коллектора на пиковый ток РТД.

На рис. 1 изображены вольт-амперные характеристики (ВАХ) РТД при различных размерах спейсера эмиттера L_E. Видно, что при L_E = 75 А, пиковый ток J_p на ВАХ больше в 6 раз, чем при L_E = 0. Более того, показано, что зависимость J_p от L_E имеет периодический характер, что показано на вкладке слева рис. 1. В “классическом” режиме генерации РТД рабочее напряжение выбирается в точке максимальной отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) на ВАХ [1]. Максимум отклика (динамической проводимости) наблюдается в этом режиме при нулевой частоте и соответствует максимальной ОДП. Тем самым, максимальный отклик

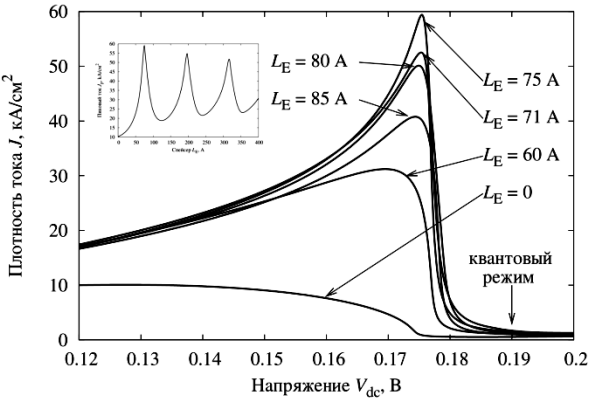


Рис. 1. ВАХ при различных размерах спейсера эмиттера. На вкладке изображена зависимость пикового тока от размера спейсера эмиттера

в этом режиме достигается при тех же L_E, что и максимальная ОДП, т. е. при L_E = 71 А. Наши расчеты показали, что отклик и максимальная ОДП увеличиваются в 30 раз.

В "квантовом" режиме генерации [1] рабочее напряжение выбирается вне области ОДП (см. рис. 1). Отклик становится максимальным при определенной резонансной частоте. Из рис. 2 видно, что при L_E = 75 А отклик на резонансной частоте почти в 70 раз больше, чем при L_E = 0.

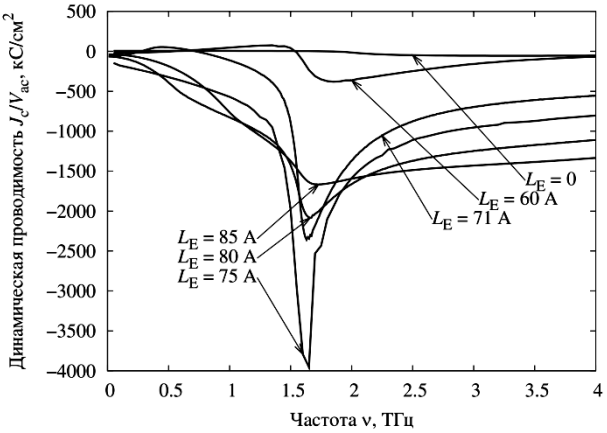


Рис. 2. Зависимость отклика (динамической проводимости) от частоты в "квантовом" режиме генерации при различных размерах спейсера эмиттера

Таким образом, при помощи компьютерного моделирования было исследовано влияние спейсерных слоёв (спейсеров) статические и динамические характеристики резонансно-туннельного диода (РТД). Было показано, что при помощи подбора размера спейсера эмиттера возможно увеличить пиковый ток РТД, а так же существенно увеличить динамическую проводимость в "квантовом" и "классическом" режимах генерации.

Литература

1. В.Ф. Елесин. ЖЭТФ, 116 (2), 704 (1999).

ВЛИЯНИЕ СМАЧИВАЮЩЕГО СЛОЯ НА ТУННЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ МЕЖДУ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

*А.Н. КЛОЧКОВ, И.П.ЗВЯГИН

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет
119992, г. Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, e-mail: liohich@yandex.ru

При низких температурах температурная зависимость проводимости планарных массивов полупроводниковых квантовых точек часто описывается соотношением типа закона Мотта или закона Шкловского–Эфроса для двумерной системы:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left\{-\left(\frac{T_0}{T}\right)^x\right\},$$

где x = 1/3 или 1/2. Это указывает на то, что проводимость определяется неупругим туннелированием между состояниями, локализованными в квантовых точках, и реализуется режим прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (см. [1, 2]). Однако возможность применения стандартной теории прыжковой проводимости к реальным структурам не очевидна. Действительно, прямые оценки длины затухания экспоненциального хвоста волновой функции электрона в области барьеров между квантовыми точками дают значения, значительно меньшие радиуса локализации, полученного на основе анализа экспериментальных данных. Как известно, практически важен класс массивов квантовых точек, получаемых методом самоорганизации по механизму Странского-Крастанова, при котором квантовые точки располагаются на тонком смачивающем слое. Одна из возможных причин возрастания вероятности туннелирования между квантовыми точками связана с влиянием смачивающего слоя на формирование состояний в квантовых точках, так как локализованная волновая функция электрона частично “просачивается” в смачивающий слой [3].

Рассчитан вид электронной волновой функции в смачивающем слое. Показано, что длина затухания γ^{-1} экспоненциального хвоста волновой функции в смачивающем слое больше, чем в барьерной области, сильно зависит от толщины смачивающего слоя и определяется энергетическим расстоянием между уровнем локализованного состояния E_0 и краем подзоны делокализованных состояний смачивающего слоя E_{WL}:

$$\gamma = \sqrt{(\hbar^2/2m)(E_{WL} - E_0)}.$$

Проанализирована зависимость вероятности туннелирования от толщины смачивающего слоя и показано, что смачивающий слой оказывает существенное влияние на вероятность прыжков электронов между состояниями и может выполнять роль туннельного канала между квантовыми точками.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 09-02-00561).

Литература

1. В.А. Кульбачинский и др., ЖЭТФ, т. **120**, вып. 4, 933 (2001).
2. А.И. Якимов и др., ЖЭТФ, т. **127**, вып. 4, 817 (2005).
3. R.V.N. Melnik, M. Willatzen, Nanotechnology **15**, 1 (2004).

ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ ДЛЯ HEMT ТРАНЗИСТОРОВ НА ОСНОВЕ (In)GaAlN/GaN

А.Ф. ЦАЦУЛЬНИКОВ*, А.В. САХАРОВ, В.В. ЛУНДИН, А.Е. НИКОЛАЕВ, Е.Е. ЗАВАРИН, М.А. СИНИЦЫН, М.А. ЯГОВКИНА, В.М. УСТИНОВ

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН
194021, ул. Политехническая 26, С-Петербург, Россия, andrew@beam.ioffe.ru

В последнее годы полевые транзисторы с высокой подвижностью носителей в канале (HEMT) на основе гетероструктур InAlGaN являются объектом многочисленных исследований и уже становятся коммерчески доступными. В данной работе рассматриваются различные методы создания гетероструктур с двумерным электронным газом с высокой концентрацией носителей: использование сверхрешеток AlN/GaN или слоев InAlN вместо твердого раствора AlGaN.

В качестве базовой была использована структура на основе GaN/AlN/AlGaN с концентрацией ~1,2–1,5×10^{13} $см^{-2}$ при подвижности >1000 $см^2$/В×с при комнатной температуре. На первом этапе однородный слой AlGaN был заменен на сверхрешетку AlN/GaN с той же суммарной толщиной и средним составом (образец SL1), кремнием легировался только GaN. Стоит отметить, что в ГФЭ МОС, в отличие от МПЭ рост сверхрешеток сопряжен с дополнительными трудностями, связанными с возможной эрозией интерфейсов при переходе от роста GaN к росту AlN. Данная проблема была успешно нами решена путем оптимизации условий роста. Как видно из рисунка 1(а), удалось достичь хорошего совпадения среднего содержания Al и при этом увеличить концентрацию носителей в канале.

Таблица 1

Электрофизические параметры, измеренные при 300 К для различных структур

	<Al>, %	Подвижность, $см^2$/В×с	Концентрация, $см^{-2}$	Проводимость, $(Ом×см)^{-1}$
GaN/AlN/AlGaN	27	1050–1100	1,5 ×10^{13}	26–28
GaN/AlN/SL1	26	1060–1100	1,5 ×10^{13}	27–28
GaN/AlN/SL2	39	1010–1040	2,0 ×10^{13}	32–34
GaN/AlN/SL3	58	400–440	2,4 ×10^{13}	16–17

Из сопоставления данных рис. 1,*а*,*б* можно рассчитать толщины слоев GaN и AlN в сверхрешетке SL1; они составили 1,5 и 0,5 нм, соответственно. На следующих этапах тощина слоя GaN в сверхрешетке уменьшалась

до 0,75 (SL2) и 0,375 нм (SL3) при сохранении толщины слоя AlN и соответственном увеличении числа периодов для сохранения общей толщины сверхрешетки. Как видно из рисунка 1(*б*), средний состав точно отслеживает изменение толщины слоя GaN, при этом в последнем образце по данным рентгеновской диффракции формирование сверхрешетки уже не обнаруживается, также для данного образца наблюдается резкое падение подвижности носителей (табл. 1).

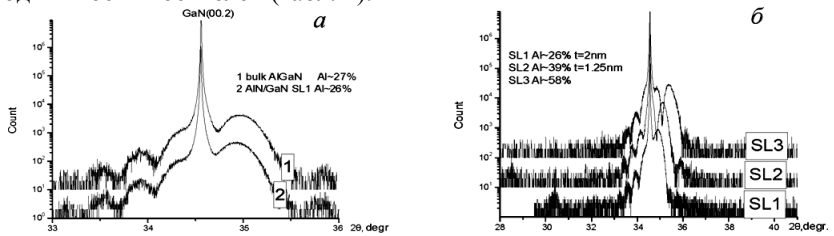


Рис. 1. (*а*) кривые рентгеновской дифракции для структур со слоем AlGaN (1) и AlN/GaN SL1 и (*b*) для сверхрешеточных структур с различной толщиной GaN

Тройное соединение InAlN представляет большой интерес для создания HEMT-транзисторов, так как позволяет снять ограничения связанные с рассогласованием параметров решетки GaN и барьерного слоя в структуре. Теоретические расчеты показывают возможность получения очень высоких (до 3×10^{13} см$^{-2}$) концентраций носителей в канале на интерфейсе GaN/InAlN.

Были исследованы структур с нелегированным барьерным слоем InAlN. Для сравнения были выращены структуры со слоем AlGaN аналогичной толщины и содержанием AlN ~ 35 %. Структура GaN/InAlN демонстрирует крайне низкую подвижность носителей, что, видимо, связано с недостаточным качеством материала. Использование более сложной структуры GaN/AlN/AlInN позволило получить разумные значения подвижности (табл. 2), хотя очевидно, что они могут быть значительно улучшены дальнейшей оптимизацией качества материал и дизайна структур.

Таблица 2

Электрофизические параметры, измеренные при 300 К для различных структур

	Подвижность, см^2/В×с	Концентрация, см$^{-2}$	Проводимость, (Ом×см)$^{-1}$
GaN/u – AlGaN	1400–1500	$8{,}8\times10^{12}$	19–20
GaN/AlN/u – AlGaN	1400–1500	$1{,}1\times10^{13}$	24–25
GaN/u – AlInN	100–125	$2{,}6\times10^{13}$	4–5
GaN/AlN/u – AlInN	650–710	$2{,}8\times10^{13}$	30–32

ПРИМЕНЕНИЕ In СОДЕРЖАЩИХ СЛОЕВ В СТРУКТУРЕ GaN ГЕТЕРОТРАНЗИСТОРА

*А.Н. КОВАЛЕВ

Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»
Институт новых материалов и нанотехнологий
119049, г. Москва, Ленинский проспект, дом 4, ifhm@misis.ru

Замена традиционной AlGaN/GaN гетероструктуры для полевых транзисторов (GaN HEMT) на InAlN/GaN-гетероструктуру перспективна благодаря тому, что при мольной доле In x = 0,17 такая гетероструктура оказывается решеточносогласованной. В ней отсутствуют упругие напряжения и пьезополяризация равна нулю.

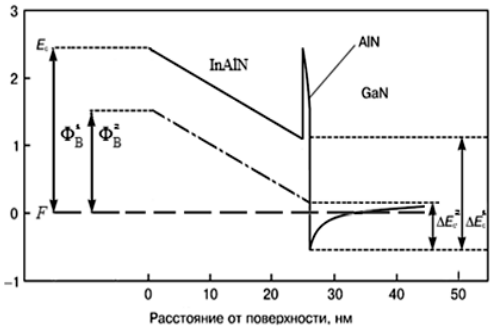


Рис. 1. Ход зоны проводимости. Толстые линии – InAlN/AlN/GaN гетероструктура с тонким (1 нм) слоем AlN, штрих-пунктирная линия – обычная AlGaN/GaN – гетероструктура

При замене слоя $Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ на $In_{0,17}Ga_{0,83}N$ увеличивается ширина запрещенной зоны до 5,35 эВ по сравнению с E_g (AlGaN) = 4,08 эВ, барьер для электронов из канала ΔE_g возрастает на 0,9 эВ (рис. 1).

В [1] сообщаются следующие результаты. Изготовлена $In_{0,18}Al_{0,82}N$/AlN (1нм)/ GaN-структура со следующими параметрами: 2D канала μ = (1170–1650) $см^2/(В×с)$, $n_s = 2,6×10^{13}$ $см^{-2}$.

Выращивание методом MOCVD слоя InAlN осуществляли при 800–850 °C со скоростью 0,2–0,6 мкм/ч. Ga не диффундировал в барьер из нижнего слоя GaN. Транзистор с L_g = 55 нм имел ток стока I_c = 2,3 А/мм, крутизну g_m = 575 мСм/мм, предельные частоты $f_т$ = 205 ГГц, $f_{макс}$ = = 176 ГГц. Показано практически полное отсутствие коллапса тока. Прибор работал при 1000 °C. InAlN/GaN HEMT с L_g = 0,25 мкм, имел выходную мощность 10,3 Вт/мм, эффективность 51 % на 10ГГц.

Оценки показывают, что эффективная скорость электронов в канале InAlN/GaN на 60% выше, чем в канале AlGaN/GaN [2]. При высокой концентрации носителей в канале (> $2,5×10^{13}$ $см^{-2}$) уменьшается время

жизни горячих оптических фононов и возрастает плотность тока. Оптимизация InAlN/AlN/GaN HEMT должна обеспечить создание приборов без деградационных явлений с параметрами: концентрация электронов в 2D канале > $3{,}7\times10^{-3}$ $см^{-2}$, ток стока > 3 А/мм, пробивное напряжение сток-исток > 200 В, плотность мощности > 30 Вт/мм при частоте 10 ГГц.

Решеточно-согласованный покрывающий InAlGaN-слой (вместо GaN) под омическими контактами обеспечивает из-за своей подобранной составом поляризации подавление обеднения при гетеропереходе InAlGaN/AlGaN. У изготовленной в [3] структуры с использованием $In_{0.09}Al_{0.32}Ga_{0.59}N$ покрывающего слоя под истоком и стоком получено омическое контактное сопротивление ниже 1×10^{-6} Ом×$см^2$. Паразитное сопротивление на гетерогранице InAlGaN/AlGaN в пять раз меньше, чем у GaN/AlGaN.

Эффективным с точки зрения ограничения носителей заряда в канале оказалось создание AlGaN/GaN/InGaN/GaN структуры [4]. Подъем края зоны проводимости порождает разрыв зоны проводимости примерно до 0,2 эВ при $In_{0,1}Ga_{0,9}N$. При толщине канавки InGaN 2 нм высота барьера примерно равна 0,38 эВ. Малая толщина и низкое содержание In позволяют вырастить качественный слой InGaN в GaN. Увеличенный потенциальный барьер задней стенки канала InGaN/GaN гетероперехода обусловливает лучшее ограничение носителей. Так как GaN канальный слой под широкозонным барьерным слоем остается главным канальным слоем, в нем сохраняется высокая подвижность, 1400 $см^2/(В\times с)$.

Отмечено уменьшение выходной проводимости, улучшение линейности характеристик и эффективности прибора.

Полученные результаты указывают на сильное влияние эффекта ограничения носителей в канале и целесообразность дальнейших разработок по использованию в HEMT структуре второго InGaN/GaN гетероперехода для увеличения этого ограничения.

Литература

1. C. Bolognesi and N. Grandjean, Comp. Semicond. **8/9,** 15–21 (2010).
2. Liberis J. et al. et al., Phys Status Solidi A. 1–11 (2009).
3. Nakazawa S., et al., IEEE Trans. Electron Dev. **52.** 10. 2124–2128. (2005).
4. Liu J., et al., IEEE Electron Dev. Lett. **27**. 1. 10–12. (2006).

БАЗОВЫЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА СВЧ ЭКБ НА ОСНОВЕ НИТРИДОВ III ГРУППЫ: ПРОБЛЕМЫ, РЕШЕНИЯ, ПЕРСПЕКТИВЫ

Д.М. КРАСОВИЦКИЙ*, А.Г. ФИЛАРЕТОВ, В.П. ЧАЛЫЙ

[1]ЗАО «Светлана-Рост»
194156, г. Санкт-Петербург, пр.Энгельса, 27, e-mail: krasovitsky@semiteq.ru

В течение последних 10 лет СВЧ ЭКБ на основе нитридов III группы прочно вошла в сферу деятельности крупнейших мировых центров микроэлектроники. Однако, несмотря на начавшуюся за рубежом коммерциализацию изделий на основе нитридов, ряд технологических проблем попрежнему сдерживают массовое применение этих перспективных материалов. К числу таких проблем относится комплекс вопросов, связанных с выбором теплопроводящей подложки для эпитаксиального роста гетероструктур, механизмами деградации параметров транзисторов, методологией проектирования МИС и архитектуры систем на их основе. Примечательно, что разработки технологии нитридной ЭКБ за рубежом с самого начала построены на принципах «foundry», в соответствии с которыми использование стандартных конструкций и технологий позволяет, не изменяя технологический процесс, изготавливать не одну конкретную МИС, а целый класс изделий. Поэтому разработка конкретной МИС превращается в разработку топологии на основе библиотеки стандартных элементов, параметры которых находятся в прямой связи с параметрами примененного техпроцесса.

В России данный метод организации производства материалов и ЭКБ, основанный на использовании стандартных конструкций и стандартных технологий, называется «производством пластин с кристаллами заказанных элементов» и узаконен нормативными документами, выпущенными в 2009 году 22-м ЦНИИИ МО РФ, и согласованными со всеми заинтересованными ведомствами [1, 2].

В ЗАО «Светлана-Рост» стандартизованы конструкция и техпроцесс изготовления методом аммиачной молекулярно-пучковой эпитаксии гетероструктур на основе AlGaN с двойным электронным ограничением [3], имеющих электрофизические параметры мирового уровня (рис. 1). При приборной апробации гетероструктур в изделиях сторонних производителей СВЧ ЭКБ, в зависимости от примененной топологии, продемонстрированы плотность мощности в постоянном режиме не менее 4 Вт/мм на

4 ГГц (длина затвора 0,5 мкм, field-plate) и предельные частоты более 60 ГГц (длина затвора 0,15 мкм).

В ЗАО «Светлана-Рост» разработан стандартный техпроцесс «AlGaN DHFET 05 DL» (рис. 2), на основе которого в сжатые сроки проведен ряд разработок ЭКБ, в частности, следующее поколение широкополосного усилителя (2 Вт, 17–25 дБ в полосе 0,1–4 ГГц) и усилителя мощности С-диапазона (7 Вт, 10 дБ на 4–6 ГГц). Уровень расчетных параметров ЭКБ, созданный на основе процесса «AlGaN DHFET 05 DL», конкурентоспособен на частотах до 8 ГГц. С рядом отечественных производителей ЭКБ начаты разработки пластин с заказанными элементами [1, 2] по правилам проектирования, созданным на основе техпроцесса «AlGaN DHFET 05 DL».

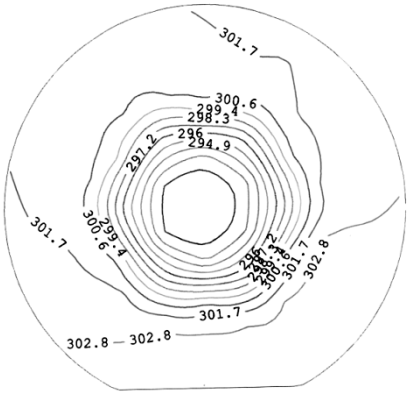


Рис. 1. Карта слоевого сопротивления стандартной гетероструктуры AlGaN с двойным электронным ограничением

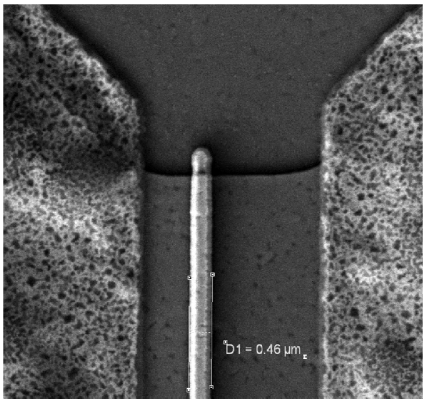


Рис. 2. РЭМ-изображение затвора, полученного по стандартному техпроцессу «AlGaN DHFET 05 DL»

Литература

1. Временное положение "Порядок выполнения работ при взаимодействии разработчика микросхем и изготовителя пластин с кристаллами заказанных элементов", ФГУ 22ЦНИИИ МО, 2009 г.

2. Временное положение "Изделия электронной техники, квантовой электроники и электротехники военного назначения. Пластины с кристаллами заказанных элементов. Общие технические условия", ФГУ 22ЦНИИИ МО, 2009 г.

3. А. Алексеев, Д.Красовицкий, С.Петров, В.Чалый. Многослойные гетероструктуры AlN/AlGaN/GaN/AlGaN – основа новой компонентной базы твердотельной СВЧ электроники. Компоненты и Технологии, **2**, 106 (2008).

НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРЫ С ВЫСОКОЙ ПОДВИЖНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОНОВ НА ОСНОВЕ InAs/AlSb ДЛЯ СОЗДАНИЯ МАЛОШУМЯЩИХ СВЧ ТРАНЗИСТОРОВ

*А.Н. СЕМЕНОВ[1], В.А. СОЛОВЬЕВ[1], Б.Я. МЕЛЬЦЕР[1], А.С. ГАВРИЛОВ[1,2], Т.А. КОМИССАРОВА[1] А.А. СИТНИКОВА[1], С.В. ИВАНОВ[1]

[1] ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия, тел: (812)292-48-63, факс: (812)297-36-20, эл. почта: semenov@beam.ioffe.ru
[2] СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Проф. Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия

В настоящее время перспективы развития СВЧ-электроники базируются, в основном, на наноразмерных гетероструктурах соединений A^3B^5 (прежде всего AlGaAs, GaInAs, AlGaN), которые обеспечивают создание высокоскоростных твердотельных приборов, доминирующих в системах связи, радиолокации, СВЧ-радиометрии, навигации, в устройствах для борьбы с терроризмом и др. Транзисторы с каналом на основе InAs являются материалами нового и новейшего поколений. Ожидается, что благодаря малой эффективной массе электронов и высоким значениям скорости насыщения они будут существенно превосходить по частотным характеристикам аналогичные устройства на основе таких материалов, как GaAs, $In_{0.47}Ga_{0.53}As$ и GaN. Малая ширина запрещенной зоны позволит также существенно снизить потребляемую мощность. Интенсивные исследования возможности создания транзисторов с каналом на основе InAs, проводимые в ведущих научных центрах, позволили получить первые практические результаты, в частности, был продемонстрирован HEMT-транзистор с подвижностью носителей 26 300 $см^2/В{\cdot}с$ и концентрацией $1{,}28{\cdot}10^{12}$ $см^{-2}$ (при комнатной температуре) [1]. Однако потенциальные преимущества такого рода транзисторов до сих пор в полной мере не реализованы.

В данной работе обсуждаются основные проблемы и пути их решения, связанные с разработкой технологии HEMT структур с двумерным каналом на основе InAs. Во-первых, это начальные стадии роста и методы подавления прорастающих дислокаций (концентрация которых на гетерогранице AlSb/GaAs может достигать 10^{11} $см^{-2}$), обусловленных значительным рассогласованием периодом решеток материала канала (InAs) и подложки (GaAs). Предложены методики роста, позволяющие подавить переиспарение сурьмы на начальных стадиях роста (в частности, высокотемпературные буфреные слои AlSb) и способы снижения плотности дислокаций (например, использование короткопериодных напряженных сверхрешеток AlSb/GaSb).

Во-вторых, это особенности формирования резких бездефектных интерфейсов AlSb/InAs [2]. Трудности формирования интерфейса связаны, в первую очередь, с одновременной сменой и катиона и аниона при переходе через гетерограницу, а также с сильно отличающимися режимами эпитаксиального роста составляющих слоев (в частности, температуры роста AlSb и InAs). Хорошо известно, что наилучшими транспортными свойствами обладает интерфейс со связями типа In–Sb [3]. В данной работе предложены методики, позволяющие воспроизводимо получать интерфейсы с заданным типом химической связи на гетерогранице, определены оптимальные температуры и соотношения потоков, позволяющие минимизировать неконтролируемое встраивание и перемешивание летучих компонентов (сурьмы и мышьяка). Обсуждаются особенности сегрегации сурьмы и индия при росте КЯ AlSb/InAs, предложены способы подавления сегрегации. Реализация разработанных ростовых режимов позволила достичь значений подвижности электронов в канале InAs $2{,}25\times10^5$ и $2{,}8\times10^4$ см^2/Вс при температурах 77К и 300К, соответственно, а концентрация носителей в канале при этом составила $1{,}7\times10^{12}$ и $2{,}7\times10^{12}$ см$^{-2}$.

Третья проблема, связанная с реализацией прототипа транзистора с каналом на основе InAs, заключается в формировании контактных слоев. Для создания затвора необходимо использовать слой $Al_xIn_{1-x}As$ ($x \sim 40$ %). Введение такого слоя приводит к появлению дополнительных напряжений в гетероструктуре и, как правило, значительно ухудшает транспортные свойства двумерного канала InAs. В данной работе нами были достигнуты значения подвижности и плотности носителей в канале транзисторной гетероструктуры AlSb/InAs с контактными слоями AlInAs – $2{,}3\times10^4$ см^2/Вс и $2{,}3\times10^{12}$ см$^{-2}$ при комнатной температуре, что не уступает лучшим значениям, полученным в подобных гетероструктурах в мире [1, 4]. Результаты, полученные на тестовых гетероструктурах, позволяют сделать вывод о том, что разработанная технология находится на мировом уровне и может служить основой для создания малошумящих СВЧ транзисторов с рекордными частотными параметрами.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-02-01500.

Литература

1. B.R. Bennet et al., J. Electr. Mat. **36** (2007) 99.

2. S.V. Ivanov and P.S. Kop'ev, // in Antimonide-related strained-layer heterostructures, edited by M. O. Manasreh, Ser "Optoelectronic properties of semiconductors and superlattices" vol 3, (Gordon & Breach Science Publishers), 1997, p. 95.

3. П.В. Неклюдов, С.В. Иванов, Б.Я Мельцер, П.С. Копьев. ФТП. **31** (1997) 1242.

4. M. Borg et al., Solid-State Electronics **52** (2008) 775–781.

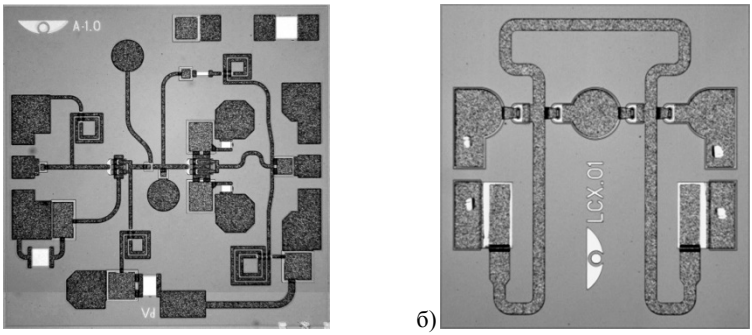
ГЕТЕРОСТРУКТУРНЫЕ МОНОЛИТНЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СХЕМЫ МАЛОШУМЯЩЕГО УСИЛИТЕЛЯ X-ДИАПАЗОНА И PIN-ДИОДНОГО ОГРАНИЧИТЕЛЯ МОЩНОСТИ

*А.Ю. ЮЩЕНКО, Г.И. АЙЗЕНШТАТ, В.Г. БОЖКОВ, Е.А. МОНАСТЫРЕВ, И.М. ДОБУШ

ОАО «Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов» 634042, г. Томск, Красноармейская, 99а, e-mail: ayzen@mail.tomsknet.ru

В работе представлены результаты ОАО «НИИПП» по созданию монолитных интегральных схем (МИС) малошумящего усилителя (МШУ) X-диапазона на PHEMT-транзисторах и защитного устройства для него на гетероструктурных pin-диодах [1, 2].

На рис. 1 показаны фотографии изготовленных МИС МШУ X-диапазона (а) и ограничителя мощности (б). Размер кристалла МИС МШУ составляет 1,4×1,4×0,1 мм, размер кристалла МИС ограничителя мощности составляет 1,1×1,15×0,1 мм.



а) б)

Рис. 1. Фотографии МИС МШУ(а) и ограничителя мощности (б)

На рис. 2 представлены измеренные характеристики МИС МШУ X-диапазона. Изготовленные усилители характеризуются следующими параметрами (при комнатной температуре): полоса рабочих частот Δf = = 7–11 ГГц; минимальный коэффициент шума NFmin = 0,9–1,1 дБ на частоте 9 ГГц; коэффициент усиления G = 18±0,4 дБ в диапазоне частот 8–10,5 ГГц; коэффициенты отражения |s11| и |s22| < – 10 дБ; коэффициент устойчивости k > 1 во всем диапазоне частот; мощность при уменьшении коэффициента усиления на 1 дБ $P_{1дБ}$ = 10,8 дБм на частоте 10 ГГц; максимально допустимая входная мощность $P_{вх.макс.}$ = 19–20 дБм, рабочий режим по постоянному току $V_{пит}\times I_{пит}$ = 3В×38мА.

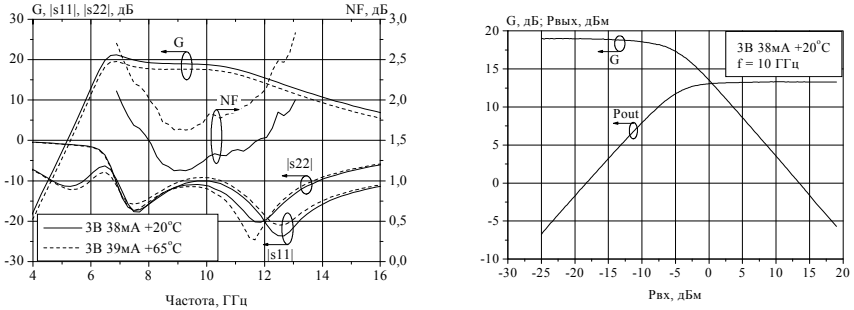


Рис. 2. Измеренные характеристики МШУ

На рис. 3 представлены измеренные характеристики МИС ограничителя мощности.

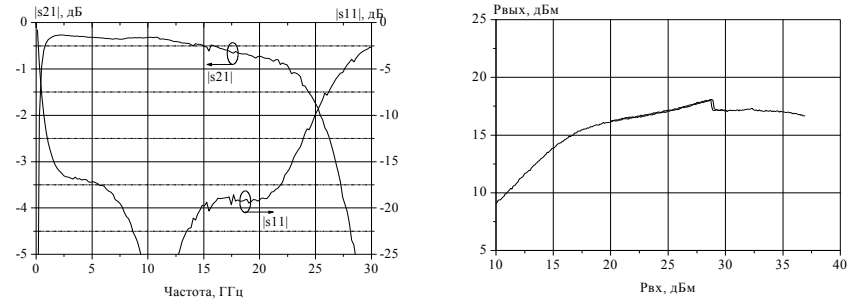


Рис. 3. Измеренные характеристики ограничителя мощности

Изготовленные МИС ограничителей мощности характеризуются следующими параметрами (рис. 3): полоса рабочих частот Δf = 1–22 ГГц; вносимые потери |s21| < 1 дБ; коэффициенты отражения на входе и выходе |s11| и |s22| < – 15 дБ; максимальная входная мощность $P_{вх.макс.}$ > 37 дБм (5 Вт); мощность просачивания $P_{вых}$ < 18 дБм (60 мВт). Для X-диапазона частот (8–12 ГГц) схема характеризуется вносимыми потерями порядка 0,4 дБ и коэффициентами отражения на входе и выходе не более – 20 дБ.

В ближайшее время планируется серийный выпуск данного комплекта монолитных интегральных схем.

Литература

1. G.I. Ayzenshtat, A.Y. Yushenko, S.M. Gushchin et al., Semiconductors. **44**, 1362 (2010).

2. G.I. Ayzenshtat, A.Y. Yushenko, V.G. Bozhkov. Russian Phys. J. **53**, 914 (2011).

ОПЫТ РАЗРАБОТКИ РЯДА ГИБРИДНО-МОНОЛИТНЫХ УСТРОЙСТВ НА ОСНОВЕ GaAs МИС ПО МЕТОДУ «FOUNDRY»

*И.М. ПЕТРЕНКО

ОАО «Центральное конструкторское бюро автоматики»
644027, г. Омск, проспект Космический, 24 а, e-mail: ckba@omsknet.ru

В период с 2002 по 2005 гг. по инициативе ОАО «ЦКБА» были выполнены четыре ОКР, в рамках которых спроектировано шесть типов кристаллов GaAs МИС и на их основе разработан ряд гибридно-монолитных устройств (ГМИУ) дециметрового диапазона. Структура взаимоотношений между предприятиями организована по методу «foundry». Технологическая фабрика, в роли которой выступает ЗАО «Светлана-Рост» г. Санкт-Петербург, поставляет пластины с заказанными кристаллами в дизайн-центр и подтверждает соблюдение технологического процесса по результатам контроля электрофизических параметров параметрического монитора. Функции дизайн-центра выполняет научно-технологический комплекс (НТК) при ОАО «ВНИИРА» г. Санкт-Петербург, который после разбраковки кристаллов по статическим параметрам и разделения пластины на кристаллы осуществляет их поставку в ОАО «ЦКБА». На последнем этапе перед установкой в ГМИУ ОАО «ЦКБА» тестирует кристаллы МИС по СВЧ параметрам. К настоящему времени аппаратура с применением GaAs кристаллов МИС прошла все виды испытаний, КД подготовлена к присвоению литеры «О1», выполняются мероприятия по подготовке производства к серийному выпуску кристаллов МИС.

Анализируя результаты выполнения ОКР по методу «foundry», можно отметить следующие положительные стороны:

1. Разработчик аппаратуры при выполнении ОКР имеет возможность не только использовать технологические возможности сторонних предприятий, но и принимать непосредственное участие в разработке элементной компонентной базы (ЭКБ) высокой степени интеграции.

2. За счёт того, что кристаллы МИС изготавливаются с использованием базовых технологических процессов и для аппаратуры конкретного назначения, существенно сокращаются сроки разработки.

3. Решаются вопросы импортозамещения и мелкосерийности производства ЭКБ специального назначения.

Несмотря на очевидные преимущества метода «foundry», имеется ряд проблемных вопросов:

1. Нормативная база: «Порядок выполнения работ при взаимодействии разработчика микросхем и изготовителя пластин с кристаллами заказанных элементов» от 12.03.09 г. имеет статус временного положения.

2. Степень отработки базовых технологических процессов не позволяет дать объективную оценку годности кристалла на ранних стадиях изготовления: по параметрическому монитору или при разбраковке по статическим параметрам. Тестирование кристалла по СВЧ-параметрам перед установкой в аппаратуру – это очень трудоёмкая и в условиях серийного производства неприемлемая процедура. Решение этого вопроса возможно при оснащении дизайн-центра термовакуумными зондовыми станциями, позволяющими выполнять разбраковку и поставку кристаллов непосредственно по выходным СВЧ параметрам.

3. Актуально внедрение метода «foundry» не только в кристальном производстве, но и для более широкого круга передовых технологий, таких как LTCC и IPD (МДМ-структуры). Это позволит более эффективно решать многие вопросы, например, проблему комплексной миниатюризации аппаратуры.

Ещё одним актуальным вопросом является необходимость расширения до 20–40 ГГц диапазона рабочих частот устройств, реализуемых базовыми технологическими процессами кристального производства. Наиболее востребованными уже сегодня будут кристаллы МИС малошумящих СВЧ-усилителей, активных балансных смесителей, СВЧ-переключателей и т.п. Схемотехнические решения этих устройств ориентированы на применении транзисторных структур с $f_T > 80$ ГГц (например, pHEMT с $L_З < 0{,}2$ мкм), которые недоступны для большинства предприятий промышленного профиля. В этом отношении перспективным представляется сотрудничество с академическими ВУЗами, обладающими соответствующими технологическими возможностями, с привлечением их к выполнению конкретных ОКР, и последующей адаптацией технологических процессов на промышленных предприятиях.

ФОРМИРОВАНИЕ СУБМИКРОННЫХ ЗАТВОРОВ С ПРИМЕНЕНИЕМ СИСТЕМЫ ДВУХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

А.Л. КУЗНЕЦОВ[1], Ю.А. МАТВЕЕВ[1], *А.Ю. ПАВЛОВ[2], Н.В. ЩАВРУК[2]

[1]Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31
[2]Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН
117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7, корп. 8/0, e-mail: alexup@bk.ru

Одной из наиболее важных проблем при изготовлении полевого транзистора с барьером Шоттки миллиметрового диапазона длин волн является формирование затвора транзистора длиной Lg = 0,1 – 0,2 мкм. Для этих целей используется, как правило, электроннолучевая литография [1] или прецизионная проекционная литография. [2]. Эти установки являются весьма дорогостоящими, а электроннолучевая литография еще и весьма длительный процесс.

В связи с изложенным выше, существует необходимость в разработке технологии формирования затворов длиной Lg = 0,1 – 0,2 мкм простым и доступным методом, например – контактной фотолитографией [3].

Нами была разработана технология формирования субмикронных затворов с помощью системы диэлектриков Si_3N_4/SiO_2 и прецизионного ионного травления. При этом тяжесть формирования субмикронного затвора переносится на нанесение диэлектрика заданной толщины и прецизионное реактивное ионное травление (РИТ).

В качестве подложки нами использовались гетероструктуры AlGaAs/InGaAs/GaAs.

Изготовление транзисторов на выращенных гетероструктурах AlGaAs/InGaAs/GaAs проводилось в следующей последовательности

1) Формирование межприборной изоляции;

2) Формирование омических контактов AuGe/Ni/Au и их вжигание.

3) Формирование затвора включало в себя:

а – нанесение диэлектрика Si_3N_4/SiO_2 (0,1/0,3 мкм) и фотолитографию затворов Шоттки, ширина засвеченной области 0,4–0,5 мкм

б – анизотропное травление на установке с индуктивно связанной плазмой (ICP),

в – удаление фоторезиста, и повторное нанесение диэлектрика Si_3N_4/SiO_2 (0,1/0,3 мкм) и его травление, после чего в результате образование пристенка в – исходной затворной щели (0,4–0,5 мкм), размер щели существенно уменьшился (по нашим оценкам, до 0,12 мкм)

4) Стравливание n+ слоя проводилось в селективном травителе.

5) Далее, методом «взрывной» фотолитографии формировался топологический рисунок затворной металлизации.

Были изготовлены транзисторы с шириной затвора Wg = 2*50 мкм, 2*100 мкм, 2*200 мкм. На рисунке 1 приведен затвор транзистора с Wg = 2*50 мкм, полученный по указанной технологии. Как следует из рисунка 1, длина затвора этого транзистора составляет Lg = 0,15 мкм.

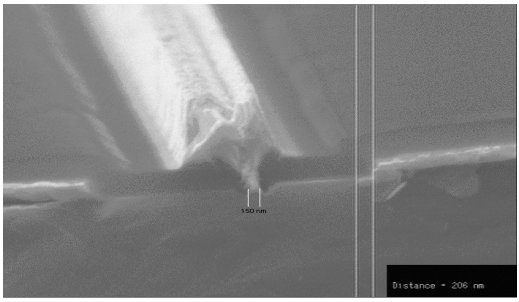


Рис. 1. Фотография поперечного сечения структуры после напыления затвора

Исследования СВЧ-характеристик проводилось на основе измерений малосигнальных S-параметров в диапазоне частот 0,01–67 ГГц, по которым потом определялись коэффициенты усиления на различных частотах и предельные частоты усиления по току Ft и по мощности F_{max}. Измерения проводились зондовым методом на пластине на установке зондового контроля. Были получены следующие значения: величина предельной частоты усиления по току F_t транзистора составила 55,79 ГГц, предельная частота усиления по мощности изготовленного транзистора составляет F_{max} = 143,29 ГГц.

Из приведенных данных следует, что транзистор будет работоспособен на частотах до 40 ГГц.

Таким образом, разработанная самосовмещенная схема с применением системы диэлектриков SiO_2/Si_3N_4 позволяет получать транзисторные структуры с длинами затворов менее 0,15 мкм с применением низкоэнергетического (<50 эВ) прецизионного травления.

Литература

1. Harry J. Levinson Principles of lithography SPIE-International Society for Optical Engineering, 2004.

2. Cris A.Mack Fundamental Principles of Optical Litogtaphy, The Science of Microfabrication, John Wiley & Sons, London, 2007.

3. Моро У. Микролитография: Принципы, методы, материалы. Ч.1: Пер.с англ./Мир, 1990.

ПРОИЗВОДСТВО БЕЗМИКРОПОРНЫХ ПОДЛОЖЕК КАРБИДА КРЕМНИЯ ДЛЯ ПРИБОРОВ СИЛОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ, СД И СВЧ ТЕХНИКИ

*Ю.Н. МАКАРОВ[1], Т.Ю. ЧЕМЕКОВА[1], Д. ЛИТВИН[1], В. ВАСИЛЬЕВ[1], С.С. НАГАЛЮК[1], С.Ю. КУРИН[1], А.Д. РОЕНКОВ[1], И.С. БАРАШ[1]

[1]«Группа компаний «Нитридные кристаллы»»
194156, Санкт-Петербур, пр. Энгельса 27, e-mail: Yuri.Makarov@semicrys.fi.ru

Подложки карбида кремния обладают широкой запрещенной зоной, высокими: теплопроводностью, насыщенной скоростью дрейфа, напряженностью пробоя. Они применяются в светодиодах зеленого и синего диапазонов, экономичном твердотельном освещении (белые СД), в мощных высокочастотных диодах и транзисторах, преобразователях электроэнергии. По своим свойствам и структурным параметрам SiC лучше сапфировых подложек соответствует нитридным гетероструктурам. В группе компаний «Нитридные кристаллы» разработаны технологии выращивания объемных кристаллов 6H – SiC и изготовления низкодефектных проводящих и высокоомных подложек 6H – SiC. Совместно с ФГУП «Экспериментальный завод научного приборостроения (ФГУП ЭЗАН)» разработана и изготовлена автоматизированная установка для выращивания объемных кристаллов SiC диаметром не менее 50 мм сублимационным методом (T – 2600 ºC).

Монокристаллы 6H SiC выращивались в установках индукционного нагрева при температурах 2250–2300 °C в атмосфере аргона (20–40 Торр) сублимационным методом [1]. В качестве источника пара SiC при производстве проводящего SiC использовался коммерческий порошок SiC; при производстве высокоомного SiC источник синтезировался из элементарных Si и C. Условия роста оптимизировались на основании экспериментальных данных и компьютерного моделирования ростового процесса. Так, создание слегка выпуклой поверхности роста кристалла SiC при контроле отношения C/Si в паре существенно уменьшало количество генерированных дефектов [2].

Основными требованиями к качеству 6H – SiC подложек являются низкая плотность микропайпов (20–60 шт $\cdot$ см$^{-2}$), отсутствие инородных включений, структурное совершенство и высокое качество обработки поверхности. С этой точки зрения проведено исследование основных причин возникновения дефектов в монокристаллах 6H – SiC и найдены возможности уменьшения количества таких дефектов в монокристаллах. По-

лученные проводящие 6H – SiC подложки диаметром 3 дюйма имеют плотность микропайпов менее 30 $см^{-2}$, удельное сопротивление 0,05–0,1 Ом · см, высокое структурное совершенство (FWHM ~ 30–50 arcsec). Удельное сопротивление высокоомных (слабо – легированных) образцов составляет более 10^4 Ом · см.

Одной из последних разработок является получение безмикропорных кристаллов и подложек. Исследование структуры методом избирательного травления показывает отсутствие дефектов типа микропайпов, плотность дислокаций составляет $1–4x10^3$ $см^2$.

Шероховатость поверхности производимых подложек SiC после цикла постростовой обработки объемных кристаллов и финишной ХМП 0,1–0,3 нм. Подложки имеют качество «для эпитаксиального наращивания» и предназначены для создания эпитаксиальных приборных структур.

Темплейты GaN(AlGaN)/SiC обеспечивают возможность изготовления светодиодов видимого и ближнего УФ спектральных диапазонов (320–600 нм) с пониженной плотностью дефектов и вертикальной геометрией электродов. Последнее позволяет в случае мощных светодиодов обеспечить более равномерное распределение плотности тока в активной области, в случае светодиодов малой и средней мощности – получить большее количество чипов с эпитаксиальной пластины, что необходимо для понижения их себестоимости.

Темплейты AlN/SiC это продукт, ориентированный на электронику и оптоэлектронику дальнего УФ спектрального диапазона (210–300 нм). Для мощных высокотемпературных высокочастотных полевых транзисторов AlN/SiC темплейты представляют собой естественный аналог полуизолирующей подложки SiC, но более дешевый. Высокая теплопроводность и низкая плотность дислокаций делает возможным изготовление на AlN/SiC темплейтах мощных высокочастотных транзисторов нового поколения. Для светодиодов дальнего УФ диапазона AlN/SiC позволяют резко увеличить эффективность излучения света, что является наиболее критичным фактором для приборов этого класса.

Литература

1. Yu.M. Tairov, V.F. Tsvetkov,: J. Crystal Growth, v.43,(1978),p.209 (2003).
2. M. Dudley, X.R. Huang and W.M. Vetter,: Phys. D, v.36, p.A 30, (2003).

РОСТ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР AlGaN/GaN ДЛЯ СВЧ ТРАНЗИСТОРОВ НА РАЗЛИЧНЫХ ПОДЛОЖКАХ

А.А. АРЕНДАРЕНКО, И.Г. ЕРМОШИН, В.А. ОРЕШКИН,
*Ю.Н. СВЕШНИКОВ, И.Н. ЦЫПЛЕНКОВ

ЗАО "Элма-Малахит" – ДО ОАО "Концерн Энергомера"
124460, Москва, Зеленоград, пр.4806, д.4, стр. 2,
e-mail: sveshnikov@elma-malachit.ru

СВЧ полевые транзисторы с высокой подвижностью электронов (HEMT) на основе гетероструктур AlGaN/GaN все шире осваиваются в промышленном производстве ведущих мировых фирм. Успешно развивается это направление и в России [1]. В настоящей работе приводятся некоторые результаты исследований по созданию структур AlGaN/GaN на подложках сапфира, карбида кремния и кремния, пригодных для изготовления HEMT.

Для получения гетероструктур использовался МОС-гидридный метод. Активная часть структуры состояла из слоя GaN толщиной ~ 1–2 мкм, тонкого (~10 Å) слоя AlN и области AlGaN толщиной 20–25 нм, часть которой (12–15 нм) могла быть легирована кремнием до уровня ~ $3{,}10^{18}$ см$^{-3}$. Содержание Al в слоях находилось на уровне 28–33 ат. %. Процессы роста осуществлялся при давлении в реакторе 100 мм рт.ст.

Выращивание структур на подложках сапфира осуществлялось известным 2-х стадийным методом. При оптимальных режимах роста зависимость подвижности носителей заряда от их слоевой концентрации в получаемых гетероструктурах показана на рис. 1. На рис. 2 приведено типичное распределение слоевого сопротивления по площади структур диаметром 50,8 мм.

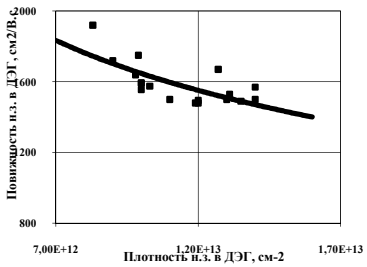


Рис. 1 Соотношение между плотностью носителей заряда в ДЭГ (N.d) и их подвижностью в гетероструктурах AlGaN/GaN

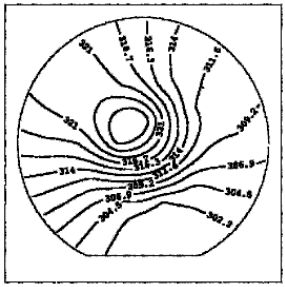
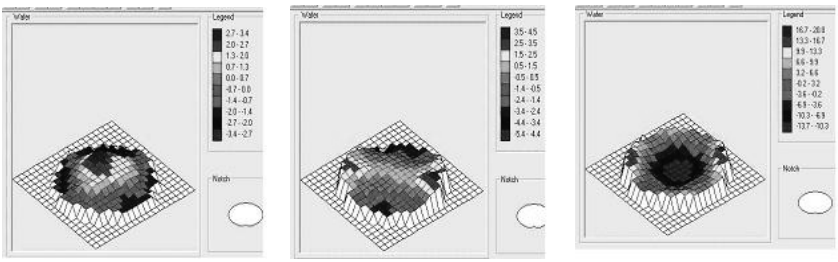


Рис. 2 Распределение слоевого сопротивления по площади гетероструктур

Для получения структур на подложках карбида кремния применялся изотермический режим (1050 °С) начальной стадии с использованием переходного слоя AlN – AlGaN. Это позволило получать структуры с электрофизическими характеристиками, не отличающимися от характеристик структур, полученных на подложках сапфира.

Значительно труднее получить качественные гетероструктуры на подложках кремния. Различные приемы, применяемые в этом случае, приводят к тому, что переходная композиция может достигать нескольких микрон по толщине, что, естественно, усложняет процесс роста. В наших исследованиях мы применили многослойную переходную область на основе сочетания слоев AlGaN различного состава и толщины. Получены гетероструктуры, имеющие зеркальную поверхность, свободную от трещин по всей области структуры диаметром 2" за исключением периферийной области ~ 2–3 мм, и содержащих гетеропереход AlGaN – GaN, образующий канал проводимости.

На рис. 3 приведены профили поверхности гетероструктур AlGaN/GaN, выращенных на подложках сапфира (а), карбида кремния (б) и кремния (в). Как и ожидалось, структуры на сапфире и карбиде кремния имеют слегка вогнутую поверхность, что отражает наличие напряжений сжатия в эпитаксиальных слоях, а структура на подложке кремния показывает наличие напряжений растяжения, приводящих к выгнутому фронту поверхности.



а *б* *в*

Рис.3 Форма поверхности гетероструктур AlGaN/GaN на подложке сапфира *(а)*, карбида кремния (*б*) и кремния (*в*)

Литература

1. В.Г. Мокеров, А.Л. Кузнецов и др. ФТП, **43,** вып.4 (2009), 561 – 567.
2. S. Das Bakshi, J. Summer *et al.* J. Cryst. Growth **311** (2009), 232 – 237.

ТЕХНОЛОГИЯ ФОРМИРОВАНИЯ МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ СКВОЗНЫХ ОТВЕРСТИЙ В ПЛАСТИНАХ GaAs С ТРАНЗИСТОРНЫМИ СТРУКТУРАМИ И МОНОЛИТНЫМИ СХЕМАМИ

А.М. КОНОВАЛОВ, А.А. ДОРОФЕЕВ, Д.А. КОНОВАЛОВ

ФГУП ГЗ «Пульсар»
105187, г. Москва, Окружной проезд, дом 27, e-mail: openline@gz-pulsar.ru

Работа посвящена решению актуальной задачи уменьшения индуктивности заземления истокового электрода в полевых транзисторах с барьером Шоттки в качестве затвора (ПТБШ) на GaAs и заземления различных элементов в монолитных усилителях. Решение данной задачи позволяет повысить коэффициент усиления по мощности ПТБШ, упрощает проектирование топологии монолитных усилителей, а также удешевляет сборку данных СВЧ изделий. В работе анализируется технология формирования сквозных отверстий химическим методом с периодическим погружением пластины в травитель.

Технология химического травления сквозных отверстий выбрана на основании следующих причин:

– достижение высокой скорости травления GaAs и, как следствие, возможность использовать пластины GaAs толщиной порядка 150 мкм, что особенно важно в технологии изготовления монолитных СВЧ усилителей.

– отсутствие необходимости в сложных и дорогих установках плазменного травления, в которых используется такой газ, как Cl.

– возможность использовать фоторезист в качестве защитной маски, что упрощает технологию её формирования и позволяет использовать стандартное фотолитографическое оборудование для совмещения лицевой и обратной стороны пластины.

– профиль сквозного отверстия получается конической формы с гладкими стенками, что позволяет качественно металлизировать его.

С учётом требований к качеству сквозных отверстий, химической стойкости фоторезистивной маски и стабильности по скорости травления в качестве травителя предпочтительней всего выглядит состав на основе ортофосфорной кислоты и перекиси водорода. Соотношение компонентов H3PO4:H2O2:H2O=3:4:1.

Высокая скорость и равномерность травления по пластине достигаются оптимальным размером окна в защитной маске фоторезиста, оптимальной температурой травителя и динамикой процесса травления. Основу данного метода травления составляет процесс периодического окунания

пластины в травитель и перемещения её по дугообразной траектории. Металлизирование отверстий осуществляется за счёт напыления металлизации Ti–Pt–Au в вакууме с последующим гальваническим осаждением золота.

Сравнительная оценка индуктивности заземления посредством сквозных отверстий и посредством золотых проволочных выводов на тестовой структуре производится по измерению ослабления коэффициента передачи сигнала на выходе 50-омной микрополосковой линии на частотах 4–18 ГГц.

Сравнительный анализ влияния заземления на коэффициент усиления по мощности СВЧ транзисторов производился непосредственно измерением на СВЧ сигнале корпусированных приборов с заземлением истокового электрода посредством металлизированных сквозных отверстий и золотых проволочных выводов.

Заключение

В данной работе получены следующие результаты:

1. Оптимизирован состав травителя.
2. Отработан метод травления на основе периодического окунания пластины в травитель.
3. Получены сквозные отверстия эллипсообразной и круглой формы с равномерностью травления по площади пластины диаметром 40 мм не хуже 90 %.
4. Отработан метод металлизирования сквозных отверстий.

ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНАЯ ЖИДКОСТЬ В КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СЛОЯХ ГЕРМАНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР ZnSe / Ge / ZnSe / GaAs

*Ю.И. ИОШКИН[1], Т.М. БУРБАЕВ[1], М.Н. ГОРДЕЕВ[1], С.П. СУПРУН[2]

[1]Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
119991, Москва, Ленинский пр., 53, e-mail: ioshkin87@mail.ru
[2]Институт физики полупроводников СО РАН
Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Большие времена жизни экситонов и стабильность электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) в кремнии и германии дают возможность в гетероструктурах на их основе, в условиях пространственного ограничения, реализовать условия для образования квази-двумерных конденсированных состояний. Так, недавно [1] ЭДЖ была обнаружена в кремниевых гетероструктурах Si / SiGe / Si II рода, в напряженном слое SiGe, образующим барьер для электронов и квантовую яму (КЯ) для дырок на зонной диаграмме. В настоящей работе предпринята попытка обнаружения ЭДЖ в гетероструктуре ZnSe / Ge / ZnSe / GaAs I рода, в квантово-размерном слое Ge, «зажатом» слоями широкозонного ZnSe и образующим КЯ как для электронов, так и для дырок глубиной ~1 эВ. Исследования проводились методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) в диапазоне температур 1,8–300 K и уровней возбуждения 0,01– 1000 Вт / см^2. Гетеросистема ZnSe / Ge / ZnSe / GaAs не напряжена [2]. На начальной стадии эпитаксии формируются трехмерные нановостровки Ge (квантовые точки, КТ). По мере возрастания «технологической» толщины d_t осажденного Ge плотность нановостровков растет, увеличиваются их размеры, затем основания островков сливаются, образуя двумерный слой. Исследовались структуры 2-х типов с величинами d_t = 3,4 нм и 10 нм. В первом случае образовывался двумерный слой, во втором случае слой

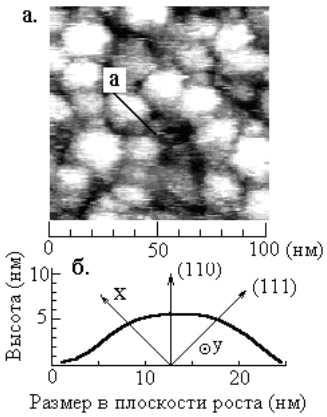


Рис. 1. Размер островков в плоскости роста

состоял из системы отдельных КТ, высотой 5 нм (рис. 1) [2]. В спектрах ФЛ структур с dt = = 3,4 нм, кроме линий от подложки (GaAs), наблюдалась широкая линия с максимумом примерно 970 мэВ, обусловленная, как мы полагаем, излучением КТ Ge. В спектрах ФЛ структур с dt = 10 нм, кроме слабой линии КТ наблюдалась широкая линия при энергии 1200 мэВ, обусловленная, как мы полагаем, излучением двумерного слоя (КЯ) Ge (рис. 2). Энергетическое положение линий обусловлено размерным квантованием. Интенсивность ФЛ КТ незначительно уменьшалась с возрастанием температуры от 1,8 до 300 К. Интенсивность ФЛ КЯ при гелиевых температурах пороговым образом возрастала с ростом накачки. При фиксированном уровне накачки интенсивность ФЛ КЯ пороговым образом возрастала с понижением температуры.

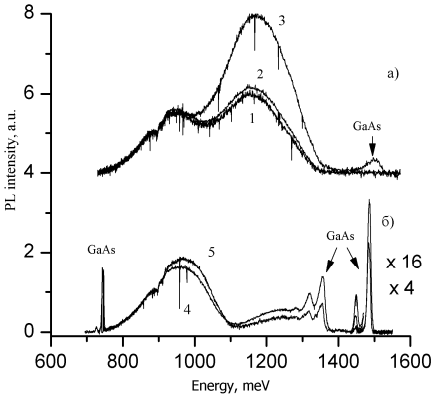


Рис. 2. Трансформация спектров ФЛ для: а) образца с квантовыми ямами (1, 2, 3 линии), б) образца с квантовыми точками (4, 5 линии) при различной энергии накачки. Т = 1,8 К. Спектры нормированы на линию с максимумом интенсивности при энергии 880 мэВ. Мощность накачки лазером для линий 1, 2, 3 равна 0,01, 0,15 и 150 Вт / м^2, соответственно, для линий 4, 5 – 8 и 150 Вт / м^2, соответственно

Исходя из спектрального положения линий ФЛ КЯ и порогового характера зависимости их интенсивности от уровня накачки и температуры, мы полагаем, что при гелиевых температурах мы наблюдали излучение квазидвумерной ЭДЖ в слое Ge гетероструктуры.

Работа поддержана программами РАН и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (Госконтракт № П546).

Литература

1. Т.М. Бурбаев, М.Н. Гордеев и др. Письма в ЖЭТФ, **92**, 341 (2010).
2. И.Г. Неизвестный, С.П. Супрун, А.Б. Талочкин и др. ФТП, **35,** 1135 (2001).

ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ С КОМБИНИРОВАННО-ЛЕГИРОВАННЫМ КАНАЛОМ И ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ AlGaAs/InGaAs/AlGaAs: МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Р.А. ХАБИБУЛЛИН [1], И.С. ВАСИЛЬЕВСКИЙ[1], Г.Б. ГАЛИЕВ[2], Е.А. КЛИМОВ[2], В.А. КУЛЬБАЧИНСКИЙ[3]

[1]Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ"
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: khabibullin_r@mail.ru
[2]Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН
117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7
[3]Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
119991 ГСП-1, Ленинские горы

Одной из важных задач твердотельной СВЧ электроники является создание мощных высокочастотных приборов на основе гетероструктурных полевых транзисторов [1]. Перспективным направлением создания мощных транзисторов СВЧ диапазона является использование структур типа DC HFET (Doped Channel Heterostructure Field Effect Transistor) с объемно легированной квантовой ямой (КЯ) [2]. Однако в DC HFET проявляется сильное рассеяние электронов, а значит, и сниженный КПД в связи с омическим разогревом канала, поскольку ионизированные доноры находятся в той же пространственной области, что и электроны. В данной работе предложены и изучены несколько типов структур с комбинированно легированным каналом, сочетающих в себе принципы DC HFET с однородно легированной КЯ и PHEMT (Pseudomorphic High Electron Mobility Transistor) с двухсторонним дельта-легированием в переходных слоях (ПС) GaAs на границах КЯ. Подбиралась оптимальная конструкция гетероструктуры, чтобы с одной стороны сохранить высокую концентрацию 2D-газа, а с другой – минимизировать нежелательное рассеяние на донорах.

В теоретической части работы проведено компьютерное моделирование зонной структуры образцов и транспортной подвижности электронов μ_t при рассеянии на ионизированной примеси с учетом межподзонных переходов. Варьировалась концентрация доноров в слое InGaAs и в дельта-легированных переходных барьерах GaAs при сохранении суммарной слоевой концентрации доноров $N_D = N_{delta} + N_{DC}$. Рассчитанная μ_t при переходе от объемного легирования к дельта-легированию представлена на рис. 1. Данная зависимость имеет два экстремума, что связано с различным поведением подвижностей электронов в подзонах составной квантовой ямы μ_0, μ_1 и μ_2.

На основе проведенного моделирования методом МЛЭ были изготовлены гетероструктуры с различным концентрацией кремния и способом

легирования – с однородным легированием КЯ, двусторонним δ-легированием в переходных слоях GaAs (ПС) на границах КЯ, а также комбинированным легированием. Образцы с однородным легированием КЯ показали невысокую подвижность электронов. Комбинированное легирование немного увеличивает подвижность, а легирование в ПС GaAs приводит к наибольшим значениям подвижности. Наблюдаемые изменения подвижности связаны с изменением области локализации электронных волновых функций относительно расположения примеси, а также с изменением экранирования при больших концентрациях электронов.

В структуре с симметричным дельта-легированием в переходных барьерах GaAs получено увеличение подвижности электронов по сравнению с традиционными однородно легированными и комбинированно-легированными структурами за счет уменьшения пространственного перекрытия доноров в дельта-слоях и электронной плотности, что подтверждают расчеты зонной структуры (рис. 2).

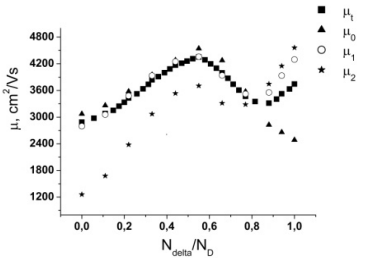


Рис. 1. Транспортная подвижность электронов μ_t, подвижности электронов первой, второй и третьей подзон размерного квантования – μ_0, μ_1 и μ_2 в гетероструктуре с постоянной степенью легирования при переходе от объемного к дельта легированию

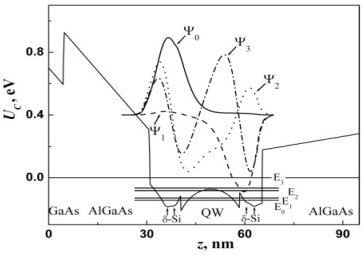


Рис. 2. Профиль зоны проводимости U_C, уровни подзон размерного квантования E_0, E_1, E_2 и E_3, волновые функции электронов ψ_0, ψ_1, ψ_2 и ψ_3 для образца с двусторонним дельта-легированием кремнием в ПС GaAs

Таким образом, в работе предложен новый тип гетероструктуры с двухсторонним δ-легированием в ПС GaAs на границах КЯ, позволяющий получить одновременно большую концентрацию до $n_H = 1{,}37 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$ и высокую подвижность до $\mu_H = 1520$ см^2/Вс при 300 К двумерных электронов.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках проекта 2010-218-02-136.

Литература

1. G.M. Dunn, A. Phillips et. al., Semicond. Sci. Technol. **16**, 562 (2001).
2. W-C Liu, K-H Yu et. al., IEEE Trans. Electron Devices **48**, 2677 (2001).

МОЛЕКУЛЯРНО-ПУЧКОВАЯ ЭПИТАКСИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОГЕТЕРОСТРУКТУР С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ В СИСТЕМЕ InSb/AlInSb

*А.Н. СЕМЕНОВ[1], Т.А. КОМИССАРОВА[1], В.А. СОЛОВЬЕВ[1], Б.Я. МЕЛЬЦЕР[1], А.А. СИТНИКОВА[1], А.С. ГАВРИЛОВ[1,2], С.В. ИВАНОВ[1]

[1] *ФТИ им. А.Ф. Иоффе*
Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия,
*тел: (812)292-48-63, факс: (812)297-36-20, e-mail: semenov@beam.ioffe.ru
[2] *СПбГЭТУ «ЛЭТИ»*
Проф. Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия

Возрастающий интерес к гетероструктурам на основе InSb делает актуальными исследования транспортных свойств и структурного совершенства InSb, твердых растворов $Al_xIn_{1-x}Sb$ (поскольку именно они используется в качестве барьерного материала в структурах с двумерным каналом в InSb/AlInSb) и гетероструктур InSb/AlInSb. К настоящему моменту уже продемонстрирована принципиальная возможность создания на основе InSb/AlInSb прототипа транзистора, характеристики которого сопоставимы с промышленными транзисторами m-HEMT [1].

В данной работе сообщается об особенностях роста твердых растворов $Al_xIn_{1-x}Sb$ в широком диапазоне составов и гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) InSb/AlInSb методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) и исследовании их свойств методами просвечивающей и растровой электронной микроскопии (ПЭМ и РЭМ), рентгеновской дифрактометрии, а также с помощью измерения температурных зависимостей коэффициента Холла и удельного сопротивления в конфигурации Ван дер Пау в температурном диапазоне (77−300) К в магнитном поле 950 Э.

Объемные слои $Al_xIn_{1-x}Sb$ толщиной 1−2 мкм различного состава ($0 < x < 0{,}6$) и гетероструктуры InSb/AlInSb были выращены на подложках GaAs (100) ($\Delta a/a$~15 %) с использованием установки МПЭ Riber 32P. Для инициализации роста AlInSb на подложках GaAs в условиях гигантского рассогласования периодов решеток (~14 %) использовались буферный слой GaAs, поверхность которого предварительно выдерживалась под потоком сурьмы, и переходный высокотемпературный буферный слой AlSb, имеющий ~7 % рассогласование периода решетки с GaAs и AlInSb. Установлено, что особенностью гетеросистемы AlInSb/GaAs является высокая вероятность образования дефектов двойникования и предложены способы борьбы с ними. Определены оптимальные условия роста слоев

$Al_xIn_{1-x}Sb$ в широком диапазоне составов ($x < 0,6$). Проведенные исследования методами ПЭМ и РЭМ подтвердили достаточно высокое структурное качество выращенных сильно рассогласованных гетероструктур, при этом плотность дефектов вблизи поверхности в лучших образцах составила величину менее 5×10^8 см$^{-2}$.

Все выращенные объемные слои AlInSb демонстрировали сильную зависимость проводимости от содержания алюминия. Температурная зависимость подвижности электронов исследованных слоев AlInSb была аппроксимирована зависимостью $\mu \sim T^p$, где величина p определяется доминирующим механизмом рассеяния. Обнаружено, что увеличение содержания алюминия приводит к смене основного механизма рассеяния. В слоях с небольшим содержанием Al ($x < 0,15$) при высоких температурах одним из основным механизмов рассеяния является рассеяние на фононах, а рассеяние на заряженных центрах начинает преобладать только при понижении температуры ($T < 170$ K). В слоях с высоким содержанием Al уже при комнатной температуре преобладает рассеяние на заряженных или нейтральных центрах, что приводит к уменьшению подвижности электронов при понижении температуры до 77 К.

Результаты измерений электрофизических параметров гетероструктур с двумерным каналом InSb/AlInSb позволили сделать вывод о сильной анизотропии транспортных свойств. Наибольшие значения подвижности, полученные в данной работе, составили величину 47 700 см^2/Вс при температуре 77 К в направлении [−110], а подвижность в перпендикулярном направлении [110] составила всего 17 000 см^2/Вс. При этом измерения подвижности, проведенные в геометрии Ван-дер Пау, дали значение 23 000 см^2/Вс. Ожидается, что дальнейшая оптимизация дизайна гетероструктур с КЯ и снижение плотности дислокаций позволит не только повысить однородность свойств выращиваемых гетероструктур, но и значительно увеличить подвижность электронов в канале InSb.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-02-01500.

Литература

1. T. Ashley, L. Buckle, S. Dutta et al. Electron. Lett. **43**, (2007) 777.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТАМОРФНОГО БУФЕРА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ НЕМТ НАНОГЕТЕРОСТРУКТУР С РАЗЛИЧНЫМ СОДЕРЖАНИЕМ InAs В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ НА ПОДЛОЖКАХ GaAs И InP

Г.Б. ГАЛИЕВ[1], И.С. ВАСИЛЬЕВСКИЙ[2], Е.А. КЛИМОВ[1], С.С. ПУШКАРЁВ[1, 2], О.А. РУБАН[1, 2]

[1]Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН
117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7, корп. 8/0, e-mail: galiev_galib@mail.ru
[2]Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: ivasilevskii@mail.ru

На сегодняшний день псевдоморфные НЕМТ гетероструктуры с квантовой ямой (КЯ) $In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.70}Ga_{0.30}As$, выращенные на подложке InP, позволяют изготовить СВЧ транзисторы с рекордной частотой отсечки f_T до 681 ГГц [1]. Альтернативой структурам такого типа являются структуры с метаморфным буфером (ММБ), выращенные на подложках GaAs с содержанием InAs в КЯ от 52% и выше.

В настоящей работе представлены результаты исследования выращенных методом МЛЭ метаморфных НЕМТ наногетероструктур с δ-легированными кремнием КЯ $In_xAl_{1-x}As/In_yGa_{1-y}As$ толщиной 160–200 Å. В наногетероструктурах варьировался состав и толщина ММБ $In_xAl_{1-x}As$ при сохранении линейного закона возрастания x вдоль толщины. Образцы 1–3 выращены на подложках GaAs, а 4 – на подложке InP. Параметры образцов приведены в таблице 1. Подвижность μ_e и концентрация n_S электронов в образцах были исследованы методом Ван дер Пау, а морфология рельефа поверхности была исследована методами АСМ и РЭМ (см. табл. 2). На области 9.5×9.5 мкм была измерена среднеквадратичная шероховатость поверхности (RMS).

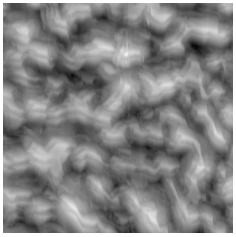


Рис. 1. АСМ изображение поверхности образца 3

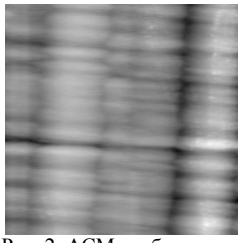


Рис. 2. АСМ изображение поверхности образца 4

Как видно из данных табл. 2 и рис. 1–2, наблюдается чёткая корреляция электрофизических параметров образца с шероховатостью его поверхности. Образец 1 с умеренным перепадом состава обладает высокой подвижностью μ_e и достаточно гладкой поверхностью. Образцы 2 и 3 с высоким содержанием InAs отличались толщиной ММБ. Оказалось, что данные образцы, в от-

личие от образца 1, не обладают хорошим кристаллическим качеством. Это проявляется, во-первых, в развитом рельефе поверхности, а во-вторых, в локализации и рассеянии электронов на дефектах, что проявляется в уменьшении n_S и сильном уменьшении μ_e. Рост метаморфной наногетероструктуры на InP подложке привёл к отличной морфологии поверхности и высоким значениям μ_e, в том числе, заметному возрастанию μ_e при низкой температуре.

Мы связываем деградацию кристаллической структуры с двумя факторами: с одной стороны, с большим градиентом состава ММБ, с другой – возможным отличием процессов, происходящих при росте трёхкомпонентного ММБ с большим диапазоном состава (например, появлением индуцированного деформациями фазового расслоения при больших значениях x). Для получения качественной кристаллической структуры ограничение первого фактора необходимо, но не достаточно, поскольку в образце 3 с уменьшенным градиентом состава ММБ наблюдается дальнейшее уменьшение значений μ_e и n_S и увеличение шероховатости поверхности. Преодоление же второго фактора требует поиска принципиально иного методологического подхода к росту ММБ с большим перепадом состава и высоким содержанием InAs.

Таблица 1

Параметры образцов (h – толщина ММБ, x_0 и x_1 – начальная и конечная мольные доли InAs в ММБ, grad(x) – градиент состава ММБ)

Образец	h, мкм	x_0	x_1	grad(x), мкм$^{-1}$	Состав КЯ
1	1.29	0.07	0.40	0.256	$x = 0.38$ / $y = 0.38$
2	1.08	0.06	0.74	0.630	$x = 0.70$ / $y = 0.75$
3	1.50	0.06	0.74	0.453	$x = 0.70$ / $y = 0.75$
4	0.93	0.57	0.74	0.183	$x = 0.70$ / $y = 0.75$

Таблица 2.

Электрофизические параметры и шероховатость поверхности образцов

Образец	μ_e см^2·(В·с)$^{-1}$		n_S 10^{12} см$^{-2}$		RMS, нм
	300 К	77 К	300 К	77 К	
1	6940	19670	3.4	3.2	1.8
2	730	520	1.22	1.14	22.8
3	440	260	1.16	1.12	32.4
4	12500	51000	1.5	1.4	2.4

Выражаем благодарность сотрудникам лаборатории зондовой микроскопии НИИВТ им. С.А. Векшинского С.Б. Нестерову и Р.А. Нежметдиновой. Работа выполнена при финансовой поддержке программы президиума РАН № 21 и проекта ФЦП «Кадры» НК616П39.

Литература

1. Dae-Hyun Kim et al., IEEE Electron Device Letters **31 (8)**, 806 (2010).
2. Nathaniel J. Quitoriano et al., Journal of applied physics **102**, 033511 (2007).

РАЗРАБОТКА P-HEMT ГЕТЕРОСТРУКТУР С ТОНКИМ ПОДЗАТВОРНЫМ БАРЬЕРОМ ДЛЯ ПРИБОРОВ K_A И V ДИАПАЗОНОВ

И.С. ВАСИЛЬЕВСКИЙ[1], Г.Б. ГАЛИЕВ[2], Е.А. КЛИМОВ[2], Д.С. ПОНОМАРЕВ[1], Р.А. ХАБИБУЛЛИН[1]

[1]Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ"
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: khabibullin_r@mail.ru
[2]Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН
117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7

В поиске новых базовых материалов для твердотельной СВЧ электроники на все более высокие частотные диапазоны наиболее быстрым и экономически выгодным путем является максимальная адаптация возможностей существующих материалов и технологий с хорошо разработанным процессингом. Такой устоявшейся технологией сейчас является P-HEMT гетероструктурная технология. При переходе от традиционных диапазонов ее использования (от X- до Ka-, т.е. до ~ 37 ГГц), к более высоким частотам, используют уменьшение длины затвора и скейлинг топологии транзистора. При продуманном скейлинге необходимо также изменение конструкции и самой гетероструктуры: уменьшение толщины подзатворного широкозонного барьера и ширины КЯ. Это приводит к концентрации электрического поля затвора и увеличению частоты работы прибора. Недостатком такого скейлинга является сильное увеличение встроенного электрического поля, что приводит к обеднению квантовой ямы. При таком подходе необходимо решить две проблемы – получение достаточной концентрации электронов в КЯ и уменьшение тока утечки затвора. Вторая проблема может быть решена при использовании барьера с увеличенной высотой за счет увеличения мольной доли Al до 0,3–0,35 или с использованием тонких подзатворных окислов в транзисторах типа MOSHEMT [1]. Для решения первой проблемы в данной работе проведено моделирование зонной структуры, выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии образцы и исследованы подвижности и концентрации электронов в гетероструктурах с различной толщиной широкозонного барьера L_b. Строение слоев изученных структур приведено на рис. 1.

Самосогласованный расчет зонной структуры позволил определить корректировку легирования для получения необходимой концентрации электронов в P-HEMT структуре в зависимости от L_b (рис. 2). На основе проведенного моделирования методом МЛЭ были изготовлены гетероструктуры с различной толщиной широкозонного барьера AlGaAs L_b и концентрацией кремния.

В серии образцов L_b изменялась от 27 нм вплоть до 10 нм. Измеренная холловская концентрация электронов во всех образцах серии оказалась в

диапазоне 1,5÷2,0 x 10^{12} см$^{-2}$. Несмотря на значительное увеличение концентрации доноров кремния, в структурах с малым L_b получена высокая подвижность электронов, что связано с увеличением энергии доноров в сильном встроенном поле. Подвижность электронов μ_e проявляет немонотонную зависимость от L_b при ее уменьшении: вначале наблюдается возрастание μ_e, максимальное значение получено при $L_b \sim 16$ нм, μ_e = = 7800 см^2/В с (300 К) и μ_e = 28500 см^2/В с (77 К), а затем уменьшение μ_e. При L_b =10 нм получено μ_e =5400 см^2/В с (300 К) и μ_e =20300 см^2/В с (77 К) при концентрации электронов 2x10^{12} см$^{-2}$. Значения μ_e являются весьма высокими для P-HEMT гетероструктур, и получены за счет продуманной технологии роста и конструкции спейсерного и барьерного слоев, включая увеличение мольной доли AlAs и выбора температуры роста слоев [2].

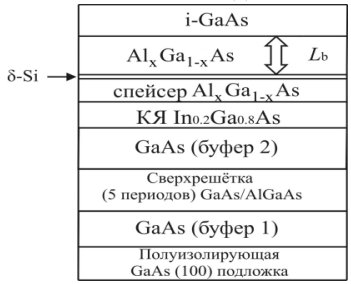


Рис. 1. Слоевая схема прототипа P-HEMT гетероструктуры с односторонним легированием. L_b – толщина широкозонного подзатворного барьера AlGaAs

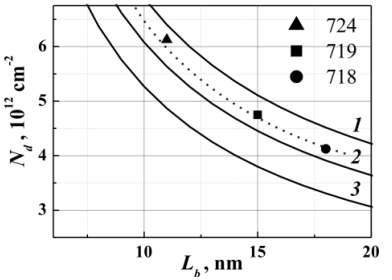


Рис. 2. Расчетные изолинии концентрации электронов в КЯ в зависимости от толщины барьера L_b и концентрации доноров N_d

Спад подвижности при очень малых L_b объясняется возрастанием рассеяния на донорах кремния. Моделирование крутизны транзистора на основе данной гетероструктуры показывает увеличение в ~2 раза при уменьшении L_b от 30 нм до 10 нм.

Таким образом, в работе успешно апробированы технология получения и конструкция P-HEMT гетероструктуры с необходимой концентрацией электронов n_s~1.5÷2.0 x 10^{12} см$^{-2}$ и высокой подвижностью электронов с тонким барьерным слоем, которые могут успешно использоваться как базовый материал для СВЧ транзисторов и схем Ka и V диапазонов.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках проекта 2010-218-02-136.

Литература

1. P.Ye. www.compoundsemiconductor.net, Apr 01, (2008).

2. Г.Б. Галиев, И.С. Васильевский *и др*. ФТП, 40, вып. 12, стр. 1479–1483 (2006).

АНОМАЛЬНЫЙ СКИН-ЭФФЕКТ В МОДЕЛИ ТИПА ДРУДЕ С УЧЁТОМ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ ПРИ ОДНОМЕРНОЙ ПРОВОДИМОСТИ

Н.А. ВОЛЧКОВ, *А.Л. КАРУЗСКИЙ, А.В. ПЕРЕСТОРОНИН

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
119991, Москва, Ленинский пр., 53, тел. +7(499)1326493,
e-mail: karuz@sci.lebedev.ru

Полуклассическая модель (типа модели Друде) дополнена учётом пространственных эффектов [1] и опробована на примере аномального скин-эффекта (характерного проявления пространственной дисперсии СВЧ отклика охлаждённых проводников) в модельных системах с одномерной проводимостью. Результаты указывают на присутствие пространственного резонанса, обусловливающего характерное значение $\pi/3$ фазы комплексного поверхностного импеданса $Z=R+iX$, и возбуждение дополнительных СВЧ волн в металле, приводящее к характерной частотной зависимости модуля импеданса $|Z|\sim\omega^{2/3}$.

Свойства среды в случаях преобладания пространственной дисперсии над частотной описываются тензором диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$, соответствующим замедлению фазовой скорости электромагнитной волны $v_{ph}=\omega/k\to 0$ [1,2]. Неоднородное в пространстве поле можно считать статическим по сравнению с реакцией проводящей системы металла, характеризующейся скоростью Ферми $v_F\sim 0{,}01c$. Реакция на внешнее воздействие становится пространственно нелокальной, а состояние системы определяется соотношением действующих сил. При квазистатическом рассмотрении максимальную перестройку проводящей среды вызовет та из возможных её пространственных конфигураций, которая будет соответствовать преобладающему силовому электромагнитному воздействию со стороны внешнего поля, падающего на поверхность. Силу (отнесённую к единице объёма) можно вычислить по максвелловскому тензору напряжений, каждый компонент которого есть пространственная плотность соответствующего потока импульса [2] $\mathbf{\Pi}=[\mathbf{D}\times\mathbf{B}]$, где $\mathbf{D}$ и $\mathbf{B}$ – векторы электрической и магнитной индукции, для простоты совмещённые далее с осями x и y. Производная $\partial\mathbf{\Pi}/\partial t$ определяет (за вычетом эффектов дисперсии) *силу Абрагама* [2].

В приближении поверхностного импеданса [2] трёхмерная задача сводится к одномерной (координата z вместе с нормалью к поверхности $\mathbf{n}$ направлена перпендикулярно внутрь проводника). В одномерной модели [1] волновое число k входит в мнимую часть частоты рассеяния ω''_k как $\omega''_k=k''v_F$, где $k=k''$. Соответствующие пространственные компоненты про-

ницаемости $\varepsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k})$ войдут в $Z=(\mu/\varepsilon)^{1/2}$ для данного k. Зависимости $\mathrm{Im}\varepsilon$ и $\mathrm{Re}\varepsilon$ от $\omega/\omega''_{\mathrm{k}}$ [1], приведённые на рис. 1 а,б, для фиксированной ω (для $e^{i\omega t}$) являются функциями свободного параметра ω''_{k}, то есть функциями k. Трёхмерный характер полей приводит к: 1) замене $k = k''$ на $k|\mathbf{H}_{\mathrm{т}}(0)\mathbf{n}\mathbf{v}_{\mathrm{F}}| = k''|\mathbf{H}_{\mathrm{т}}(0)\|\mathbf{v}_{\mathrm{F}}|$, при этом k ограничивается обратным расстоянием между проводящими нитями, 2) вырождению собственных значений $\mathbf{k}$ за счёт различных направлений v_{F}, 3) влиянию "продольного" волнового вектора $\mathbf{k}\|\mathbf{n}$ на величину входящего в импеданс "поперечного" ε за счёт связи через скорость Ферми ($k|\mathbf{H}_{\mathrm{т}}(0)\mathbf{n}\mathbf{v}_{\mathrm{F}}| = k''|\mathbf{H}_{\mathrm{т}}(0)\|\mathbf{v}_{\mathrm{F}}|$).

На граничной поверхности связь между D_x и B_y определяется поверхностным импедансом $Z=E_x(0)/H_y(0)$ [2]. Подставив импеданс в уравнение для $\mathbf{\Pi}$, получим

$$\tilde{\boldsymbol{\Pi}} = \left[\tilde{\boldsymbol{D}} \times \tilde{\boldsymbol{B}}\right] = \boldsymbol{k}\tilde{D}_x(0)\tilde{B}_y(0) = \boldsymbol{k}\tilde{\varepsilon}\tilde{E}_x(0)\left(\sqrt{\mu_0\tilde{\varepsilon}}\right)\tilde{E}_x(0) = \left(\mu_0^{1/2}\tilde{\varepsilon}^{3/2}\right)\tilde{E}_x^2(0)\boldsymbol{k}\,.$$

Пространственный силовой резонанс соответствует чисто действительному значению коэффициента в круглых скобках. Это условие соответствует равенствам $\varepsilon=|\varepsilon|e^{i\alpha}$, $\varepsilon^{3/2}=|\varepsilon|^{3/2}e^{3i\alpha/2}$, $3i\alpha/2=i\pi n$, n=0,1,2, $\alpha_2=(4/3)\tilde{\pi}$ Резонансу соответствует мода, при которой имеет место «пространственный» резонанс силы. Фазы ε ((4/3)π) и $Z=(\mu/\varepsilon)^{1/2}$ соответствуют отношению модулей Im и Re частей, равному $3^{1/2}$. Пространственная дисперсия гарантирует фазу ε (4/3π) при всех частотах ω либо для прямых ($\omega''_{\mathrm{k}}>0$), либо для обратных ($\omega''_{\mathrm{k}}<0$) при $\omega<\omega'_{\mathrm{k}}$ экситонных волн (рис. 1).

Рассмотренная мода пространственного резонанса находится вблизи максимума $\mathrm{Im}\varepsilon$ при $\omega''_{\mathrm{k}}\sim\omega$. Дополнительные волны [1] наиболее предпочтительны для дальнейшего эффективного отвода энергии, а их закон дисперсии, как раз и соответствует частотной зависимости модуля комплексного поверхностного импеданса $|Z|\sim(\varepsilon_{\mathrm{n}}')^{-1/2}\sim(\omega_{\mathrm{dn}})^{23}$.

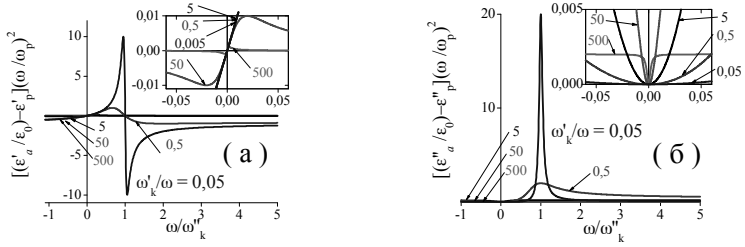


Рис. 1. Приведённые действительная (а) и мнимая (б) части зависимости диэлектрической проницаемости для фиксированной частоты измерений ω

Литература

1. Н.А. Волчков, А. Л. Карузский, А. В. Перестороним, ЖЭТФ, 138, 329 (2010).
2. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Теоретическая физика, т. VIII. М., Наука, 1992.

ПОДВИЖНОСТЬ И ЭФФЕКТИВНАЯ МАССА ЭЛЕКТРОНОВ В СОСТАВНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ InGaAs С НАНОВСТАВКАМИ InAs

И.С. ВАСИЛЬЕВСКИЙ[1], *Д.С. ПОНОМАРЕВ[1], Г.Б. ГАЛИЕВ[2], Е.А. КЛИМОВ[2], В.А. КУЛЬБАЧИНСКИЙ[1,3], Н.А. ЮЗЕЕВА[3]

[1]Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: ponomarev_dmitr@mail.ru
[2]Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН
117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7
[3]Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова
119991, г. Москва, Ленинские горы

В наногетероструктурах InAlAs/InGaAs/InAlAs на подложках фосфида индия (InP) двумерный электронный газ с высокой концентрацией $n_s \sim 2 \div 3 \times 10^{12}$ см$^{-2}$ обладает высокой подвижностью $\mu_e \geq 10000$ см^2/(В·с) при температурах ~ 300 К [1]. За счет большой дрейфовой скорости насыщения электронов v_s они активно применяются для создания СВЧ устройств миллиметрового и микрометрового диапазона длин волн с частотами выше 300 ГГц [2]. Использование составных квантовых ям (СКЯ) в этих структурах для увеличения v_s является одним из перспективных направлений и требует глубокого изучения электрофизических свойств СКЯ.

В настоящей работе проведено исследование влияния введения наноразмерных вставок InAs (1,2 нм) в канал InGaAs на концентрацию и подвижность двумерных электронов в СКЯ. Предложен подход к увеличению электронной подвижности за счет уменьшения эффективной массы электронов m* в СКЯ, сочетающий в себе инженерию волновых функций электронов и зонной структуры образцов. Введение двух вставок InAs, смещенных от центра КЯ, приводит к уменьшению m* и предотвращает "сужение" эффективной ширины КЯ, в отличие от одной вставки. Исследуемые наногетероструктуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на InP (100) и имели одностороннее дельта-легирование кремнием. Образцы с СКЯ на основе InGaAs отличались составом активного слоя: одиночная КЯ без вставок; 2 вставки InAs; 2 пристенка GaAs; комбинация 2 вставок InAs и 2 пристенков GaAs. Пристенки GaAs специально вводились для снижения частоты интерфейсных фононов на гетерогранице InAlAs/InGaAs и оценки влияния на электронные транспортные свойства. При этом ширина СКЯ не изменялась и составляла 16 нм. В структурах были теоретически рассчитаны значения m* путем усреднения по профилю волновой функции основного состояния.

С помощью измерений эффекта Холла определены концентрация и подвижность двумерного электронного газа при T = 300, 77 и 4,2 К. Введение вставок InAs приводит к возрастанию подвижности и уменьшению концентрации электронов. Изменение концентрации объясняется спецификой зонной структуры образующейся СКЯ. При температурах 4,2 и 8,4 К исследованы осцилляции продольного магнетосопротивления (рис. 1) в квантующем магнитном поле ≤ 6 Тл (эффект Шубникова-де Гааза).

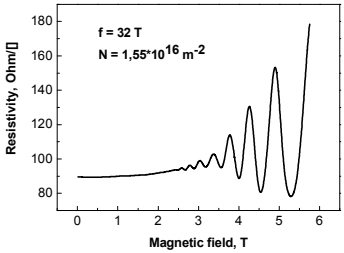


Рис. 1. Осцилляции Шубникова-де Гааза при двух температурах 4,2 и 8,4 К

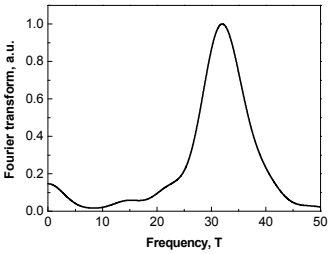


Рис. 2. Фурье спектр осцилляций

По частоте осцилляций (Рис. 2) определена концентрация электронов в заполненной электронами подзоне размерного квантования. Из температурной зависимости амплитуды осцилляций Шубникова-де Гааза определены m* для всех образцов. В образце с 2 вставками InAs получена наименьшая m* = 0,044, при теоретической оценке m* = 0,039. Сравнительные данные расчетных и экспериментальных значений эффективных масс электронов в СКЯ показали хорошее согласие при использовании различных конструкций СКЯ, а также выявили сильное влияние непараболичности спектра в заполненной электронами КЯ.

Таким образом, введение двух вставок InAs позволяет уменьшить m* и увеличить подвижность по сравнению с одиночной КЯ InGaAs, в то время как введение пристенков GaAs приводит к увеличению m* и не дает увеличения слабополевой подвижности электронов.

Работа выполнена при поддержке проектов № 2010-16-1НАНО и НК-616П-39.

Литература

1. Wallart X., Pinsard B., Mollot F., J. Appl. Phys., **97**, 053706 (2005).
2. Yamashita Y., Endoh A. et. al., IEEE Electron. Dev. Lett., **23**, 573 (2003).

ПОЛУЧЕНИЕ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ КВАЗИОДНОМЕРНЫХ ЦЕПОЧЕК АТОМОВ ОЛОВА, ВСТРОЕННЫХ В КРИСТАЛЛ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

*А.Э. ЯЧМЕНЕВ, А.С. БУГАЕВ, А.П. СЕНИЧКИН

Учреждение Российской академии наук Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН
117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7, корпус 8/0,
e-mail: iuhfseras2010@yandex.ru

В данной работе опробован способ получения системы квазиодномерных нанонитей, расположенных в одной плоскости, с помощью декорирования атомами олова краев атомных террас на поверхности вицинальной грани GaAs кристалла при δ-легировании и последующего гомоэпитаксиального заращивания образовавшихся при декорировании атомных цепочек. Работа выполнялась на установке молекулярно-лучевой эпитаксии RIBER-32P.

Для получения нанонитей использовали вицинальные подложки GaAs плоскость которых была отклонена от точной ориентации (100) на углы 0.3º±0.1º и 3º±0.1º в направлении [011]. Среднее расстояние между краями атомных террас в этом направлении составляло для указанных подложек 50 и 5 нм, соответственно. В ортогональном направлении террасы сильно вытянуты, и их размер существенно превышает 50 нм. Слоевая концентрация атомов олова в выращенных образцах изменялась в диапазоне $2{,}5\cdot10^{12}$ см$^{-2}$ – $7{,}5\cdot10^{12}$ см$^{-2}$.

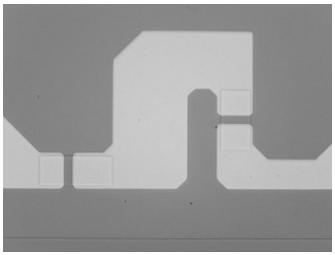


Рис. 1 Топология контактов для измерения ВАХ в направлениях параллельном и перпендикулярном направлениям краев атомных террас. Ширина контакта 20 мкм, расстояние между контактами 6 мкм

Образцы для измерений ВАХ изготавливали с помощью прецизионной контактной фотолитографии. Омические контакты Ni/Ge/Au/Ni/Au формировали методом быстрого термического отжига в потоке N_2. Топология контактов показана на рис. 1.

Образование нанонитей должно сопровождаться возникновением анизотропии протекания тока в направлениях параллельном краям террас и перпендикулярно к ним. О наличии нанонитей в выращенных образцах судили по анизотропии вольт-амперных характеристик (ВАХ) при

протекании тока в указанных направлениях.

Было показано, что выращенные в стандартных условиях дельта-легированные структуры не обнаруживают анизотропии ВАХ, то есть неоднородности распределения атомов олова в выращенных образцах нет.

Для получения нанонитей необходимо:

1) создание перед δ-легированием поверхности, не имеющей островков на террасах, для того чтобы атомы олова занимали преимущественно места на краях террас;

2) предоставление времени, необходимого для формирования сегрегации олова на краях террас;

3) заращивание полученных при δ-легировании объектов без диффузии атомов олова.

По отношению к стандартным условиям роста были изменены следующие параметры: температура подложки, скорость роста, время δ-легирования.

ВАХ (рис. 2) выращенных структур показали заметную анизотропию для образцов, выращенных на подложках, имеющих разориентацию 0,3° (А), и ее отсутствие для образцов с 3° разориентацией (В). Отсутствие анизотропии ВАХ для образцов (В) по-видимому, является следствием малости расстояний между центрами нанонитей (порядка 5 нм) и сильного перекрытия огибающих волновых функций.

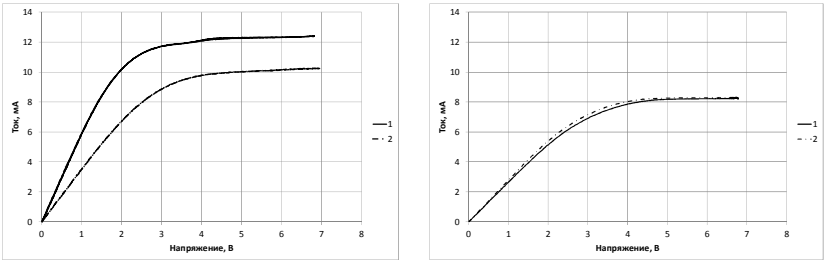


Рис. 2. Слева ВАХ структуры (А), справа – (В).
Кривые 1 соответствуют измерению вдоль краев террас, кривые 2 – поперек

Таким образом, в работе показано, что методом молекулярно-лучевой эпитаксии можно получить нанонити, состоящие из атомов олова, встроенные в кристалл арсенида галлия.

ВЛИЯНИЕ СТРЕССА НАПРЯЖЕНИЕМ ПРИ ПОВЫШЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ НА ЭЛЕКТРОННЫЕ И ХИМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МДП-СТРУКТУРЫ $Pt/HfO_2/Si$

Ю.А. МАТВЕЕВ[1,*], А.В. ЗЕНКЕВИЧ[1], Ю.Ю. ЛЕБЕДИНСКИЙ[1], S. THIESS[2], W. DRUBE[2]

[1]Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31
[2]Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY
*D-22603 Hamburg, Germany, *e-mail: yamatveyev@mephi.ru*

Непрерывное совершенствование КМОП-устройств диктует использование новых материалов [1], в том числе, диэлектриков с большим коэффициентом диэлектрической проницаемости. По совокупности свойств предпочтительным оказался материал на основе HfO_2, однако, существенным недостатком данного материала является образование значительного числа вакансий кислорода [2]. Наличие же вакансий является причиной нестабильности напряжения переключения [3], пиннинга уровня Ферми металлического затвора [4]. Кроме того, электро-стимулированная миграция вакансий кислорода считается одной из возможных моделей для объяснения наблюдаемого эффекта обратимого резистивного переключения [5], однако, прямых доказательств данной модели пока не существует.

В данной работе было исследовано влияние стресса напряжением при повышенной температуре на распределения электрического потенциала и эволюцию химического состояния границ раздела в МДП-структуре $Pt/HfO_2/Si$, которая является модельной для изучения механизмов образования и миграции вакансий кислорода. Исследования проводились на синхротронном источнике DESY методом высоко-энергетичной (E = = 6 кэВ) фотоэмиссионной спектроскопии (ВРФЭС), который позволяет осуществлять неразрушающий анализ электронной и химической структуры многослойных образцов общей толщиной до 20 нм, в частности, МДП-структур со сплошным металлическим затвором и реально используемыми толщинами диэлектрика. Параллельно проводились традиционные электрофизические измерения, в частности, вольт-фарадных (ВФХ) и вольт-амперных (ВАХ) характеристик на тех же образцах.

В результате циклического стресса структур напряжением U= ±2,5 В при T = 300 °C наблюдается смещение спектральной линии Hf 4*f* в ВРФЭ-спектрах и смещение ВФХ, что свидетельствуют о перераспределении объемного заряда в слое диэлектрика (рис. 1, рис. 3) и об изменении диполя на границе раздела $Pt\text{-}HfO_2$, сопровождаемым циклическим образо-

ванием/растворением слоя SiO_x на границе раздела HfO_2-Si (Рис.2). Также отмечается возрастание токов утечек в случае стресса отрицательным напряжением (рис. 4).

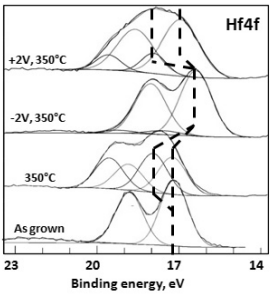


Рис.1. ВРФЭС при hν=6 keV: эволюция линии Hf 4f в структуре $Pt/HfO_2/Si$ иллюстрирующая перераспределение заряда в HfO_2

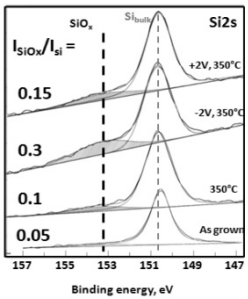


Рис.2. ВРФЭС при hν=6 keV: эволюция линии Si 1s в структуре $Pt/HfO_2/Si$ SiO_x

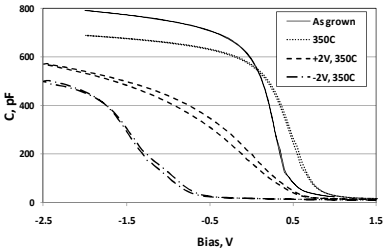


Рис.3. ВФХ структуры $Pt/HfO_2/p$-Si после различных обработок

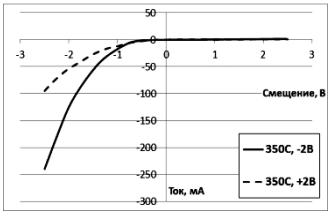


Рис.4. ВАФ структуры $Pt/HfO_2/p$-Si после различных обработок

Полученные результаты объясняются в рамках модели зарождения вакансий кислорода в HfO_2 путем реакции окисления Si на нижней границе раздела за счет кислорода из оксида гафния и последующего дрейфа образовавшихся заряженных вакансий во внешнем электрическом поле.

Литература

1. http://www.itrs.net/

2. K. Tse, D. Liu, K. Xiong, J. Robertson //Microelec. Eng. -2007. Vol. 84, pp. 2028–2031.

3. A. Kerber, E. Cartier, L. Pantisano, et.al. // IEEE Elect. Dev. Lett. 2003. Vol. 24. Pp. 87–89.

4. J. Robertson, O. Sharia, A. A. Demkov //Appl. Phys. Lett. -2007. Vol. 91-132912.

5. K. Szot, W. Speier, G. Bihlmayer, R. Waser // Nature Mater. -2006. Vol. 5. p. 312.

СТРУКТУРНЫЕ И ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА СВЕРХТОНКИХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СЛОЕВ $BaTiO_3$

М.Н. МИННЕКАЕВ [1], А.В. ЗЕНКЕВИЧ [1], К.В. БУЛАХ [2], А.А. ЧУПРИК [2], А.С. БАТУРИН [2]

[1] Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, Москва, Каширское шоссе, 31
тел. +7(495)7885699 доб. 8240, e-mail: m.minnekaev@gmail.com;
[2] Московский физико-технический институт
Институтский пер., 9, 141700, Долгопрудный

Растущие требования к стоимости и ёмкости устройств энергонезависимой памяти в электронике, бытовой технике, машиностроении, диктуют поиск новых физических механизмов записи и хранения информации. Одним из решений задачи записи и хранения информации является концепция энергонезависимой цифровой памяти, основанной на использовании сверхтонких, туннельно-прозрачных сегнетоэлектрических слоев, помещенных между двумя металлическими слоями. Ранее было теоретически [1] и экспериментально [2] показано, что в гетероструктурах металл/сегнето-электрик/металл величина туннельного тока зависит от направления поляризации сегнетоэлектрического слоя, так как при изменении направления поляризации эффективно меняется величина и форма потенциального барьера, который представляет собой сегнетоэлектрический слой (т.н. сегнетоэлектрический туннельный переход, (рис. 1)).

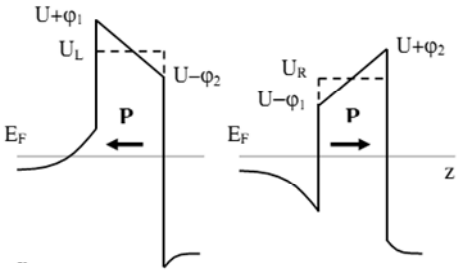


Рис. 1. Форма потенциального барьера структуры Me1/СЭ/Me2 в зависимости от направляния поляризации сегнетоэлектрического слоя [1]

В настоящей работе исследовались структурные и сегнетоэлектрические свойства сверхтонких (толщиной 2−15 нм) эпитаксиальных сегнетоэлектрических пленок $BaTiO_3$, выращенных на металлических подслоях

Fe и Pt методом импульсного лазерного осаждения (YAG: Nd лазер, $\lambda = 1{,}06$ мкм) на подложках MgO(100) в условиях сверхвысокого вакуума (базовое давление $P \sim 10^{-5}$ Па). Эпитаксиальные металлические слои Fe или Pt растились при температуре подложки $T = 250\ ^{o}C$ в вакууме $P \sim 10^{-5}$ Па, слой $BaTiO_3$ – при температуре $T = 450\ ^{o}C$ в вакууме $P \sim 10^{-5}$ Па в случае роста на Fe и в атмосфере кислорода $P_{O2} \sim 10^{-1}$ Па с последующим отжигом в кислороде $P_{O2} \sim 1$ Па в случае роста на Pt. Толщины всех слоев контролировались методом резерфордовского обратного рассеяния (РОР) лёгких ионов, и для пленок $BaTiO_3$ составляли для разных образцов от 2 до 15 нм. Структурные свойства выращенных гетероструктур исследовались методом РОР в режиме каналирования в сочетании с методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) поперечного сечения высокого разрешения (Рис. 2). Полученные результаты указывают на эпитаксиальную структуру выращенных образцов с ориентацией $(100)_{MgO} \parallel (100)_{Pt} \parallel (100)_{BaTiO3}$ $[100]_{MgO} \parallel [100]_{Pt} \parallel [100]_{BaTiO3}$. Наличие ориентации слоя $BaTiO_3$ в направлении (100) является критическим с точки зрения реализации сегнетоэлектрических свойств в столь тонких слоях.

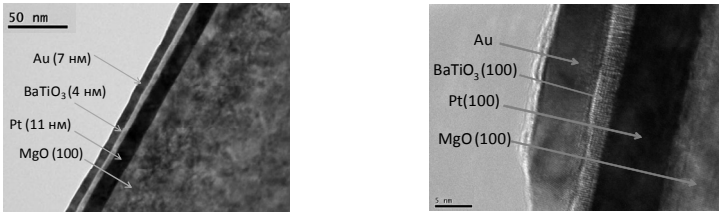
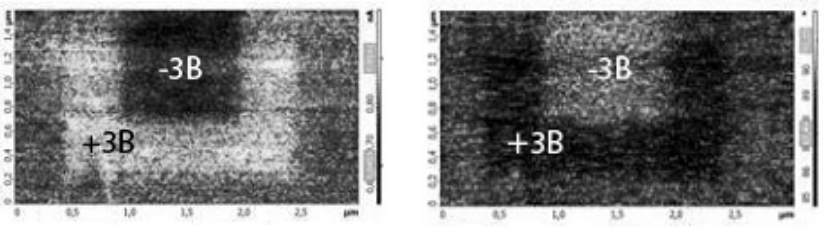


Рис. 2. ПЭМ-изображения поперечного сечения гетероструктуры $Au/BaTiO_3/Pt$, выращенной на подложках MgO(100)

Сегнетоэлектрические свойства полученных пленок были исследованы методом микроскопии пьезоотклика (МПО): на зонд АСМ-микроскопа подавалось переменное напряжение на резонансной частоте, при этом регистрируется амплитуда и фаза колебаний кантилевера. Поскольку сегнетоэлектрические и пьезоэлектрические свойства тесно взаимосвязаны, то по наличию резонанса колебаний кантилевера на образце можно сделать вывод о реализации сегнетоэлектрических свойств материала. В то же время при наличии колебаний, сдвиг фаз резонансных колебаний при перемещении кантилевера по поверхности образца позволяет различить области с противоположным направлением поляризации. В нашем эксперименте первым проходом кантилевера с приложенным постоянным поло-

жительным либо отрицательным напряжением производилась сначала поляризация областей в противоположных направлениях. Наличие контраста на изображениях, полученных методом микроскопии пьезоотклика (рис. 3), однозначно указывает на функциональность выращенного сверхтонкого (2 нм) слоя $BaTiO_3$ и позволяет рассчитывать на реализацию сегнетоэлектрического туннельного перехода в выращенных гетероструктурах.



а) б)

Рис. 3. Амплитуда (а) и фаза (б) колебаний кантилевера по поверхности поляризованного в 2-х противоположных направлениях образца $BaTiO_3$(100), выращенного на Fe(100)/MgO(100)

Литература

1. M.Ye. Zhuravlev, R.F. Sabirianov, S.S. Jaswal, and E.Y. Tsymbal. Phys. Rev. Lett. 94, 246802 (2005). “Giant Electroresistance in Ferroelectric Tunnel Junctions”.

2. Gruverman, D. Wu, H. Lu, Y. Wang, H. W. Jang, C. M. Folkman, M. Ye. Zhuravlev, D. Felker, M. Rzchowski, C.-B. Eom and E. Y. Tsymbal. Nano Letters 9, N10, 3539–3543 (2009). “Tunneling Electroresistance Effect in Ferroelectric Tunnel Junction at the Nanoscale”.

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИИ НА ЭЛЕМЕНТЫ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

*Д.В. ГРОМОВ[1], В.В. ЕЛЕСИН[1], И.В. БОБРИНЕЦКИЙ[2], В.К. НЕВОЛИН[2]

[1]Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31, e-mail: dvgrom@spels.ru
[2]Наиональный исследовательский университет МГИЭТ
124498, г. Москва, Зеленоград, проезд 4806, дом 5, e-mail: vkn@miee.ru

В настоящее время активно ведутся исследования по разработке элементной базы РЭА на основе нанотехнологий [1].

Возможность использования этих приборов в устройствах, эксплуатируемых в условиях воздействия радиационных факторов, вызывает необходимость исследования в них радиационных эффектов, которые по существу определяют отказоустойчивость радиоэлектронной аппаратуры в экстремальных условиях эксплуатации.

В данной работе приведены результаты исследования импульсного ионизирующего излучения (ИИИ) на лазерных имитаторах в диапазоне $(0\ldots1{,}1\cdot10^{10})$ рад/с на характеристики планарных наноразмерных диодных структур (квантовых проводов).

Объектами исследований являлись опытные образцы планарной наноразмерной структуры, изготовленной путем осаждения сверхтонкой пленки титана на полуизолирующую GaAs подложку[2]. Двухполюсная наноразмерная структура представляет собой квантоворазмерный элемент с симметрично-нелинейной вольтамперной характеристикой. Основной титановый проводник выполнен в виде дорожки, ширина которой составляет 0,5 мкм, толщина 50 нм. В качестве материала подводящих электродов использовано золото. После формирования титановых дорожек проводилась модификация их размеров с использованием анодизации титановых пленок с помощью зонда атомно-силового микроскопа (АСМ).

На рис. 1 показан фрагмент проводника в увеличенном масштабе до и после модификации Ti в области зонда АСМ. Можно видеть, что образуются выступы из окисленного титана, которые имеют неправильную форму, что позволяет изменять проводимость титановых дорожек в относительно больших пределах. Вольтамперная характеристика образца наноразмерной структуры приведена на рис. 2. Следует отметить, что ВАХ прибора характеризуется как нелинейностью, так и симметричностью.

Исследования ионизационной реакции образцов при воздействии ИИИ проводились с использованием лазерного имитатора «РАДОН-5М» с дли-

ной волны лазерного излучения 1,08 мкм и лазерного имитатора «Терала-з-2» с длиной волны 0,84 мкм. Измерялся ток потребления прибора во время действия импульса лазерного излучения.

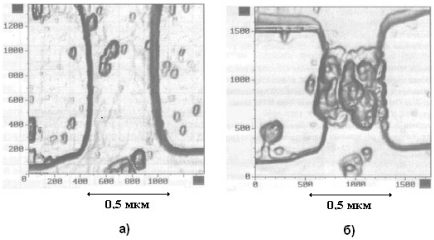


Рис. 1. Фрагмент проводника до (а) и после (б) модификации в области зонда АСМ

Зависимости радиационного изменения тока потребления исследуемой структуры приведены на рис. 3. для двух типов лазерных имитаторов и различных уровнях мощности дозы для лазерного излучения.

Анализ приведенных данных позволяет сделать следующие основные выводы:

- ионизационная реакция определяется фототоками между золотыми контактами прибора;

- в исследуемых образцах эффективность ионизации для лазерного имитатора «Терала-з - 2» превышает аналогичную величину для имитатора «Радон –5М». Это связано с тем, что наноструктура сформирована на подложке из арсенида галлия с большей по сравнению с кремнием шириной запрещенной зоны, что приводит к более интенсивной ионизации полупроводникового материала и росту ионизационного тока для излучения с меньшей длиной волны, равной 0,84 мкм.

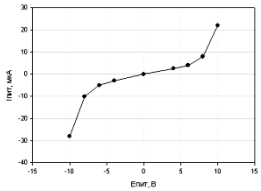


Рис. 2. Вольтамперная характеристика наноразмерной структуры

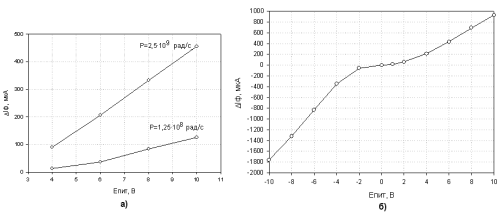


Рис. 3. Зависимости амплитуды фототока от напряжения питания для имитаторов: а - «РАДОН-5М», $P = 1{,}25 \cdot 10^8$ и $2{,}5 \cdot 10^9$ рад/с; б - «Терала-з – 2», $P = 8{,}3 \cdot 10^9$ рад/с

Литература

1. Наноматериалы. Нанотехнологии. Наносистемная техника. Мировые достижения за 2005 год. Сборник под редакцией д. т. н., профессора П.П. Мальцева. М.: Техносфера, 2006. – 152 с.

2. Формирование и электрические свойства планарных 2D размерных структур/Адамов Ю.Ф., Корнеев Н.В., Мокеров В.Г. и др. // Микросистемная техника. 2000. №5. с. 12–16.

ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ НЕЙТРОНАМИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРАНЗИСТОРОВ НА СИСТЕМЕ AlGaN/GaN

Д.В. ГРОМОВ[1], А.Л. КУЗНЕЦОВ[1], Ю.А. МАТВЕЕВ[1], *А.Ю. ПАВЛОВ[2]

[1]Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, г. Москва, Каширское шоссе, дом 31
[2]Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН
117105, г. Москва, Нагорный проезд, дом 7, корп. 8/0, e-mail: alexup@bk.ru

В настоящее время активно ведутся исследования по разработке перспективной СВЧ полупроводниковой элементной базы на основе соединений A_3B_5, в том числе на нитридах галлия [1, 2].

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования показали, что вся совокупность радиационных воздействий при нейтронном облучении приводит к образованию в элементах изделий твердотельной СВЧ электроники структурных повреждений.

Пороговая энергия смещения E_d является фундаментальным показателем стойкости полупроводниковых материалов к воздействию стационарных ионизирующих излучений при образовании радиационных дефектов в структуре материала. Наличие подобных дефектов в полупроводнике приводит к деградации основных электрофизических параметров.

Сложности теоретического расчета величины E_d в различных материалах обусловили широкое использование на практике экспериментально определенных значений пороговой энергии.

Следует также отметить, что значение пороговой энергии связано с постоянной решетки полупроводника a_o и может быть оценено с помощью эмпирического соотношения [3]: $E_d = (10/ a_o)^{4,3}$. Расчетные значения E_d для различных полупроводниковых материалов в зависимости от постоянной решетки материала приведены в табл. 1.

Судя по значениям пороговой энергии для полупроводниковых материалов, можно предполагать, что GaN является одним из наиболее стойких к воздействию радиации полупроводников, используемых в твердотельной СВЧ электронике. Он близок по этому свойству к H-SiC.

Таблица 1

Величина пороговой энергии E_d в зависимости от постоянной решетки полупроводника a_o

Полупроводник	GaAs(Ge)	Si	C-SiC	Алмаз	GaN	H-SiC
a_o, А	5,65	5,431	4,36	3,57	3,15	3,08
E_d, эВ	9	12,8	37	80	145	153

Исследования влияния быстрых реакторных нейтронов на статические и частотные характеристики гетероструктурных транзисторов на системе AlGaN/GaN были проведены на транзисторах, изготовленных по отработанной и воспроизводимой технологии.

Исследование СВЧ характеристик транзисторных структур проводилось с помощью анализа данных, полученных с помощью прецизионного векторного анализатора E8361A фирмы Agilent Technologies в диапазоне частот 10 МГц – 67 ГГц. Типовые значения граничных и максимальных частот, определенных из частотных зависимостей S-параметров, для транзистора с длиной затвора 0,2 мкм и $W_з = 2x50$ мкм: $F_t = 25$ ГГц, $F_{max} = 60$ ГГц. При этом величина выходной мощности транзисторов на частоте 8 ГГц достигала 3 Вт/мм.

Облучение проводилось на импульсном реакторе типа «БАРС», характеристики измерялись до и после облучения флюенсом нейтронов $2 \cdot 10^{14}$ нейтрон/см^2.

Выходные ВАХ транзисторов до и после воздействия флюенса быстрых нейтронов $2 \cdot 10^{14}$ нейтрон/см^2 приведены на рис. 1.

Анализ приведенных данных показывает, что до уровней воздействия порядка $2 \cdot 10^{14}$ нейтрон/см^2 не наблюдается существенной (более 10% от исходного значения) деградации статических характеристик, в то время как F_t и F_{max} уменьшаются на 20–25 %.

Подобный эффект наблюдался и при облучении транзисторов нейтронами при комнатной температуре [3].

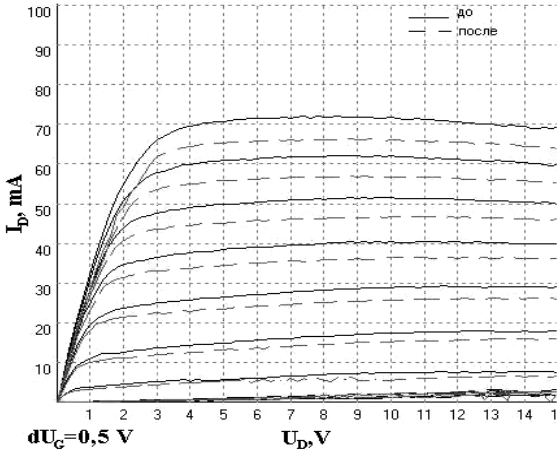


Рис. 1. Выходные ВАХ транзистора до и после облучения быстрыми нейтронами

Литература

1. Rudiger Quay. Gallium Nitride Electronics. Springer Series in Materials Science, 1996. 498 p.

2. Данилин В, Жукова Т., Кузнецов Ю., Тараканов С., Уваров Н. Транзистор на GaN пока самый крепкий орешек. //ЭЛЕКТРОНИКА: Наука, Технология, Бизнес.2005. № 4. С. 20–29.

3. McClory J.W., Petrosky J. C. Temperature Dependent Electrical Characteristics An Analysis of Neutron Irradiated of AlGaN/GaN HFETs // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2007. – Vol. 54. № 6. – P. 1969–1974.

РАЗРАБОТКА ИНТЕГРАЛЬНЫХ АКТИВНЫХ АНТЕННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ СО ВСТРОЕННЫМ МШУ

*О.С.МАТВЕЕНКО, Ю.В.ФЕДОРОВ, Д.Л.ГНАТЮК

Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН
117105, г. Москва, Нагорный пр-д, д. 7, корп. 8/0, e-mail: corr@yandex.ru

В настоящее время за рубежом наблюдается ускоренное развитие исследований и разработок с технологическим освоением производства малогабаритных СВЧ приборов на основе интегральных активных антенных элементов (ИААЭ). Данные устройства лежат в основе систем передачи данных, навигации, связи, а также позволяют создавать разнообразные миниатюрные сенсоры и датчики для систем охранной сигнализации, определения положения и скорости перемещения объектов и т.д.

Нами были разработаны структурные схемы встроенных антенных элементов для диапазонов частот 5 ГГц и 10–12 ГГц с малошумящим усилителем (МШУ) для последующего изготовления с использованием P-HEMT гетероструктур на подложках GaAs. Выбор конструкции пассивного антенного элемента производился среди решений с возможностью планарной реализации. Благодаря высокой диэлектрической проницаемости подложки GaAs (ε = 12,9) размеры антенны удалось максимально уменьшить.

Электромагнитный расчет ожидаемых СВЧ параметров МШУ выполнялся в САПР ADS с помощью метода Momentum. Для расчета антенных элементов использовался также метод расчета FEM (САПР HFSS или EmPro). Нами было отмечено, что результаты расчета антенных элементов методами FEM и Momentum существенно различаются. Различие связано со способом задания подложки. При расчете методом FEM размер подложки задается вручную, в то время как симулятор Momentum исходит из того, что подложка имеет бесконечно протяженные размеры. Поскольку мы старались максимально уменьшить размер подложки, выбор пал в пользу FEM-программ, позволяющих рассчитывать отражение и дифракцию волн на границах подложки.

Мы рассчитали антенные элементы двух типов: антенну типа Вивальди (рис. 1,а) и прямоугольную микрополосковую антенну (рис. 1 б), каждый тип в двух вариантах: для диапазона 5 ГГц и 10–12 ГГц. Для того чтобы антенный элемент с наибольшей эффективностью передавал падающую электромагнитную волну на усилитель, импедансы антенны и

усилителя должны быть комплексно сопряженными. Чтобы не включать отдельную согласующую цепь, мы подбирали импеданс антенны под импеданс усилителя, изменяя параметры микрополосковой линии. Особенно удобно это делать в случае прямоугольного антенного элемента (рис. 1,б и в). Такая форма антенного элемента позволяет с наибольшей эффективностью использовать площадь кристалла.

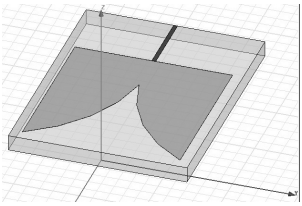


Рис. 1. а) ИААЭ типа Вивальди для диапазона 5 ГГц

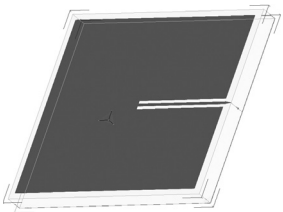


Рис. 1. б) Прямоугольный микрополосковый ИААЭ для диапазона 5 ГГц

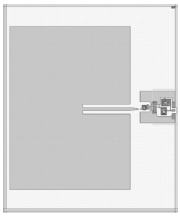


Рис. 1. в) Прямоугольный микрополосковый ИААЭ со встроенным МШУ для диапазона 10-12 ГГц

Расчетные характеристики МШУ:

- Коэффициент усиления ~ 15-20 дБ;
- Коэффициент шума менее 1 дБ;
- КВС по входу = 2,3 для диапазона 10-12 ГГц и 1,7 для 5 ГГц;
- КВС по выходу = 1,5–2 для диапазона 10-12 ГГц и 1,1 для 5 ГГц;

Размеры кристаллов антенны с МШУ составили 1,89 х 6,77 мм^2 для диапазона частот 10-12 ГГц и 6,4х10,1 мм^2 для диапазона частот 5 ГГц для антенн типа Вивальди и 6,4х9,4 для диапазона частот 10–12 ГГц и 6,4х5,4 мм^2 для диапазона частот 5 ГГц для прямоугольных антенных элементов. Толщина подложки GaAs: 0,6 мм. Потери отражения антенных элементов типа Вивальди: от –20 до –35 дБ в диапазоне 10–12 ГГц и –17 дБ для 5 ГГц; для прямоугольных антенных элементов: от –10 до –15 дБ в диапазоне 10–12 ГГц и –15 дБ для 5 ГГц. Максимальная интенсивность излучения антенных элементов: 0,036 Вт/стер. Максимальное усиление: 0,93. Оба типа антенных элементов имеют кардиоидную диаграмму направленности, расположенную перпендикулярно плоскости антенны.

О ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ НАНОДОМЕННЫХ СВЕРХРЕШЁТОК В СЕГНЕТОПОЛУПРОВОДНИКАХ С ПОМОЩЬЮ ПОЛЯ СВЧ

В.В. КРУТОВ[1*], Э.А. ЗАСОВИН[1], В.Г. МИХАЛЕВИЧ[2], А.С. СИГОВ[1], А.А. ЩУКА[1], В.И. ТОПТЫГИН[1]

[1] Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет)
Российская Федерация, 119454, Москва, проспект Вернадского, 78,
E-mail: v_krutov@mirea.ru
[2] Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН
Российская Федерация, 119991, Москва, улица Вавилова, 38

В последние годы сверхрешётки антипараллельных доменов в сегнетоэлектриках находят применение, например, в генераторах второй оптической гармоники. Такие структуры называют иногда фотонными кристаллами. Однако использование существующих методов формирования таких структур сопряжено с трудностями получения сверхрешётки с малым периодом, в частности, с необходимостью применения фотолитографии.

В последние годы проводятся исследования методов формирования, не требующих применения фотолитографии [1]. Предлагаемый метод основан на избирательной переполяризации сегнетоэлектрических доменов внешним однородным электрическим полем в условиях пространственной модуляции плотности носителей заряда полем СВЧ.

На первом этапе в монодоменном сегнетополупроводнике создается пространственная модуляция концентрации носителей заряда в направлении, перпендикулярном полярной оси Z. С этой целью используется инжектирующий контакт, на который подается сумма двух напряжений (продольное поле): постоянное смещение U_0 и СВЧ поле $U_m \cdot \sin \omega \cdot t$, частота которого ω будет определять пространственный период модуляции плотности носителей заряда. При этом продольное поле $U_l = U_0 + U_m \cdot \sin \omega \cdot t$ направлено так, чтобы обеспечить дрейф сгустков носителей заряда от инжектирующего контакта вглубь сегнетополупроводника. Смещение U_0 должно обеспечивать предпробойное значение напряженности поля в инжектирующем контакте.

В результате, каждый положительный полупериод СВЧ стимулирует генерацию сгустков носителей, поступающих в сегнетополупроводник с частотой, соответствующей частоте СВЧ поля. Если пренебречь диффузи-

ей носителей, расстояние между сгустками будет определяться полевой зависимостью дрейфовой скорости носителей сегнетополупроводника, а также пространственным распределением продольного электрического поля.

В момент создания необходимого количества сгустков первый этап завершается путем отключения продольного смещения U_0, и дрейфовое движение сгустков прекращается. К этому моменту в кристалле сегнетополупроводника образуется квазистатическая решетка, представляющая собой чередование обогащенных и обедненных носителями слоев. В первом приближении предполагается, что за время дрейфового движения носителей рекомбинацией и диффузионным "расплыванием" сгустков можно пренебречь.

На втором этапе, когда в результате отключения продольного поля (постоянного смещения U_0) дрейф сгустков прекращается, на кристалл сегнетополупроводника подается поперечное однородное электрическое поле для избирательной переполяризации доменов и формирования сверхрешётки. Локальное стимулирование инверсии доменов обеспечивается соответствующим законом пространственной модуляции плотности носителей, т.к. для запуска процесса переполяризации в обогащенных и обедненных носителями слоях созданы различные условия. На эффективность такой пространственной модуляции носителей при формировании периодической решетки в сегнетоэлектриках указывает экспериментальная работа [2].

Например, в ниобате лития длительность поперечного поля, необходимого для инвертирования доменов, составляет несколько сотен микросекунд. В титанате бария время переключения значительно меньше, чем в ниобате лития и составляет приблизительно 0,5мксек.

В частном случае, когда скорость дрейфа постоянна и равна скорости насыщения v_s, в кристалле образуется сверхрешётка с эквидистантными доменными стенками и пространственным периодом равным произведению дрейфовой скорости носителей в режиме насыщения на период СВЧ поля $\lambda = 2\pi \cdot v_s / \omega$.

Например, полагая $v_s = 10^4$ м/с $\omega = 2\pi \cdot 10^{11}$ рад/с, получим период сверхрешётки 100 нанометров.

Время жизни неравновесных носителей заряда τ и длительность импульса продольного поля T_l в режиме насыщения дрейфовой скорости

должны удовлетворять условиям $\tau > L/v_s$, $T_l = L/v_s$, где L – требуемая длина сверхрешётки.

Основные варианты инжекции носителей в сегнетополупроводник следующие. Во-первых, – это инжекция основных носителей в обратно-смещенном выпрямляющем контакте за счет ударной ионизации (лавинного умножения носителей заряда). Здесь может использоваться как контакт металла с сегнетополупроводником, так и структура с гетеропереходом. Например, структура, состоящая из узкозонного $p^+ - n$-перехода (с короткой *n*-областью в качестве слоя лавинного умножения) и сегнетополупроводника донорного типа. Во-вторых, инжекция неосновных носителей в прямосмещенном выпрямляющем контакте за счет снижения барьера Шоттки. В этом случае может рассматриваться, например, контакт металла с сегнетополупроводником донорного типа. В-третьих, инжекция основных носителей в обратно-смещенном выпрямляющем контакте за счет эффекта Зинера (туннельная инжекция носителей). Здесь может использоваться, например, контакт металла с сегнетополупроводником или гетеропереход.

Настоящий метод может быть использован для формирования сверхрешёток как с эквидистантными, так и неэквидистантными доменными стенками [3].

Таким образом, предварительные оценки указывают на возможность создания нанодоменных сверхрешёток в сегнетополупроводниках с помощью СВЧ поля с частотой порядка 100 ГГц.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 10-07-00078).

Литература

1. Крутов В.В., Засовин Э.А., Михалевич В.Г., Сигов А.С., Щука А.А. // Радиотехника. 2007, № 9, 5.

2. Berg N.J., Udelson B.J., Lee J.N. // Appl. Phys. Lett., 1977, v. 31, № 9, p. 555.

3. Krutov V.V., Shchuka A.A., Mikhalevich V.G. // Physics of vibrations, 2001, v. 9, № 4, p. 274–279.

О НЕОБХОДИМОСТИ МЕТРОЛОГИЧЕСКОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ РАЗРАБОТОК НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

*А.Л. КВАНИН, М.А. ПУШКИН, В.И. ТРОЯН

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

В настоящее время технологии активно продвигаются в область наноразмеров. В первую очередь это касается наноэлектроники. Современные электронные системы работают в той области, где размер функциональных элементов имеет критическое влияние на свойства вещества. Так, с уменьшением размера наночастицы металла или полупроводника могут приобретать свойства диэлектриков, утрачивается кристаллическая структура – происходит плавление наночастиц при нормальной температуре, размер поверхностных дефектов сложных гетероструктурных подложек может сделать невозможным создание на них электронных компонентов.

Таким образом, контроль линейных параметров наноразмерных систем стал насущной необходимостью для создания элементов современной электроники. Для обеспечения единства измерений объектов с размерами в нанодиапазоне появился особый раздел науки об измерениях – нанометрология.

Нанометрология призвана контролировать не только линейные размеры наночастиц, но и кристаллическую структуру нанообъектов, химический состав и электронные свойства наночастиц и нанопленок, параметры шероховатости на уровне нанометров.

Для обеспечения единства измерений в области нано- необходимо создание новых международных стандартов, базирующихся на иных, отличных о классических, принципах, учитывающих кванотово-механическую природу измеряемых параметров нанообъектов. Работа по созданию новых стандартов активно ведется во всем мире, лидирующие позиции в этой области занимают следующие организации: Национальный Институт Стандартов и Технологий (NIST – США), Институт Инженеров Электроники и Электротехники (IEEE – США), Международная Организация по Стандартизации (ISO), Национальная Физическая Лаборатория (NPL – Великобритания).

В частности, при создании элементов ВЧ наноэлектроники возникает необходимость оценки качества виртуальной подложки выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии через метаморфный буфер.

В НИЯУ МИФИ проводились исследования морфологии поверхности гетероструктур с метаморфным буфером различной конструкции, выращенных на установке ЦНА-24 в Институте сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН. В качестве инструмента для исследования морфологии поверхности гетероструктуры был выбран атомно-силовой микроскоп (АСМ).

Характерный вид поверхности гетероструктуры InAlAs на подложке InP представлен на рис. 1. Метод АСМ позволяет оценить параметры шероховатой поверхности гетероструктуры и сделать дальнейшие выводы о пригодности данной поверхности для получения элементов наноэлектроники. Применение АСМ в отличие от растровой электронной микроскопии (РЭМ) позволяет измерять не только латеральные, но и вертикальные размеры неровностей рельефа гетероструктур. Кроме того АСМ позволяет исключить систематическую неопределенность измерения латеральных размеров возникающих в РЭМ на различных подложках при размере объектов в несколько нанометров.

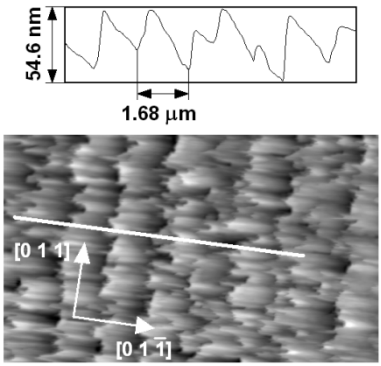


Рис. 1. Вид поверхности гетероструктуры inalas и измеряемые параметры нано-рельефа поверхности

Для определения элементного и химического состава поверхности наноструктур широко применяется метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Данный метод позволяет измерять содержание данного элемента в поверхностном слое толщиной <10 нм (порядка длины свободного пробега электрона в данном веществе) и определять в какой химической связи находятся атомы данного элемента. Апробацию метода РФЭС для измерения параметров поверхности наногеторостурктур в НИЯУ МИФИ еще предстоит провести.

ИМЕННОЙ УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ

– А –

Айзенштат Г.И., 26
Арендаренко А.А., 34

– Б –

Бараш И.С., 32
Батурин А.С., 56
Бобринецкий И.В., 59
Божков В.Г., 26
Бугаев А.С., 51
Булах К.В., 56
Бурбаев Т.М., 38

– В –

Васильев В., 32
Васильевский И.С., 40, 44, 46, 50
Волчков Н.А., 48

– Г –

Гаврилов А.С., 24, 42
Галиев Г.Б., 40, 44, 46, 50
Гнатюк Д.Л., 64
Гордеев М.Н., 38
Громов Д.В., 59, 61

– Д –

Добуш И.М., 26
Дорофеев А.А., 36

– Е –

Елесин В.В., 59
Елесин В.Ф., 12, 14
Ермолов А.С., 10
Ермошин И.Г., 34

– З –

Засовин Э.А., 66
Звягин И.П., 16
Зенкевич А.В., 54, 56

– И –

Иванов С.В., 24, 42
Иошкин Ю.И., 38

– К –

Карузский А.Л., 48
Катеев И.Ю., 12, 14
Кванин А.Л., 69
Климов Е.А., 40, 44, 46, 50
Клочков А.Н., 16
Ковалев А.Н., 20
Комиссарова Т.А., 24, 42
Коновалов А.М., 36
Коновалов Д.А., 36
Красовицкий Д.М., 22
Крутов В.В., 66
Кузнецов А.Л., 30, 61
Кульбачинский В.А., 40, 50
Курин С.Ю., 32

– Л –

Лебединский Ю.Ю., 54
Литвин Д., 32

– М –

Макаров Ю.Н., 32
Матвеев Ю.А., 30, 54, 61
Матвеенко О.С., 64
Мельцер Б.Я., 24, 42
Миннекаев М.Н., 56
Михалевич В.Г., 66
Монастырев Е.А., 26
Мурзин В.Н., 10

– Н –

Нагалюк С.С., 32
Неволин В.К., 59

– О –

Орешкин В.А., 34

– П –

Павлов А.Ю., 30, 61
Пересторонин А.В., 48
Петренко И.М., 28
Пожела К., 6, 8
Пожела Ю., 6, 8
Пономарев Д.С., 50
Пушкарёв С.С., 44
Пушкин М.А., 69

– Р –

Ремнев М.А., 12, 14
Роенков А.Д., 32
Рубан О.А., 44

– С –

Свешников Ю.Н., 34
Семенов А.Н., 24, 42
Сеничкин А.П., 52
Сигов А.С., 66
Ситникова А.А., 24, 42
Соловьев В.А., 24, 42
Сукочев А.Ю., 12
Супрун С.П., 38
Сызранов В.С., 10

– Т –

Топтыгин В.И., 66
Троян В.И., 69

– Ф –

Федоров Ю.В. 64
Филаретов А.Г., 22

– Х –

Хабибуллин Р.А., 40., 46

– Ц –

Цацульников А.Ф., 18
Цыпленков И.Н., 34

– Ч –

Чалый В.П., 22
Чемекова Т.Ю., 32
Чуприк А.А., 56

– Ш –

Шиленас А., 6, 8
Ширмулис Э., 6, 8

– Щ –

Щаврук Н.В., 30
Щука А.А., 66

– Ю –

Юзеева Н.А., 50
Юцене В., 6
Юцене В., 8
Ющенко А.Ю., 26

– Я –

Ячменев А.Э., 51

– D –

Drube W., 54

– T –

Thiess S., 54