

## Список докладов

### ВВЕДЕНИЕ

П.С. Копьев

### РОСТ СЛОЕВ И СТРУКТУР НИТРИДОВ III ГРУППЫ ЭПИТАКСИЕЙ ИЗ МЕТАЛЛООРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ В ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКОМ ИНСТИТУТЕ

А.С. Усиков, В.В. Лундин, А.В. Сахаров, Н.М. Шмидт

### TRANSVERSE OPTICALLY PUMPED LASERS BASED ON GAN EPITAXIAL LAYERS

E.V. Lutsenko, G.P. Yablonskii, V.N. Pavlovskii, V.Z. Zubialevich, I.P. Marko, M. Heuken, B. Schineller, M. Heuken and K. Heime

### FAR FIELD EMISSION SPECTROSCOPY OF OPTICALLY PUMPED LASERS BASED ON INGAN/GAN/AL<sub>2</sub>O<sub>3</sub> HETEROSTRUCTURES

E.V. Lutsenko, G.P. Yablonskii, V.N. Pavlovskii, V.Z. Zubialevich, I.P. Marko, M. Heuken, B. Schineller, M. Heuken and K. Heime

### ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР GAN/AL<sub>x</sub>GA<sub>1-x</sub>N МЕТОДОМ РАМАН-СПЕКТРОСКОПИИ

В.Ю. Давыдов, А.А. Клочихин, И.Н. Гончарук, А.Н. Смирнов, А.С. Усиков, В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, А.В. Сахаров, М.В. Байдакова, М.П. Щеглов, J. Stemmer, H. Klausung, D. Mistele

### РАМАНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ AL<sub>x</sub>GA<sub>1-x</sub>N

В.Ю. Давыдов, А.А. Клочихин, И.Н. Гончарук, А.Н. Смирнов, А.Е. Николаев, А.С. Усиков, В.В. Лундин, М.В. Байдакова, М.П. Щеглов, J. Aderhold, J. Stemmer, O. Semchinova

### УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ЭКСИТОННЫХ СОСТОЯНИЙ В GAN И В КВАНТОВЫХ ЯМАХ GAN/ALGAN

Д.К. Нельсон, М.А. Якобсон, В.Д. Каган, Н.М. Шмидт, Б. Жиль, Н. Гранжан, Ж. Масси

### ВРЕМЯ-РАЗРЕШЕННАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ НА ОСНОВЕ СИСТЕМЫ INGAN/GAN

А.В. Андрианов, В.Ю. Некрасов, Н.М. Шмидт, Н.Н. Зиновьев

### ОПТИЧЕСКИЕ БЕСКОНТАКТНЫЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР AL<sub>x</sub>GA<sub>1-x</sub>N

А.Л. Филатов

### ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА НИТРИДОВ ГРУППЫ A<sup>3</sup>B<sup>5</sup>

М.А. Злобина, В.В. Соболев

### МУЛЬТИФРАКТАЛЬНАЯ ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ GAN

Н.М. Шмидт, А.Н. Титков, А.К. Крыжановский, В.В. Ратников, В.В. Емцев, Д.С. Полоскин, Е.Е. Заварин, А.Г. Колмаков

### ТРАНСФОРМАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛОВУШЕК, СОЗДАНЫХ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЕМ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ GAN, В ПРОЦЕССЕ ОТЖИГА

Н.М. Шмидт, Д.В. Давыдов, В.В. Емцев, Е.Е. Заварин, А.А. Лебедев, В.В. Лундин, Д.С. Полоскин, А.С. Усиков

### ДИСЛОКАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ТОЛСТЫХ HVPE GAN СЛОЕВ ПО РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗМЕРЕНИЯМ ТЕНЗОРА МИКРОДИСТОРСИИ

В.В. Ратников, Р.Н. Кютт, Т.В. Шубина, Т. Паскова, Б. Монемар, Е. Валчева

### СПЕКТРЫ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ГЕТЕРОСТРУКТУР INGAN/ALGAN/GAN.

А.Н. Туркин, М.В. Чукичев

ХИМИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ПОВЕРХНОСТИ GAN(0001) В РАСТВОРАХ СУЛЬФИДОВ.

В.Н. Бессолов, Ю.В. Жилиев, Е.Е. Заварин, М.Е. Компан, Е.В. Коненкова,  
А.С. Усиков, В.А. Федирко

СВОЙСТВА ВЮРЦИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ GAN, ПОЛУЧЕННЫХ РАЗЛИЧНЫМИ МЕТОДАМИ

Ю.В. Жилиев, М.Е. Компан, М.М. Мездрогина, С.Д. Раевский, Т.А. Орлова,  
Ш.А. Юсупова.

ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ СЛОИ GAN НА МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ САМООГРАНИЧЕННЫХ  
ЛЕНТАХ  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ , ВЫРАЩЕННЫХ ПО СПОСОБУ СТЕПАНОВА

В.И. Николаев, А.Е. Николаев, С.И. Бахолдин, В.М. Крымов, В.А. Иванцов

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОБЪЕМНЫХ КРИСТАЛЛОВ GAN  
БОЛЬШОГО ДИАМЕТРА МЕТОДАМИ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФФРАКЦИИ И  
ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

В.А. Иванцов, В.А. Суховеев, В.А. Дмитриев, И.П. Никитина, Jamie A. Freitas, Jr.

СТМ ИССЛЕДОВАНИЕ АТОМНЫХ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ GAN(0001), ВЫРАЩЕННОЙ  
МЕТОДАМИ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ

Р.З. Бахтизин, К.-К. Щуе, Ч.-Ж. Щуе, Ю. Хасегава, Т. Сакурай

РОСТ ВЫСОКОКАЧЕСТВЕННЫХ ПЛЕНOK GAN НА ПОВЕРХНОСТИ КАРБИДА КРЕМНИЯ

Р.З. Бахтизин, К.-К. Щуе, Ч.-Ж. Щуе, Ю. Хасегава, Т. Сакурай, И.С.Т. Цонг

GAN P-N ПЕРЕХОДЫ НА SI(111) И САПФИРЕ (0001), ПОЛУЧЕННЫЕ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ  
ЭПИТАКСИЕЙ С ГАЗОВЫМИ ИСТОЧНИКАМИ

С. Никишин, Г. Кипшидзе, В. Куриятков, С. Jin, К. Choi, Iu. Gherasoiu, L. Grave de  
Peralta, and Н. Temkin, А. Зубрилов, Т. Прокофьева, М. Holtz

САМООРГАНИЗУЮЩИЕСЯ НАНОСТРУКТУРЫ GAN, ВЫРАЩИВАЕМЫЕ ВЧ-МПЭ

В.В. Мамутин, В.А. Векшин, Н.А. Черкашин, В.В. Ратников, В.Ю. Давыдов,  
С.В. Иванов

ОСАЖДЕНИЕ ПЛЕНOK C-BN МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ

М. Б. Гусева, В. С. Гудень, В. Г. Бабаев, В. В. Хвостов, Е. Н. Шулешов

MOVPE GROWTH AND CHARACTERISATION OF GAN FILMS ON SAPPHIRE WITH DIFFERENT  
BUFFERS

T. Paskova and B. Monemar

ЛЕГИРОВАНИЕ СЛОЕВ НИТРИДА ГАЛЛИЯ ИЗ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА КРЕМНИЯ В  
ХЛОРИДНО-ГИДРИДНОЙ СИСТЕМЕ

А.В. Фомин, А.Е. Черенков, А.И. Печников, Д.В. Цветков, А.Е. Николаев,  
И.Р. Никитина, Н.И. Кузнецов, А.С. Зубрилов, В.А. Дмитриев

РОЛЬ ПОВЕРХНОСТНОЙ КИНЕТИКИ В РОСТЕ НИТРИДОВ III ГРУППЫ

С.Ю. Карпов, Р.А. Талалаев, Ю.Н. Макаров

ПРИМЕНЕНИЕ *IN-SITU* ЛАЗЕРНОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ГФЭ МОС РОСТА  
III-N СТРУКТУР

В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, Д.А. Бедарев, А.И. Бесюлькин, И.Л. Крестников,  
А.С. Усиков

ВЛИЯНИЕ ПРЕРЫВАНИЯ РОСТА И СОСТАВА ГАЗОВОЙ СРЕДЫ НА ОПТИЧЕСКИЕ И  
СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА INGAN/(AL)GAN МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР

Е.Е. Заварин, А.В. Сахаров, В.В. Лундин, Д.А. Бедарев, А.Ф. Цацульников,  
А.С. Усиков, Н.Н. Леденцов, Ж.И. Алферов

ПОЛУЧЕНИЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

Е.Н. Вигдорович, Ю.Н. Свешников

СВЕТОДИОДЫ НА ОСНОВЕ INGAN/GAN/ALGAN ГЕТЕРОСТРУКТУР

А.В. Сахаров, В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, Д.А. Бедарев, А.С. Усиков, Н.М. Шмидт, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов, Ж.И. Алферов

ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВОЙ СЕПАРАЦИИ В СВЕТОДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ INGAN/GAN/ALGAN

В.В. Лундин, А.В. Сахаров, А.Ф. Цацульников, Е.Е. Заварин, Д.А. Бедарев, А.И. Бесюлькин, Н.Н. Леденцов, А.С. Усиков

ПРОБЛЕМЫ ПОСТРОСТОВОЙ ТЕХНОЛОГИИ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ И ФОТОПРИЕМНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ III-НИТРИДОВ

Н.М.Шмидт, Ю.М.Задиранов, О.В.Титкова, В.М.Щеглов

FEATURES OF REACTIVE ION-BEAM ETCHING OF GAN USING O<sub>2</sub> + AR WORKING GAS

A.I. Stognij, S.V. Koriakin, G.P. Yablonskii, V.N. Pavlovskii, E.V. Lutsenko, M.Heuken, B. Schineller, M.Heuken, K. Heime

РЕАКТИВНОЕ ИОННОЕ ТРАВЛЕНИЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

Е.М. Рамушина, В.И. Скопина, Е.М. Танклевская

ПРОТОННАЯ ИМПЛАНТАЦИЯ КАК СПОСОБ ИЗОЛЯЦИИ ЭЛЕМЕНТОВ В ПРИБОРАХ НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

А.Я. Поляков, Н.Б. Смирнов, А.В. Говорков, А.С. Усиков, Н.М. Шмидт, В.В. Лундин

СОЗДАНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ В МИКРОЭЛЕКТРОНИКЕ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР АЛМАЗ/ALN

А.Ф.Белянин, П.В. Пащенко, И.В.Галушко, Б. В. Спицын

СПЕКТРЫ ВЫНУЖДЕННОГО И КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

В.Е. Кудряшов, С.С. Мамакин, А.Э. Юнович, С.Д. Якубович

АНАЛИЗ МЕХАНИЗМОВ РЕКОМБИНАЦИИ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ INGAN/ALGAN/GAN С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

В.Е.Кудряшов, А.Э.Юнович

ПРОТЕКАНИЕ ТОКА В ОМИЧЕСКОМ КОНТАКТЕ PD - СИЛЬНОЛЕГИРОВАННЫЙ P-AL<sub>x</sub>GA<sub>1-x</sub>N

Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, Е.В. Калинина, О.В. Константинов, А.Е. Николаев, А.В. Фомин, А.Е. Черенков

НИЗКОЧАСТОТНЫЙ ШУМ В GAN И ПРИБОРАХ НА ЕГО ОСНОВЕ

М.Е. Левинштейн, С.Л. Румянцев, M.S. Shur, R. Gaska, A. Khan

ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ НА ALGAN/GAN – ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ (ОБЗОР)

А.Н. Ковалев

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ СВЕТОДИОДОВ СИНЕ –ЗЕЛЕННОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ INGAN-СТРУКТУР С КВАНТОВО-РАЗМЕРНОЙ АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ ПРИ ВЫСОКИХ УРОВНЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ

А.Л. Закгейм

СВЕТОДИОДЫ ИЗ INGAN И ОСВЕТИТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА НА ИХ ОСНОВЕ

Л.М. Коган, Т.И. Рассохин

ФОТОЛЮМИНОФОРЫ НА ОСНОВЕ YAG, АКТИВИРОВАННЫЕ SE<sup>3+</sup>, В СВЕТОДИОДАХ БЕЛОГО СВЕТА

О.М. Меркушев, Л.Г. Ведерникова

ФОТОПРИЕМНИКИ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ GAN ДЛЯ УСТАНОВОК ОЧИСТКИ ВОДЫ

Н.М. Шмидт, В.М. Андреев, А.А. Власов, Е.Е. Заварин, Ю.М. Задиранов, В.В. Лундин, А.В. Сахаров, О.В. Титкова, А.С. Усиков, В.М. Щеглов, В.П. Фоканов, А.В. Шалларь

## **ВВЕДЕНИЕ**

***П.С. Копьев***

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН  
194021 С.-Петербург ул. Политехническая 26*

Использование нитридов 3-ей группы является в настоящее время единственной практической возможностью перекрыть весь видимый диапазон длин волн излучения. Наряду с разнообразным использованием в системах записи, хранения, обработки и отображения информации открываются возможности создания экономичных, долговечных твердотельных осветительных приборов, максимально согласованных по спектру с естественным освещением и чувствительностью глаза человека. Массовое использование твердотельных осветительных приборов сулит настоящий переворот и в энергосбережении, и в экологии.

Понятный интерес к данной тематике отражает большое количество посвященных ей публикаций, а также конференций, симпозиумов, совещаний, проводимых во всем мире.

Отражением этого интереса является и наше, ставшее уже традиционным Всероссийское совещание «Нитриды галлия, алюминия и индия – структуры и приборы», проводимое уже в четвертый раз попеременно в Москве и Санкт-Петербурге. По традиции на совещание собрались представители академических, вузовских и промышленных организаций России. Мы рады приветствовать наших коллег, приехавших из Беларуси и Швеции.

Поддержку Совещанию оказали Российский фонд фундаментальных исследований, Центр по исследованию Роста Кристаллов, агенство технологических исследований ЮниСаф, СПбГТУ (Санкт-Петербургский Государственный Технический университет),

Оргкомитет и все участники совещания выражают им искреннюю благодарность.

Впервые появилась возможность провести Совещание в течении 2-х дней, что в свою очередь позволило дать время всем докладчикам для короткого 10-минутного устного представления, с тем чтобы подробное обсуждение результатов проводилось во время следующих за устными сессиями стендовых сессий.

К сожалению, существует отставание Российской науки от лучших мировых достижений в данной области. Это связано как с общим тяжелым положением в науке у нас в стране в настоящее время, так и с недостатком внимания научного сообщества именно к данной тематике.

Наблюдающееся экономическое оживление в России позволяет надеяться на увеличение финансирования науки. В своей работе на совещании мы должны стремиться к тому, чтобы его результатом было повышение интереса к нитридной тематике и интенсификация исследований в этом направлении.

## **РОСТ СЛОЕВ И СТРУКТУР НИТРИДОВ III ГРУППЫ ЭПИТАКСИЕЙ ИЗ МЕТАЛЛООРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ В ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКОМ ИНСТИТУТЕ**

***А.С. Усиков\**, *В.В. Лундин*, *А.В. Сахаров*, *Н.М. Шмидт***

*Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, Санкт-Петербург,  
194021 Политехническая ул., д.26. \*e-mail: usikov.vpegroup@pop.ioffe.rssi.ru*

Бурное развитие во всем мире за последние 8-10 лет технологии изготовления и физических исследований многослойных структур нитридов III группы (In,Ga,Al)N главным образом обусловлено возможностью создания лазеров и светодиодов, работающих в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра.

К настоящему времени уже промышленно выпускаются эффективные зеленые и синие светодиоды. Лидерами в этом направлении являются фирмы Nichia (Япония), Cree (США), Toyoda Gosei (Япония), Hewlett Packard (США), Emcore-Uniroyal (США), Siemens Infineon (Германия), Samsung (Корея). Фирма Nichia объявила о начале промышленного выпуска фиолетовых инжекционных лазеров, работающие на длине волны 410 нм при комнатной температуре в непрерывном режиме со сроком службы более 10000 час. Согласно публикациям в иностранных журналах во всем мире объем продаж нитридных материалов, структур и приборов в 2000 г. достигнет 990 млн. долларов, а в 2005 г. - до 3 млрд долларов.

В России работы по нитридам III группы наиболее интенсивно ведутся в научных группах, работающих в кооперации с зарубежными партнерами из Японии, Германии, США, Франции. Ряд результатов, полученных в российских исследовательских группах, имеют мировое приоритетное значение.

В Физико-техническом институте работы по получению нитридов III группы эпитаксией из металлоорганических соединений начались с 1995 года. К настоящему времени имеется установка "Epiqip", переоборудованная для роста нитридов, проведено более 930 эпитаксиальных процессов – по 150-200 процессов в год. Выращивание структур осуществляется на (0001) сапфировых подложках, в горизонтальном реакторе с индуктивным нагревом, в токе водорода или аргона, при пониженном давлении 200 – 600 мбар. Держатель рассчитан на одну подложку диаметром до 52 мм. Аммиак, триметилгаллий (ТМГ), триметилалюминий (ТМА) и триметилиндий (ТМИ) служат исходными компонентами. Бис-цикопентадиенил магния ( $Cp_2Mg$ ) и силан использовались для легирования. Непосредственный контроль над процессом роста эпитаксиальных слоев осуществляется с помощью системы лазерной рефлектометрии. Газовая система установки позволяет производить рост слоев в атмосфере особо чистого водорода, аргона или их смеси. Все расходные материалы российского производства.

При росте на сапфировых подложках применяется так называемый двухстадийный режим роста. Первоначально на подложке при температуре 530-570<sup>0</sup>С осаждается тонкий зародышевый слой толщиной около 30 нм. В качестве зародышевого слоя используется либо GaN, либо GaN с добавлением Al. После отжига зародышевого слоя при температуре около 1000<sup>0</sup>С, происходит последующий эпитаксиальный рост всей структуры.

Рост совершенных слоев GaN и AlGa<sub>x</sub>N ( $x \leq 0.3$ ) происходит при, температуре около 1050<sup>0</sup>С в атмосфере водорода. Типичная скорость роста 1,8-2,2 мкм/час. Слои InGa<sub>x</sub>N требуют заметно более низкой температуры роста (700-900<sup>0</sup>С) и выращиваются в атмосфере аргона.

Многослойные структуры GaN/AlGaN выращиваются изменением во времени мольных потоков ТМГ и ТМА. Многослойные структуры GaN/InGaN выращиваются при изменении температуры (термоциклирование) подложки в диапазоне 700 – 950<sup>0</sup>С. Подобные структуры используются в качестве материала активной области для излучателей в видимом спектральном диапазоне.

Особенности роста слоев и многослойных структур нитридов III группы, их оптические, электрические и структурные свойства обсуждаются в других докладах, представленных на этом совещании.

Фазовая сепарация и эффекты самоорганизации, которые присущи твердым растворам InGaN, приводят к образованию наноразмерных доменов обогащенных по индию. Для таких структур было продемонстрировано получение сверхбольшого коэффициента усиления (на уровне 10<sup>5</sup> см<sup>-1</sup>), что сделало возможным получение лазерной генерации с поверхности при оптической накачке при комнатной температуре. Активная область состояла из 12 слоев InGaN, разделенных слоями GaN. В качестве нижнего зеркала использовался брэгговский отражатель на основе многослойной структуры GaN/AlGaN, в качестве верхнего зеркала использовалась граница GaN- воздух. В настоящее время ведется работа по созданию поверхностно-излучающих лазеров с инжекционной накачкой.

В инжекционных светодиодных структурах GaN/InGaN/AlGaN достигнуты значения внешнего квантового выхода 2-3% на длине волны 440 нм на образце с неразрезанными чипами.

Для смещения излучения в желто-зеленую область спектра проводятся исследования по выращиванию гетероструктур на основе GaN с добавкой As. В качестве источника As используется арсин. В структуре с активной областью на основе GaAsN наблюдалось излучение на длине волны 500 нм при оптической накачке.

Нелегированные и слаболегированные кремнием слои GaN и AlGaN ( $x \sim 0.1$ ) использовались для изготовления фотодетекторов типа металл-полупроводник-металл и с барьером Шоттки. Абсолютная чувствительность этих фотодетекторов в области длин волн 330 нм составила 50 мА/Вт и 100 мА/Вт соответственно. Темновой ток на фотодиодах с барьером Шоттки при диаметре мезы 600 мкм составил 5 нА при смещении -1В.

В сотрудничестве с другими лабораториями ФТИ были проведены ряд экспериментов по выращиванию слоев на подложках свободного GaN. Получены p-n структуры. Кроме этого проводились эксперименты по селективной эпитаксии GaN на подложках с маскирующим покрытием.

Таким образом, в Физико-техническом институте в настоящее время имеется необходимый набор ростового и постростового оборудования, исследовательских методик позволяющих разрабатывать технологию получения и исследовать свойства различных типов структур и приборов на основе нитридов III группы.

## TRANSVERSE OPTICALLY PUMPED LASERS BASED ON GaN EPITAXIAL LAYERS

***E. V. Lutsenko\****, ***G. P. Yablonskii***, ***V. N. Pavlovskii***, ***V. Z. Zubialevich***, ***I. P. Marko***

*Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus,*

*F. Scoryna av. 68, Minsk 220072, Belarus*

*e-mail: [lutsenko@dragon.bas-net.by](mailto:lutsenko@dragon.bas-net.by)*

***M. Heuken, B. Schineller***

*AIXTRON AG, Aachen, Germany*

***M. Heuken and K. Heime***

*Institut für Halbleitertechnik RWTH Aachen, Germany*

Photoluminescence (PL), stimulated emission (SE) and lasing spectra, emission intensities of the undoped GaN epitaxial layers were investigated as a function of excitation intensity of the N<sub>2</sub>-laser radiation ( $h\nu=3.68$  eV,  $t_p = 8$  ns,  $I_{exc} = 10^2 - 10^6$  W/cm<sup>2</sup>) and as a function of yellow luminescence (YL) intensity at  $T = 290$  K. The PL, SE and laser intensities of all GaN layers were measured in arbitrary comparable units. All undoped GaN single 1.5-3  $\mu$ m thick epitaxial layers were grown on c-plane 2<sup>nd</sup> sapphire substrates by metal-organic vapour phase epitaxy (MOVPE) in AIXTRON reactors with H<sub>2</sub> or N<sub>2</sub> as carrier gases [1]. The undoped layers showed n-type conductivity with an electron concentration between  $10^{15}$  cm<sup>-3</sup> and  $10^{18}$  cm<sup>-3</sup>. Excitation of samples in case of SE and lasing study was realised by a narrow stripe of N<sub>2</sub>-laser beam. The angular dependencies of SE and lasing spectra were monitored using a special optical fibre system in the plane perpendicular to the heterostructure. The negative angles were selected to be in the direction of substrate.

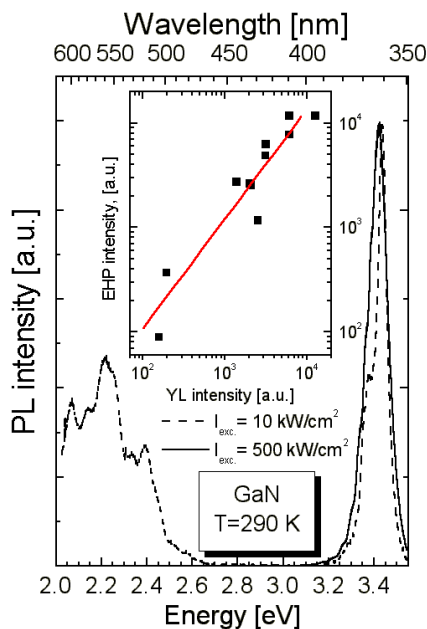


Fig. 1. PL spectra of GaN under low and high excitation intensity. Inset: dependence of EHP PL intensity at high excitation level on YL intensity at low excitation level for various samples.

Photoluminescence spectra of undoped GaN epitaxial layers under low excitation level consist of two distinct bands which are located in the near ultraviolet and in the yellow regions of the spectrum (Fig. 1,  $I_{exc} = 10$  kW/cm<sup>2</sup>). A significant attention was paid to the origin and properties of the YL in GaN [2,3]. It was supposed that YL depletes upper recombination levels of optically excited GaN and reduces amount of nonequilibrium carriers which produce ultraviolet emission. Therefore many attempts were made to suppress YL particularly by means of doping. But present investigations showed that the higher the total intensity of the YL the higher intensity of the FE or EHP PL was measured in the GaN layers (Fig. 1, inset). This contradicts to the traditional opinion. At high excitation intensity the YL is saturated and not seen in the PL spectra. An electron-hole plasma emission predominates in the PL spectra in this case and its intensity displays that the number of nonradiative centers is lower namely in those samples where YL is higher. Thus YL intensity in the same way as the EHP intensity reflects the density of nonradiative centers. Therefore samples with large intensity of yellow emission under low excitation levels were selected for SE and lasing experiments. All doped samples didn't show lasing.

The samples had strongly pronounced laser threshold. The characteristic transformation of emission spectra at the optical pumping intensity growth are shown in Fig. 2. The lasing was achieved in most of undoped GaN layers but the SE intensities were higher in samples which demonstrated higher intensity of the YL. The lasing threshold was  $400 \text{ kW/cm}^2$  for the best sample (Fig.2, inset) under optical excitation and  $1.5 \text{ MW/cm}^2$  under electron-beam excitation (Fig. 2, dash).

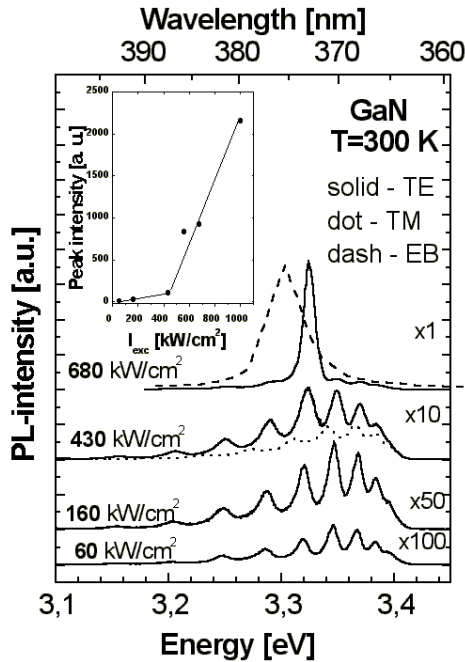


Fig. 2. Emission spectra of GaN at different excitation intensities. Inset: Peak intensity of GaN emission versus excitation intensity.

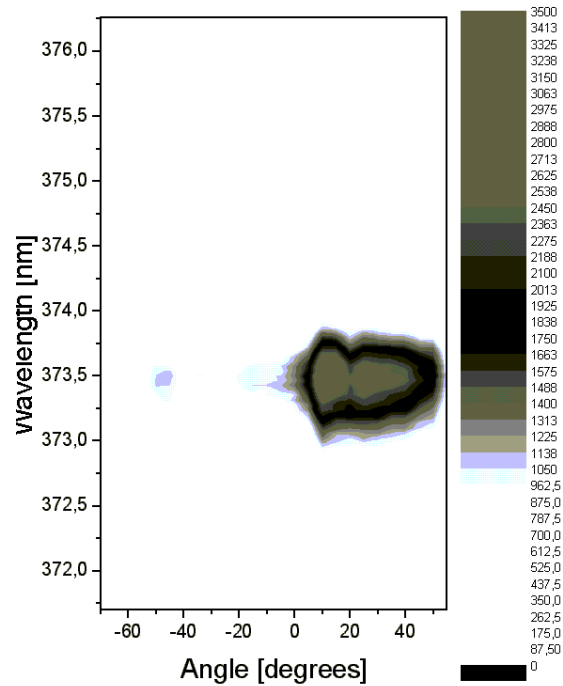


Fig. 3. Angular-spectral distribution of laser emission from GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

Far field spectral-angular distribution of GaN laser emission is presented in Fig. 3. It consists of two bright spots with angles of about  $+10$  and  $+30$  degrees with sample plane. This shows that lasing in the GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> structures can not be explained in the model of homogeneously pumped layer. An influence of the leaky modes, inhomogeneities of the refractive index and the absorption coefficient by sample thickness on formation of the far field patterns of the GaN laser emission is discussed.

The work was partly supported by the ISTC project #B-176.

1. C. Von Eichel-Streiber, O. Schoen, R. Beccard, D. Schmitz, M. Heuken, and H. Juergensen, *J. Crystal growth* **190** (1998) 344.
2. R. Niebuhr, K. Bachem, K. Dombrowski, M. Maier, W. Pletschen, U. Kaufmann, *J. Electr. Mater.* **24** (1995) 1531.
3. Hoffmann, L. Eckey, P. Maxim, J. Chr. Holst, R. Heitz, D. M. Hofmann, D. Kovalev, G. Stevde, D. Volm, B. K. Meyer, T. Detchprohm, K. Hiramatsu, H. Amano and I. Akasaki, *Solid State Electronics* **41** (1997) 275.



## FAR FIELD EMISSION SPECTROSCOPY OF OPTICALLY PUMPED LASERS BASED ON InGaN/GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> HETEROSTRUCTURES

***E. V. Lutsenko\****, ***G. P. Yablonskii***, ***V. N. Pavlovskii***, ***V. Z. Zubialevich***, ***I. P. Marko***

*Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus,*

*F. Scoryna av. 68, Minsk 220072, Belarus*

*e-mail: [lutsenko@dragon.bas-net.by](mailto:lutsenko@dragon.bas-net.by)*

***M. Heuken, B. Schineller***

*AIXTRON AG, Kackertstr. 15-17, 52072 Aachen, Germany*

***M. Heuken and K. Heime***

*Institut für Halbleitertechnik, RWTH, Aachen, Templergraben 55, 52074, Aachen, Germany*

Semiconductor heterostructures grown on wide band gap substrates are promising for high power and efficiency laser diodes operating in leaky mode regime [1]. Heterostructures based on InGaN/GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> are perspective for creation of such lasers. In our previous work [3], the leaky wave emission was observed in the photoluminescence (PL) and stimulated emission (SE) spectra of the InGaN/GaN double and single heterostructures. The laser action in the leaky modes regime in the InGaN/GaN heterostructures was achieved in this work for the first time. Therefore the main aim of this work was to investigate far field spectral-angular distribution of the laser emission from different GaN-based heterostructures to conclude about influence of the structure of active and waveguide layer on the type of the laser modes and to establish their optical losses and optical confinement factors.

Undoped single Ga<sub>0.86</sub>In<sub>0.14</sub>N(30 nm)/GaN, double GaN/Ga<sub>0.84</sub>In<sub>0.16</sub>N(50 nm)/GaN heterostructures and multiple quantum well InGaN/GaN heterostructures consisted of ten or five 3-10-nm thick InGaN active layers and 3.5-15-nm thick barriers were grown by MOVPE at temperatures between 700°C and 1100°C on c-plane sapphire substrates in AIXTRON reactors using TEGa, TMIn, NH<sub>3</sub> and H<sub>2</sub> as carrier gas. Stimulated emission and PL were excited by radiation of a N<sub>2</sub> laser ( $h\nu = 3.68$  eV,  $I_{exc} = 10^2 - 3 \times 10^6$  W/cm<sup>2</sup>) at room temperature. The angular dependence of the spectral distribution of the SE and lasing were monitored using a special optical fibre system in the plane perpendicular to the heterostructure. The negative angles were selected to be in the direction of substrate.

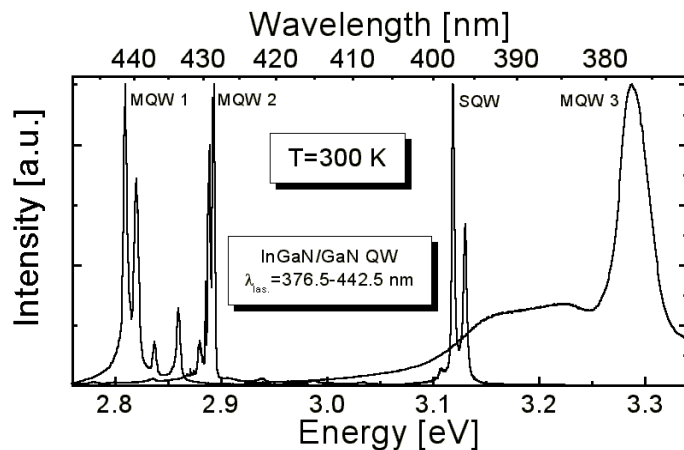


Fig.1. Lasing spectra of InGaN/GaN QW structure.

The laser action was achieved on these heterostructures in a spectral region from 376.5 to 442.5 nm (Fig. 1) at room temperature. All heterostructures had strongly pronounced laser threshold. Above threshold emission had TE polarisation and expressive intensity distribution in the far field pattern. Lasing spectra were measured depending on registration angle to observe the far field patterns of the selected spectral modes.

A contour graph of the

spectral-angular distribution of the laser emission from a MQW structure is shown in Fig.2 at  $I_{exc}=3.2I_{thr}$ . The laser spectra demonstrate a multiple mode structure and the far field patterns consist of two approximately symmetrical spots localised at angles  $\alpha = \pm 30-35^\circ$ . At high excitation power the intensity of the positive spot is higher than that of the negative spot. However the laser power is lower for the laser beam passing in the positive direction at  $I_{exc}=I_{thr}$ . The laser spectra at  $I_{exc}=I_{thr}$  consist of one very narrow line which full width at half maximum is only 0.04 nm. Many laser lines appear in the spectrum with increasing excitation intensity.

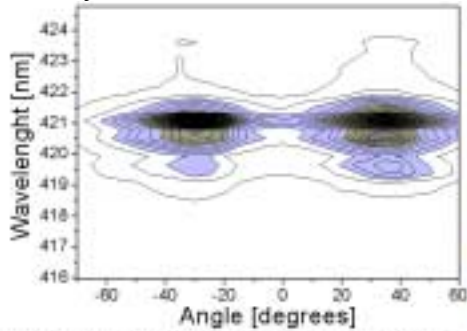


Fig. 2. Angular-spectral distribution of laser emission from MQW laser at  $I_{exc}=3.2 I_{thr}$

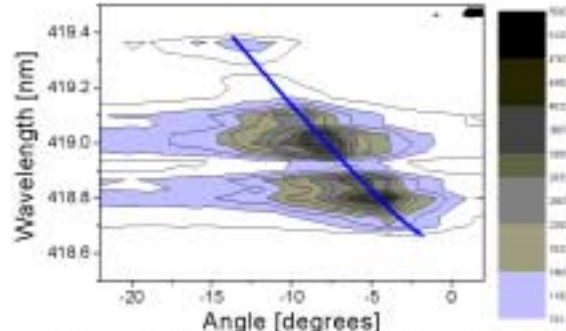


Fig. 3. Angular-spectral distribution of leaky modes emission from SH lasers

The laser spectra of the SH and DH also reveal a multimode structure of the emission. The far field pattern of the SH structure consists of a positive spot at  $\alpha = +50^\circ$  and a negative spot at  $\alpha = -35^\circ$  the laser spectra of which do not depend significantly on the angle of registration. In addition to these directions, an intensive emission at  $\alpha = -2-14^\circ$  was monitored from the SH laser. Fig. 3 shows the contour graph of the spectral-angular distribution at  $I_{exc} > I_{thr}$  only for such emission which spectra strongly depend on the angle. The calculation shown a good agreement of laser maximum position with leaky modes spectral-angular distribution. Thus we observed for the first time lasing on leaky modes in InGaN/GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> heterostructures.

In order to understand the type and number of the laser modes, the near- and far-field patterns of the laser emission, the values of optical confinement factors and optical loss were calculated for different heterostructures as a function of the mode number. All calculations were performed in four-layer isotropic waveguide model [3] for the TE modes by numerical solution of the eigenvalue equation. The optical confinement factor for the leaky modes was calculated as a ratio of the emission intensity in the active layers to the emission intensity concentrated in other layers without the substrate. It was shown that the refractive index change due to enhancement of the charge carrier concentration can lead to a significant alteration of the optical confinement factor. The maximal value of optical confinement factor of the MQWs shifts from the fundamental mode to the higher order modes with  $I_{exc}$  increase. The optical confinement factor of the SH heterostructure is maximal for the leaky modes in these asymmetrical waveguides.

The work was partly supported by the ISTC project #B-176.

1. D. R. Scifres, W. Streifer, R. D. Burham, Applied Physics Letters, **29** (1976) 23.
2. G. P. Yablonskii, E. V. Lutsenko, I. P. Marko, O. Schon, M. Heuken, A. Guttzeit, B. Schineller, M. Schwambra, Lim Peng Huei and K. Heime, Proceedings of the the second Intern. Symp. on Blue Laser and Light emitting Diodes, Sept. 29 - Oct. 2, 1998, Chiba, Japan., p. 389.
3. M. J. Sun, M. V. Muller. Applied Optics, **16** (1977) 815.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N МЕТОДОМ РАМАН-СПЕКТРОСКОПИИ

***В.Ю. Давыдов\****, ***А.А. Клочихин, И.Н. Гончарук, А.Н. Смирнов, А.С. Усиков,***  
***В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, А.В. Сахаров, М.В. Байдакова, М.П. Щеглов***

*Физико-Технический институт им. А.Ф.Иоффе, С-Петербург, 194021, Россия*

\* e-mail: <mailto:valery.davydov@pop.ioffe.rssi.ru>

***J. Stemmer, H. Klausning, D. Mistele***

*LFI Universitat Hannover, Schneiderberg 32, Hannover 30167, Germany*

Изучение физических свойства низкоразмерных гетероструктур созданных на основе III-нитридов относится к области повышенного интереса современной физики полупроводников. Раман-спектроскопия является одним из наиболее эффективных, чувствительных и прямых методов получения количественной информации об особенностях поведения фононов в таких структурах. В данном сообщении мы представляем результаты исследования многослойных структур GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N методом раман-спектроскопии.

Исследования проводились на образцах, выращенных на сапфировой подложке методами МВЕ и МOCVD. Образец, выращенный методом МВЕ, состоял из 10 пар слоев GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N ( $x=0.45$ ); толщины слоев GaN и твердого раствора были 37 нм и 44 нм, соответственно. Многослойные образцы, выращенные методом МOCVD, имели одинаковое содержание Al в слое твердого раствора ( $x=0.26$ ) и одинаковое соотношение толщин слоев в парах GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N. Однако периоды этих многослойных структур были разными и составляли 40, 80, 160, 320 и 640 нм, а количество пар в образцах подбиралось таким образом, чтобы общая толщина структуры составляла примерно 2.5 мкм. Дополнительно был также исследован образец содержащий 37 пар GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N ( $x=0.10$ ) с толщинами слоев GaN и Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 39 нм и 45 нм, соответственно. Рамановские спектры регистрировались в обратной геометрии рассеяния при комнатной температуре. В качестве источника возбуждения использовался Ag<sup>+</sup>-лазер ( $\lambda=488$  нм).

В рамановском рассеянии первого порядка от гексагональных GaN и Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N активными являются шесть оптических фононов: A<sub>1</sub>(TO), A<sub>1</sub>(LO), E<sub>1</sub>(TO), E<sub>1</sub>(LO), E<sub>2</sub>(high) и E<sub>2</sub>(low). Экспериментально было обнаружено, что в спектрах многослойных структур GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N ( $x=0.1$ ,  $x=0.26$ ,  $x=0.45$ ), имеющих период порядка 80 нм, наблюдается по два фонона симметрии E<sub>2</sub>(low), A<sub>1</sub>(LO) и E<sub>1</sub>(LO), частоты которых совпадают с их значениями в слоях объемного GaN и Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N. В тоже время фононы симметрии A<sub>1</sub>(TO), E<sub>1</sub>(TO) и E<sub>2</sub>(high) регистрировались как одиночные линии, частоты которых имели значения близкие к среднему между их значениями в объемном GaN и Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N.

Обнаруженные эффекты угловой дисперсии исключают возможность приписания одиночных рамановских линий наблюдаемых в геометриях соответствующих фононам симметрии A<sub>1</sub>(TO) и E<sub>1</sub>(TO) проявлению интерфейсных фононов. Сведения о константах деформационного потенциала не позволяют также объяснить наблюдаемое поведение фононов симметрии A<sub>1</sub>(TO), E<sub>1</sub>(TO) и E<sub>2</sub>(high) только эффектам деформации в слоях составляющих многослойную структуру. Анализ полученных результатов приводит к заключению, что в рамановском рассеянии от многослойных структур GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N в геометриях рассеяния, соответствующих фононам симметрии E<sub>2</sub>(high), A<sub>1</sub>(TO) и E<sub>1</sub>(TO), наблюдаются фононы распространение которых не ограничено слоями составляющими многослойную структуру. Этот вывод совпадает с

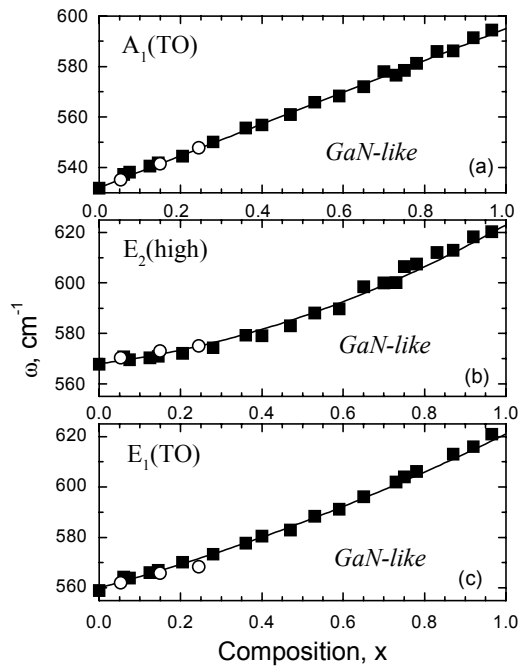


Рис.1. Поведение фононных мод симметрии  $A_1(\text{TO})$ ,  $E_1(\text{TO})$  и  $E_2(\text{high})$  в зависимости от содержания Al для объемного кристалла  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  (квадраты) и экспериментальные данные полученные для многослойных структур (кружки).

структуры, а приводит к распределению концентрации Al отличающемуся от заданного. В результате состав  $x(z)$  будет функцией поперечной координаты  $z$ . Для величины  $\overline{x(z)}$  усредненной по всему периоду структуры мы можем записать  $\overline{x(z)} = xL_a / (L_a + L_b) < x$ . Это выражение может быть использовано как нулевое приближение для определения частоты фононов распространяющихся по всей структуре. Как видно из Рис.1 для фононов симметрии  $E_2(\text{high})$ ,  $A_1(\text{TO})$  и  $E_1(\text{TO})$  наблюдается соответствие между экспериментальными данными и данными соответствующими усредненному содержанию Al.

Можно показать, что при увеличении толщины слоев до достижения сильного неравенства  $c \ll L_D \ll (L_a, L_b)$ , следует ожидать расщепления линий усредненных фононов симметрии  $E_2(\text{high})$ ,  $A_1(\text{TO})$  и  $E_1(\text{TO})$  на две составляющие. При этом низкочастотная компонента при увеличении толщины слоев будет сдвигаться в направлении частот этих фононов в кристалле GaN. Такое поведение действительно наблюдалось на эксперименте для фонона симметрии  $A_1(\text{TO})$  в структурах имеющих период 80 нм и больше.

Для фононов симметрии  $E_2(\text{low})$ ,  $A_1(\text{LO})$  и  $E_1(\text{LO})$  перекрытие дисперсионных ветвей в GaN и  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  является слабым. Поэтому распространение этих фононов ограничено слоями GaN и  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ .

Различие поведения оптических фононов в многослойных структурах GaN/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  позволяет проводить количественную характеризацию этих структур, а именно определять состав  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  и соотношение между толщинами слоев  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  и GaN в многослойной структуре.

теоретическими рассмотрениями, которые показывают, что в низкоразмерных структурах GaN/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  из-за перекрытия области оптических ветвей GaN и  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  часть оптических фононов будет распространяться по всей многослойной структуре [1,2].

В общем случае существуют две характеристики, которые определяют поведение фононов в многослойных структурах: а) степень перекрытия фононных ветвей за счет их дисперсий в соответствующих слоях, б) ширина и структура интерфейсной области между слоями.

Структура интерфейсной области подвержена влиянию диффузии составляющих твердого раствора. В случае перекрывающихся ветвей в сверхрешетках; имеющих «толстые» слои; когда выполняется соотношение  $c \ll L_D \leq (L_a, L_b)$  (где  $c$  - постоянная решетки,  $L_D$  - диффузионная длина наиболее подвижного атома (Al),  $L_a$  и  $L_b$  - толщины слоев  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  и GaN, соответственно) диффузия не разрушает периодичность

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Грант № 99-02-18318) и программы «Физика твердодельных наноструктур».

1. H.Grille and F.Bechstedt, J.Raman Spectrosc. **27** (1996) 201.
2. G.Wei, J.Zi, K.Zhang, and X.Xie: J.Appl.Phys. **82** (1997) 622.

## РАМАНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

*В.Ю. Давыдов<sup>\*</sup>, А.А. Клочихин, И.Н. Гончарук, А.Н. Смирнов, А.Е. Николаев,  
А.С. Усиков, В.В. Лундин, М.В. Байдакова, М.П. Щеглов*

*Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе, С-Петербург, 194021, Россия*

*<sup>\*</sup>e-mail: [valery.davydov@pop.ioffe.rssi.ru](mailto:valery.davydov@pop.ioffe.rssi.ru)*

*J. Aderhold, J. Stemmer, O. Semchinova*

*LFI Universitat Hannover, Schneiderberg 32, Hannover 30167, Germany*

Существенное изменение ширины запрещенной зоны от GaN ( $E_g=3.4$  эВ) до AlN ( $E_g=6.2$  эВ) делает перспективным применение твердых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  при создании оптоэлектронных приборов, работающих в широком спектральном диапазоне.

Мы представляем результаты исследования методом раман-спектроскопии динамики кристаллической решетки твердых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  во всем диапазоне составов  $0 < x < 1$ . Особое внимание уделено изучению поведения оптических фононных мод в  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  с большим содержанием Al.

Эпитаксиальные слои  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  с концентрацией Al в диапазоне  $0 < x < 0.5$  были выращены методами MOCVD и MBE на сапфировой подложке с использованием тонких буферных слоев. Слои  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  с концентрацией Al в диапазоне  $0.5 < x < 1$  выращивались методом HVPE на подложке Si(111) без использования буферного слоя. Толщина слоев была в диапазоне 0.5 - 4 мкм. Структурное качество и состав твердых растворов контролировались методами рентгеновской дифракции, обратного резерфордского рассеяния и электронного микроанализа. Рамановские спектры регистрировались в геометриях обратного и 90-градусного рассеяния при комнатной температуре и 100К.

Изучение поляризованных рамановских спектров  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  выявило во всем диапазоне концентраций Al ( $0 < x < 1$ ) полное согласие с правилами отбора для кристаллов, обладающих гексагональной симметрией. Для гексагонального  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  существует шесть оптических мод активных в рамановских спектрах первого порядка:  $A_1(\text{TO})$ ,  $A_1(\text{LO})$ ,  $E_1(\text{TO})$ ,  $E_1(\text{LO})$ ,  $E_2(\text{low})$  и  $E_2(\text{high})$ .

Полученные экспериментальные данные для фононов симметрии  $A_1(\text{LO})$  и  $E_1(\text{LO})$  согласуются с теоретическими предсказаниями их одномодового характера поведения [1,2]. На рисунке 1а представлены зависимости частот продольных оптических мод симметрии  $A_1(\text{LO})$  и  $E_1(\text{LO})$  от состава твердого раствора. Концентрационное поведение LO-фононов может быть аппроксимировано следующими выражениями:  $A_1(\text{LO})=734+228x-75x^2$  и  $E_1(\text{LO})=742+235x-65x^2$ . Одномодовое поведение и высокая чувствительность к содержанию Al являются удобными факторами для оценки состава твердого раствора  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  на основе данных о частотах LO-фононов.

Изучение поведения фононной моды симметрии  $E_2(\text{high})$  подтвердило обнаруженный ранее экспериментально двухмодовый характер ее поведения [3]. Впервые были выполнены детальные исследования этой моды для образцов с высоким содержанием Al и установлен преимущественно локализованный характер этого колебания для  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  с  $x > 0.85$ . Впервые были получены рамановские данные, свидетельствующие о двухмодовом характере поведения фононной моды симметрии  $E_1(\text{TO})$ . Полученные данные полностью подтверждают теоретические расчеты поведения этой моды в системе  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  [1,2]. Концентрационная зависимость частот фононных линий симметрии  $E_2(\text{high})$  и  $E_1(\text{TO})$  приведена на Рис. 1б.

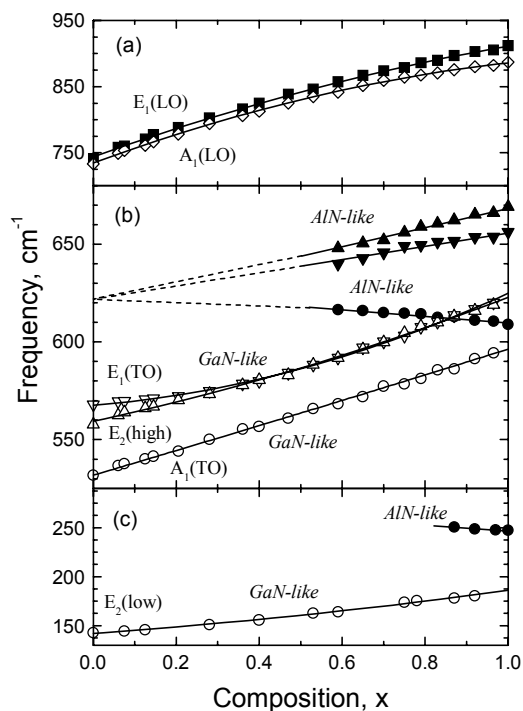


Рис.1 Зависимость частот оптических фононных мод от состава твердого раствора  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ .

аппроксимирована выражением  $A_1(\text{TO})=531.8+62.6x+1.9x^2$ . Высокая чувствительность к содержанию Al и близкая к линейной зависимость от состава GaN-подобной моды симметрии  $A_1(\text{TO})$  предоставляют хорошие возможности для оценки состава твердого раствора  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ .

Впервые получена информация о поведении фононной моды симметрии  $E_2(\text{low})$ . Наблюдаемое изменение спектрального положения и ширины этой моды в зависимости от состава твердого раствора могут быть описаны в рамках двухмодового характера поведения. На рисунке 1с представлены зависимости положения GaN-подобной и AlN-подобной фононных мод симметрии  $E_2(\text{low})$  от состава твердого раствора  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ .

Полученная впервые самосогласованная картина поведения всех оптических фононных мод позволяет эффективно проводить количественную оценку состава твердых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  на основе данных раман-спектроскопии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Грант № 99-02-18318) и программы «Физика твердотельных наноструктур».

Было выполнено подробное исследование поведения фононной моды симметрии  $A_1(\text{TO})$ . Установлено, что при малом и среднем содержании Al ( $0 < x < 0.7$ ) эта фононная мода наблюдается в рамановских спектрах в виде одиночной линии, которая с увеличением содержания Al испытывает существенный высокочастотный сдвиг и слабое уширение. Впервые обнаружена сложная структура спектра этой фононной моды для  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  с  $x > 0.75$ . Изучение концентрационной зависимости отдельных особенностей этой структуры позволило интерпретировать их как особенности, связанные с рассеянием света на GaN-подобной и AlN-подобной фононных модах симметрии  $A_1(\text{TO})$ . Таким образом, впервые получены экспериментальные свидетельства двухмодового поведения фононной моды симметрии  $A_1(\text{TO})$ . Зависимость частоты GaN-подобной моды симметрии  $A_1(\text{TO})$  от содержания Al, представленная на Рис.1b, может быть

1. S.G.Yu, K.W.Kim, L.Bergman, M.Dutta, M.A.Stroscio, and J.M.Zavada, Phys.Rev.B **58**, 15283 (1998).
2. H.Grille, Ch.Schnittler, and F.Bechstedt, Phys.Rev.B **61**, 6091 (2000).
3. A.Cros, H.Angerer, R.Handschuh, O.Ambacher, and M.Stutzmann, Solid State Commun. **104**, 35 (1997).
4. A.A.Klochikhin, V.Yu.Davydov, I.N.Goncharuk, A.N.Smironov, A.E.Nikolaev, M.V.Baidakova, J.Aderhold, J.Graul, J.Stemmer, and O.Semchinova, Phys.Rev.B **62**, 2522 (2000).



## **УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ЭКСИТОННЫХ СОСТОЯНИЙ В GaN И В КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaN/AlGaN**

**Д.К. Нельсон\*, М.А. Якобсон, В.Д. Каган, Н.М. Шмидт,**  
ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН  
e-mail: [d.nelson@pop.ioffe.rssi.ru](mailto:d.nelson@pop.ioffe.rssi.ru)

**Б. Жиль,**  
Университет Монпелье II, Франция,

**Н. Гранжан, Ж. Масси,**  
Центр гетероэпитаксии, София Антиполис, Франция

В настоящей работе исследовался эффект ударной ионизации экситонных состояний в эпитаксиальных пленках GaN и квантовых ямах GaN/AlGaN. Наблюдаемый эффект состоял в гашении экситонной фотолюминесценции под действием приложенного электрического поля. Постоянное напряжение прикладывалось к омическим контактам, нанесенным на поверхность образца. Для возбуждения люминесценции использовалась линия  $\lambda=325$  нм гелий-кадмиевого лазера. Пятно лазера (около 0.5 мм в диаметре) покрывало весь промежуток между электродами. Исследования проводились при температуре жидкого гелия, при этом было установлено, что нагрев образца электрическим током достаточно мал и не оказывает заметного влияния на спектры люминесценции.

В спектрах люминесценции наблюдалась интенсивная линия экситона, связанного на нейтральном доноре, а также более слабая линия свободного экситона. В некоторых образцах наблюдались две линии связанных экситонов с различной энергией связи. При приложении электрического поля происходило гашение экситонной люминесценции. Наиболее существенное гашение испытывала линия, соответствующая состоянию с наименьшей энергией связи. Одновременно наблюдалось возгорание линии с большей энергией связи, которое при увеличении поля сменялось гашением.

Наблюдаемый эффект объясняется в рамках модели ударной ионизации. Электроны, которые приобрели в электрическом поле энергию порядка энергии связи экситонного состояния, разрушают это состояние, что приводит к гашению соответствующей линии излучения. Сначала этот эффект имеет место только для состояний с небольшой энергией связи, при этом увеличивается концентрация свободных экситонов, которые затем могут захватываться на более глубокие центры. Это приводит к возгоранию соответствующих линий излучения. В более сильном поле электроны приобретают энергию, достаточную для ионизации комплексов с большей энергией связи, и возгорание сменяется гашением.

Вероятность распада экситонного состояния ( $1/\tau$ ) в присутствии электрического поля  $E$  определяется вероятностью ударной ионизации  $W(E)$  и вероятностью распада за счет других процессов  $1/\tau_0$ , при этом интенсивность люминесценции дается выражением:  $I(E) = I(0) [1 + W(E) \tau_0]^{-1}$ . Как показано в работе [1], в случае умеренных электрических полей вероятность ударной ионизации описывается законом Таунсенда-Шокли:  $W(E) = W_0 \exp(E_0 / E)$ , где  $E_0$  – константа, зависящая от энергии ионизации  $\epsilon_i$  и от механизмов релаксации электронов по энергии и по импульсу. Экспериментальное значение параметра  $E_0$  определялось по наклону прямой, аппроксимирующей



зависимость интенсивности люминесценции от электрического поля, построенной в координатах  $\ln[I/(I_0-I)] = f(E^{-1})$ . Полученные величины приведены в таблице:

Образец/линия	$\epsilon_i$ , мэВ	$E_0$ , В/см	$l_{\text{eff}}$ , см
ELOG, линия BE1	6.5	600	$2 \cdot 10^{-5}$
MBE, линия BE1	4.5	400	$2 \cdot 10^{-5}$
MBE, линия BE2	12	1000	$2 \cdot 10^{-5}$
MOCVD-1, линия BE	6.5	1200	$9 \cdot 10^{-6}$
MOCVD-2, линия BE	6.0	1500	$7 \cdot 10^{-6}$

В чистых кристаллах GaN доминирующим механизмом релаксации является рассеяние электронов на пьезоакустических фононах. Оценки дают в этом случае величину  $E_0=160$  В/см для  $\epsilon_i=6$  мэВ, что существенно меньше величины  $E_0=600$  В/см, полученной в нашем эксперименте. Кроме того, согласно [1], в случае рассеяния на пьезоакустических фононах  $E_0 \sim \sqrt{\epsilon_i}$ . В нашем эксперименте  $E_0 \sim \epsilon_i$ . Таким образом, в наших образцах рассеяние на пьезоакустических фононах не является единственным механизмом релаксации электронов и существенную роль играет рассеяние на примесях. Эффективная средняя длина свободного пробега горячих электронов может быть оценена в этом случае по формуле:  $l_{\text{eff}} = \sqrt{3}\epsilon_i / eE_0$ . Результаты этих оценок также приведены в таблице.

Аналогичный эффект гашения люминесценции локализованных экситонов при приложении электрического поля наблюдался и в структурах с квантовыми ямами. При этом эффект гашения был более сильным в структурах с большей шириной квантовой ямы. Это обусловлено уменьшением времени жизни экситона  $\tau_0$  при уменьшении ширины ямы [2], так как, согласно выражению для  $I(E)$ , уменьшение  $\tau_0$  приводит к уменьшению влияния  $W(E)$  на интенсивность люминесценции. Определенные в результате наших экспериментов величины параметра  $E_0$  составили  $E_0=350$  В/см и  $E_0=480$  В/см для структур с шириной квантовой ямы в 17 монослоев и в 8 монослоев, соответственно. Используя значение энергии локализации экситона из [3]  $\epsilon_1=20$  мэВ, мы получили величины средней длины свободного пробега горячих электронов:  $l_{\text{eff}}=1 \cdot 10^{-4}$  см для квантовой ямы шириной 17 монослоев и  $l_{\text{eff}}=0.7 \cdot 10^{-4}$  см для квантовой ямы шириной 8 монослоев. Это примерно на порядок больше, чем  $l_{\text{eff}}$  в пленках GaN. При расчете средней длины свободного пробега электронов в квантовой яме следует принять во внимание, что в процессе рассеяния изменение импульса электрона в направлении, перпендикулярном плоскости ямы, не может превышать  $\eta/d$ , где  $d$  - ширина ямы. Следовательно, в двумерном случае вероятность рассеяния электронов уменьшается, и средняя длина свободного пробега возрастает в  $\sqrt{2m\epsilon_i}d/\eta$  раз. Это объясняет наблюдаемое соотношение между средними длинами свободного пробега горячих электронов в пленках GaN и в квантовых ямах GaN/AlGaIn.

Работа частично финансировалась РФФИ (проект 00-02-16952).

1. M.A. Jakobson, V.D. Kagan, R. Katilus, and G.O. Müller, Phys. Stat. Sol.(b), **161**, 395 (1990).
2. P. Lefebvre, J. Allègre, B. Gil, H. Mathieu, N. Grandjean, M. Leroux, J. Massies, and P. Bigenwald, Phys. Rev. B, **59**, N 23 (1999).
3. M. Leroux, N. Grandjean, M. Laügt, J. Massies, B. Gil, P. Lefebvre, and P. Bigenwald, Phys. Rev. B, **58**, R13371 (1998).

## **ВРЕМЯ-РАЗРЕШЕННАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ НА ОСНОВЕ СИСТЕМЫ InGaN/GaN**

**А.В. Андрианов\*, В.Ю. Некрасов, Н.М. Шмидт, Н.Н. Зиновьев**

194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26, Физико-Технический Институт  
им. А.Ф. Иоффе РАН

\* e-mail: [alex.andrianov@pop.ioffe.rssi.ru](mailto:alex.andrianov@pop.ioffe.rssi.ru)

Исследование оптических и транспортных свойств в гетероструктурах и структурах с квантовыми ямами (КЯ) на основе нитридов Al, Ga, In представляет большой интерес в связи с перспективностью применения таких структур в лазерах голубого и ультрафиолетового диапазонов и приборах полупроводниковой электроники нового поколения, способных работать в условиях высоких рабочих температур.

Оптические свойства, и, в частности, фотолюминесценция (ФЛ)  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  ( $x \sim 0.1-0.2$ ) КЯ, исследовалась в значительном числе работ, однако механизмы, ответственные за излучательную рекомбинацию в этой системе остаются не до конца понятыми.

Структуры, исследованные в настоящей работе, были выращены на подложках  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ориентации (0001) и содержали слой GaN толщиной 2.5 мкм, слой  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$  толщиной 250 Å, 12 периодов  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{GaN}$ , затем слой GaN толщиной 0.1 мкм. Ширины квантовых ям и барьеров составляли по 60 Å. Результаты характеризации полученных структур методом просвечивающей электронной микроскопии свидетельствуют о высоком качестве интерфейсов InGaN/GaN. Исследовались структуры однородно легированные кремнием до уровня  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а также специально нелегированные.

Фотолюминесценция возбуждалась излучением импульсного азотного лазера ( $\lambda_{\text{из}}=337 \text{ нм}$ ), полное временное разрешение системы регистрации составляет 15 нс. Измерения проводились при температурах 4.2 К, 78 К и 300 К.

При слабой накачке ( $0.6 \text{ Вт/см}^2$ ) спектр излучения КЯ представляет собой асимметричную полосу с максимумом при 2.781 эВ и полушириной  $\sim 83 \text{ мэВ}$ . Максимум полосы ФЛ смещается с увеличением интенсивности фотовозбуждения до  $10^2 \text{ Вт/см}^2$ , наблюдается также некоторое уширение полосы ФЛ при интенсивностях более  $10^3 \text{ Вт/см}^2$ .

Высокоэнергетический сдвиг спектра люминесценции InGaN/GaN КЯ с увеличением интенсивности возбуждения наблюдался рядом авторов и объяснялся экранированием встроенного пьезоэлектрического поля носителями заряда, генерируемыми накачкой [1] либо эффектами заполнения зоны локализованных состояний, возникающих вследствие флуктуаций состава твердого раствора InGaN [2]. Однако, высокочастотное смещение спектра излучения с ростом накачки есть характерное свойство донорно-акцепторной рекомбинации (ДАР) в полупроводниках, которое объясняется возрастанием роли ближайших пар в рекомбинации с ростом накачки [3]. На наш взгляд наблюдаемый высокоэнергетический сдвиг спектра ФЛ является проявлением донорно-акцепторной рекомбинации. Донорные и акцепторные центры могут быть локализованными в пределах одной квантовой ямы, но распределенными в плоскости ямы (двумерные донорно-акцепторные пары 2D-DAP).

Кинетика ФЛ в исследованных КЯ также демонстрируют поведение характерное для ДАП. Наблюдается степенной закон затухания ФЛ с показателем близким к -2, что свойственно донорно-акцепторной рекомбинации в полупроводниках с высокой степенью компенсации.

Наблюдаемое низкоэнергетическое смещение спектра ФЛ при увеличении времени задержки между моментом регистрации ФЛ и максимумом лазерного импульса связано с тем, что при больших временах рекомбинация в основном будет определяться далекими парами, кулоновское взаимодействие между которыми мало. Спектры время-разрешенной ФЛ, соответствующие большим временам задержки позволяют определить величину  $E_g - (E_a + E_d)$  и тем самым энергии примесей участвующих в рекомбинации. Данный метод определения  $E_a + E_d$  был ранее продемонстрирован для GaN в [4]. Для легированных кремнием КЯ мы получаем величину суммарной энергии связи донора и акцептора равной  $\sim 340$  мэВ.

В целом время-разрешенные спектры полученные на нелегированных специально КЯ показывают аналогичное поведение, что позволяет приписать наблюдаемую в них ФЛ донорно-акцепторной рекомбинации. Тем не менее существуют отличия в ФЛ нелегированных структур, в частности, спектр ФЛ смещен в голубую область на величину  $\sim 120$  мэВ, спектры имеют существенно большую ширину а затухание ФЛ оказывается более быстрым.

1. J. Dalfors, J. P. Bergman, P. O. Holtz, B. E. Sernelius, B. Monemar, H. Amano, A. Akasaki, Appl. Phys. Lett., **74**, 3299 (1999).
2. Y. Narukawa, Y. Kawakami, M. Funato, Shizou Fujita, Shigeo Fugita, S. Nakamura, Appl. Phys. Lett., **70**, 981 (1997).
3. P.J. Dean, J.L. Merz, Phys. Rev., **178**, 1310 (1968).
4. Н.Н. Зиновьев, В.Ю. Некрасов, Л.В. Беляков, О.М. Сресели, ФТП, **33**, 1428 (2000).

## **ОПТИЧЕСКИЕ БЕСКОНТАКТНЫЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР $Al_xGa_{1-x}N$ .**

***А. Л. Филатов***

*Институт Радиотехники и Электроники Российской академии наук,  
141120 Фрязино Московской обл., Россия.*

Как известно, отбраковка дефектных структур на каждом этапе технологического процесса значительно увеличивает выход годных изделий. Диагностика брака должна быть бесконтактной и неразрушающей. Поэтому очень часто для этих целей применяют оптические методы контроля. Фотоотражения и фотолюминесценции были использованы нами для контроля  $Al_xGa_{1-x}N$  структур. При этом было выяснено, что для обнаружения дефектов структур наиболее удобно использовать желтую полосу фотолюминесценции. Хотя до сих пор нет закончен спор о ее природе, но она всегда присутствует во всех дефектных структурах и в порошке GaN. Фотоотражение становится эффективно при частотах модуляции излучение накачки порядка сотен кГц. На этих частотах длины диффузии тепла сравним с характерные толщинами пленок.

## ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА НИТРИДОВ ГРУППЫ $A^3B^5$

***М. А. Злобина, В.В. Соболев\****

426034 г. Ижевск, Университетская, 1,

Удмуртский госуниверситет, физический факультет, УНИ ЭЕ

\* e-mail: [sobolev@uni.udm.ru](mailto:sobolev@uni.udm.ru)

Впервые определены полные комплексы из 15-ти оптических фундаментальных функций ( $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$ ,  $n$ ,  $k$ ,  $-\text{Im}\epsilon^{-1}$ ,  $-\text{Im}(1+\epsilon)^{-1}$  и др.) кристаллов  $w\text{-GaN}$  (5-30 эВ,  $E_{\perp c}$ ),  $c\text{-GaN}$  (3-9.5 эВ),  $w\text{-AlN}$  (4-40 эВ,  $E_{\perp c}$ ),  $h\text{-InN}$  (2-130 эВ),  $c\text{-BN}$  (2-23 эВ). Расчеты выполнены по известным спектрам отражения GaN [1,2], спектрам  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  [3,4] GaN, спектрам отражения AlN [5], InN [6], BN [7] при помощи специальных программ на основе интегральных соотношений Крамерса - Кронига и аналитических формул [8].

По структуре и форме спектры  $R$  и  $\epsilon_1$  аналогичны в области энергии  $E < 10$  эВ (BN). Однако далее с ростом энергии три интенсивные полосы отражения трансформируются в самый интенсивный максимум  $\epsilon_1$  при 10.65 эВ, слабую структуру при 11.25 эВ, слабые полосы при 12.4 эВ и 16.25 эВ (BN). С ростом энергии коэффициент поглощения растет до  $\sim 10^6$  (11 эВ),  $2.5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$  (20 эВ) (BN). Аналогично для других нитридов. Основные максимумы характеристических потерь электронов (максимумы полос возбуждения объемных плазмонов) расположены при  $\sim 22.2$  эВ (BN), 20 эВ (GaN), 15 эВ (InN), 24 эВ (AlN). Остальные, существенно менее интенсивные полосы спектров характеристических потерь по энергии не совпадают с максимумами спектров  $\epsilon_2$ ,  $n$ ,  $k$ ; эти смещения равны энергиям продольно - поперечных расщеплений переходов.

Максимумы оптических функций по энергии не совпадают; это несовпадение обычно для многих полупроводников увеличивается с ростом энергии, однако для нитридов оно невелико: сравнение спектров  $R$  и  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  показало, что это смещение  $\Delta E$  как правило у нитридов не превышает 0.1-0.2 эВ;  $E < 11$  эВ (BN, GaN, AlN), 0.8 эВ (InN); но  $\Delta E \approx 0.5-1$  эВ (BN, GaN, InN, AlN) при больших энергиях.

В экспериментальных спектрах отражения нитридов и рассчитанных по ним полных комплексах фундаментальных функций содержатся наиболее полные сведения об особенностях энергетических уровней нитридов бора, алюминия, галлия и индия в широкой области энергии собственного поглощения.

Наиболее обоснованная модель природы структур этих функций заключается в предположении, что самые интенсивные максимумы полос обусловлены переходами благодаря наличию пар почти параллельных зон в большой области обратного пространства (метастабильные экситоны и прямые междузонные переходы).

Рассматриваемые функции имеют интегральный характер благодаря суммированию всех переходов, которые в общем случае сильно перекрываются и могут даже привести к структурному исчезновению полос в интегральной кривой. Некорректная задача разложения кривой на заранее неизвестное количество компонент решается методом диаграмм Арганда [8]. Нами впервые разложены интегральные спектры  $\epsilon_2$  четырех нитридов на элементарные компоненты и определены все основные параметры (энергии и силы осцилляторов переходов). Всего установлено 16, 21, 22 и 18 эффективных осциллятора для BN, GaN, InN и AlN вместо 6, 10, 9 и 8 максимумов экспериментальных спектров отражения, т.е. выявлено примерно в два раза большее количество переходов, а также их интенсивность.

Полученные результаты представляют принципиально новую и существенно более глубокую и полную информацию об особенностях электронной структуры нитридов бора, алюминия, галлия и индия в области энергии до 30 эВ и принципиально новую основу для их теоретических расчетов. Это дает возможность впервые детально проанализировать известные теоретические расчеты их зон и спектров оптических потерь, определить границы справедливости принятых моделей.

1. C.G. Olson, D.W. Lynch, A. Zehe. Phys. Rev. B, 24, 8, 4629 (1981)
2. W.R.L. Lambrecht, B. Segall, J.Rife, W.R. Hunter, D.K. Wickenden. Phys. Rev. B, 51, 19, 13516 (1995)
3. S. Logothetidis, J. Petalas, M. Cardona, T.D. Moustakas. Phys. Rev. B, 50, 24, 18017 (1994)
4. J. Petalas, S. Logothetidis, S. Boultdanis, M. Alouani, J. M. Wills. Phys. Rev. B, 52, 11, 8082 (1995)
5. S. Loughin, R.H. French, W. I. Ching et al. Appl. Phys. Lett., 63, 9, 1182 (1993)
6. Q. Guo, H. Ogawa, A. Ioshida. J. Elect. Spect. Rel. Phenom., 79, 1, 9 (1996)
7. N. Miyata, K. Moriki, O. Mishima et al. Phys. Rev. B, 40, 17, 12028 (1989)
8. В.В. Соболев, М.А. Злобина. ФТП, 33, 4, 395 (1999)

## **МУЛЬТИФРАКТАЛЬНАЯ ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ GaN**

***Н.М. Шмидт, А.Н. Титков, А.К. Крыжановский,  
В.В. Ратников, В.В. Емцев, Д.С. Полоскин, Е.Е. Заварин***  
*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург*

***А.Г. Колмаков,***  
*Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова, Москва*

Эпитаксиальные слои GaN являются основой различных приборных структур, в том числе, светоизлучающих и фотоприемных. Несмотря на интенсивные исследования III-нитридов и впечатляющие успехи в технологии и разработке приборов многие структурные особенности (такие как мозаичная или колончатая структура) III-нитридов и их влияние на электрические и оптические свойства изучены недостаточно.

Представляется возможным изучение этой проблемы с использованием методологии мультифрактальной параметризации (МП), хорошо развитой для неполупроводниковых объектов со сложной структурой и позволяющей количественно описывать неоднородности распределения геометрических, физических, химических и других характеристик изучаемой структуры, что невозможно достигнуть обычными методами.

В настоящей работе проведена оценка перспективности использования методики МП для описания особенностей структуры поверхности эпитаксиальных слоев GaN на сапфировой подложке и возможность установления взаимосвязи между мультифрактальными характеристиками структуры поверхности слоев GaN и их электрофизическими свойствами.

Методами атомносиловой микроскопии и рентгеновской дифрактометрии были исследованы эпитаксиальные слои GaN, выращенные эпитаксией из металлоорганических соединений [3] на сапфировых подложках (0001). Все исследованные слои имели *n*-тип проводимости, концентрацию носителей -  $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , отличались между собой структурным совершенством и имели разную подвижность. Для получения мультифрактальных характеристик исследуемых структур использовали оригинальную компьютерную программу MFRDrom, разработанную Встовским Г.В. [4] и основанную на одном из вариантов методики МП структур методом генерации мер огрубленных разбиений.

Согласно проведенным ранее теоретическим и экспериментальным исследованиям [1,2,4] в целях количественной параметризации целесообразно использовать обобщенные энтропии (размерности) Реньи  $D_q$  (при положительных  $q = \max$ , в нашем случае  $q_{\max} = 100$ ) и эффективные количественные характеристики однородности  $f_q$  и упорядоченности  $\Delta_q$  при положительных  $q = \max$ .

Величина  $D_q$  может применяться в качестве эффективного средства при распознавании изучаемых структур материалов, не различимых или слабо различимых при использовании традиционных количественных методов. Иначе говоря существует возможность с одной стороны, опознавать структуры полученные в одних и тех же условиях, а с другой стороны, устанавливать взаимосвязь с условиями формирования структур. Показатель  $\Delta_q$  отражает степень упорядоченности и нарушения симметрии для общей конфигурации исследуемой структуры в целом. Увеличение (по модулю)  $\Delta_q$  для исследуемой серии структур показывает, что в структуре становится больше

периодической составляющей, и что система накачивается информацией (негэнтропией) и в ней возрастает степень нарушенной симметрии [4]. Показатель  $\Delta_q$ , полученный из канонических спектров, отражает степень упорядоченности и нарушения симметрии для макроконфигурации исследуемой структуры, а для псевдомультифрактального варианта расчета показатель  $\Delta_q$  отражает степень нарушения *локальной* симметрии меры изучаемой структуры по отношению к мультифрактальному преобразованию, усредненной по всей структуре [4].

Анализ МФ-характеристик, полученных для участков поверхности с размерами  $3600 \times 3600 \text{ \AA}$  выявляет четкие различия между изображениями топографической структуры поверхности (ТСП) изучаемых слоев GaN. Значения обобщенных размерностей (энтропий) Реньи  $D_q$  (при  $q > 0$ ) как при каноническом так и при псевдомультифрактальном варианте расчетов четко различаются.

ТСП получаемого слоя GaN является результатом процессов самоорганизации и несет в себе «следы» условий формирования, что находит отклик в различиях характеристик  $D_q$ . Для наиболее структурно совершенного образца №598 с максимальной подвижностью при комнатной температуре,  $600 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ , значения  $D_q$  являются наименьшими, а для наименее структурно совершенного образца №413 с минимальной подвижностью,  $70 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ , – наибольшими при обоих вариантах расчетов. Учитывая, что меньшие значения  $D_{100}$  ( $q \gg 1$ ) в ряде случаев могут быть соотнесены с меньшими значениями энтропии, меньшие значения  $D_{100}$  для ТСП слоя GaN образца №598, по-видимому, связаны с большей равновесностью условий формирования слоя. Обнаружена хорошая корреляция значений  $D_q$  и подвижности электронов при комнатной температуре  $\mu$  для обоих вариантов расчетов.

Таким образом, первые попытки применения методологии МП дали положительные результаты, и можно надеяться, что использование этой методологии позволит установить связь условий формирования слоев с особенностями мозаичной структуры и электрическими и оптическими свойствами III-нитридов.

1. Ю.П. Гуцко. *Физика рельефографии* (М., Наука, 1992).
2. А.Г. Колмаков, В.Н. Геминев, В.Ф. Терентьев. *Физика и химия обработки материалов*, **1**, 87 (1996).
3. N.M. Shmidt, V.V. Emtsev, A.S. Kryzhanovsky, R.N. Kyutt, W.V. Lundin, D.S. Poloskin, V.V. Ratnikov, A.V. Sakharov, A.N. Titkov, A.S. Usikov, P. Girard. *Phys. Stat. Sol. (b)*, **216**, 581 (1999).
4. Г.В. Встовский, А.Г. Колмаков, В.Ф. Терентьев. *Вестник ВГТУ, Сер. «Материаловедение»*, **1.6**, 46, (1999).



## ТРАНСФОРМАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛОВУШЕК, СОЗДАНЫХ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЕМ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ GaN, В ПРОЦЕССЕ ОТЖИГА

**Н.М.Шмидт, Д.В. Давыдов, В.В.Емцев, Е.Е. Заварин, А.А. Лебедев,**  
**В.В. Лундин, Д.С. Полоскин, А.С. Усиков**

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул. 26, Санкт-Петербург, 194021*

Появление электронных ловушек с энергией 0,13-0,2 эВ наблюдалось многими авторами при различных типах радиационного воздействия, включая электроны, протоны, ионы  $\text{He}^+$  и распыление Au, что позволяет предполагать их связь с собственным дефектом [1-3]. Существует несколько противоречивых предположений об их природе [1,4]. Для выяснения их природы в настоящей работе было исследовано поведение центра 0,15 эВ и других центров, созданных  $\gamma$ -излучением ( $^{60}\text{Co}$ , доза  $3 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$ ) в эпитаксиальных слоях GaN, в процессе изохронного отжига до 750 °С с шагом 100 °С и продолжительностью 20 мин.

Слои GaN, *n*-типа проводимости с концентрацией  $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и подвижностью  $600 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$  при комнатной температуре, были выращены методом эпитаксии из металлорганических соединений при пониженном давлении [5]. Энергии активации центров и их концентрация, определенные методом DLTS на барьерах Шоттки Ni/Au диаметром 1100 мкм до и после  $\gamma$ -облучения, а также после отжига представлены в Таблице 1.

Центр	$E_C - E_0$ эВ	Концентрация центра, $\times 10^{13} \text{ см}^{-3}$						
		до $\gamma$	после $\gamma$	после $\gamma$ и термообработки				
				300 °С	450 °С	550 °С	650 °С	750 °С
$E_1$	0.25	2.5			200	86	86	70
$E_2$	0.59	2.5	43		43	110	120	45
$E_3$	0.81	15						
$E_4$	0.15		1000	500				
$E_5$	0.95		400					

После  $\gamma$ -облучения, кроме ранее обсуждавшегося центра  $E_4$ , появляется центр  $E_5$  и увеличивается концентрация центра  $E_2$ . При этом изменения значений подвижности при комнатной температуре практически не происходит, а характер температурной зависимости позволяет говорить о сильном рассеянии носителей при температуре ниже 200 °С на нейтральных центрах. Сопоставление данных DLTS и Холловских измерений позволяет предположить, что центр  $E_4$  – акцепторный. После отжига при 300 °С наблюдается сильное падение подвижности, в 2 раза, при комнатной температуре, а в низкотемпературной области наблюдается сильное рассеяние на заряженных центрах. При этом заметного изменения концентрации носителей при комнатной температуре не происходит. После отжига при 450 °С центр  $E_4$  не выявляется в спектрах DLTS, а концентрация центра  $E_1$ , увеличивается на два порядка, при этом значения подвижности при комнатной температуре восстанавливаются полностью, но на температурной зависимости при  $T$  ниже 200 °С проявляется влияние рассеяния на

нейтральных комплексах. Наблюдение за морфологией поверхности образцов GaN показало, что после  $\gamma$ -облучения на нано- и микропайпах наблюдается изменение огранки, а после отжига при 300 °С появляются в бездефектных областях слоя мелкие темные пятна, часто правильной формы, аналогичные тем, которые наблюдаются на поверхности слоев GaN, выращенных с избытком Ga. Это говорит о том, что в процессе  $\gamma$ -облучения и последующего низкотемпературного отжига происходит движение атомов Ga. Полученные результаты позволяют предполагать, что центры  $E_4$  и  $E_5$  – термонестабильные комплексы, содержащие, соответственно, вакансию галлия и междоузельный галлий. До начала отжига положение центров локализовано и они образуют нейтральные слабосвязанные комплексы. Небольшой отжиг приводит к их развалу, выделению Ga на поверхность и в область протяженных дефектов. Можно предполагать, что отжиг сопровождается аннигиляцией центров – антиподов  $E_4$  и  $E_5$ , трансформацией части центров  $E_4$  в более стабильный центр  $E_1$ , часто наблюдаемый в необлученных эпитаксиальных слоях.

При повышении температуры отжига от 450 °С до 650 °С заметного изменения DLTS спектра не наблюдается, подвижность и ее температурная зависимость восстанавливаются полностью. После отжига при 750 °С наблюдается небольшое падение подвижности и локальное увеличение концентрации центра  $E_2$  – 0,59 в области протяженных дефектов.

Таким образом, проведенные исследования позволяют сделать вывод о том, что часто наблюдаемая электронная ловушка с энергией 0,13-0,2 эВ – термически нестабильный центр, содержащий вакансию галлия, который легко трансформируется в часто встречающийся в эпитаксиальных слоях комплекс с энергией 0,25 эВ. Кроме того, после облучения и отжига возникают существенные неоднородности, вызванные структурными особенностями слоев GaN и, в частности, их мозаичной структурой.

1. Z.-Q.Fang, J.W.Hemsky, D.C.Look, M.P.Mack. Appl. Phys. Lett. **72**, 448 (1998).
2. F.D.Auret, S.A.Goodman, F.K.Koschnik, J.-Spaeth, B.Beaumont, P.Gibart. Appl. Phys. Lett. **74**, 407 (1999).
3. F.D.Auret, S.A.Goodman, F.K.Koschnik, J.-Spaeth, B.Beaumont, P.Gibart. Appl. Phys. Lett. **73**, 3745 (1999).
4. K.Saarinen, J.Nissilä, P.Hautojärvi, J.Likonen, T.Suski, I.Grzegory, B.Lucznik, S.Porowski. . Appl. Phys. Lett. **75**, 2441 (1999).
5. W.V. Lundin, A.S. Usikov, A.D. Kryzhanovskii, D.S. Poloskin, V.V. Ratnikov, A.V. Sakharov, A.N. Titkov, V.A. Tretyakov. Book. 8 Europ. Works. Metal-Organic Vapour Phase Epitaxy and Related Growth Techn., Prague, Czech Republic, 53 (1999).

## **ДИСЛОКАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ТОЛСТЫХ HVPE GaN СЛОЕВ ПО РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗМЕРЕНИЯМ ТЕНЗОРА МИКРОДИСТОРСИИ**

***В.В.Ратников, Р.Н.Кютт, Т.В.Шубина\****

*Физико – технический институт им А.Ф.Иоффе РАН, С-Петербург*  
*\* e-mail: [shubina@beam.ioffe.rssi.ru](mailto:shubina@beam.ioffe.rssi.ru) ; тел.: (812) 5159238; факс (812) 247-1017*

***Т.Паскова, Б.Монемар***

*University of Linköping, S-581 83 Linköping, Sweden*

***Е.Валчева***

*Faculty of Physics, Sofia University, Sofia 1164, Bulgaria*

Одним из перспективных путей получения качественных слоев GaN является использование толстых GaN подложек, полученных методом газофазной эпитаксии (HVPE), для последующего гомоэпитаксиального роста на них гетероструктур. Присутствие дефектов в последних прямо связано со структурным совершенством HVPE GaN слоев. Данное сообщение посвящено рентгендифрактометрическому изучению и сравнению структурного совершенства толстых (25  $\mu\text{m}$ ) HVPE GaN слоев, выращенных при 1090°C на (0001) сапфире и на MOCVD GaN тонком слое (2.5  $\mu\text{m}$ ). Использование как симметричной, так и асимметричной рентгеновской дифракции лишь в геометрии Брегга требует дополнительного моделирования соотношения вкладов микроразориентаций, микродеформаций и размерного эффекта (из-за микрозерен) в экспериментально измеряемых уширениях дифракционных кривых, что затрудняет анализ дефектной структуры [1]. Кроме того, обычно используемая мозаичная модель не рассматривает структурные дефекты и связанную с ними деформацию в самих микрозернах.

Недавно нами предложен [2] новый подход к характеристике структурного совершенства сильно рассогласованных эпитаксиальных слоев, основанный на рентгеновском измерении компонент тензора микродисторсии  $\langle \epsilon_{ij} \rangle$ . В гексагональном GaN тензор микродисторсии состоит лишь из 5 независимых компонент. Чтобы разделить вклады в уширение дифракционных кривых из-за компонент тензора  $\langle \epsilon_{ij} \rangle$  и размеров микрозерен вдоль ( $\tau_x$ ) и по нормали к поверхности ( $\tau_z$ ), мы использовали наряду с брегговской отражательной геометрией измерения дифрагированной интенсивности в симметричной геометрии Лауэ (прохождение). Брегговская трехкристалльная  $\theta$ - кривая содержит информацию о  $\epsilon_{zx}$  и  $\tau_z$ ,  $(\theta-2\theta)$ -кривая – о  $\epsilon_{zz}$  и  $\tau_x$ . В Лауэ-геометрии из  $\theta$ - кривой получают  $\epsilon_{xz}$  и  $\tau_z$ , из  $(\theta-2\theta)$ -кривой -  $\epsilon_{xx}$  и  $\tau_x$ . Таким образом, применение двух мод сканирования в двух симметричных геометриях дифракции позволило измерить каждую из компонент тензора микродисторсии без дополнительных предположений о их соотношении в измеряемых полуширинах, что повысило однозначность трактовки результатов. Компонента  $\epsilon_{xy}$ , связанная с микродисторсиями в плоскости слоя, получалась из измерений рефлексов типа (101) аналогично [3]. При анализе дислокационной структуры слоев мы использовали связь компонент  $\langle \epsilon_{ij} \rangle$  с геометрией и типом дислокаций в GaN [4].

Рентгеновские измерения проводились как на двухкристалльном, так и трехкристалльном дифрактометре (ТКД) в симметричных геометриях Брегга (0002, 0004 и 101) рефлекс, Cu  $K_{\alpha 1}$ ) и Лауэ (1010 и 2020, Mo  $K_{\alpha 1}$ ), а также асимметричной

геометрии Брегга (1124). На ТКД измерялись полуширины на половине максимума интенсивности ( $\omega$ , FWHM) кривых  $\theta$ - и  $(\theta - 2\theta)$ - сканирования.

Для всех образцов наблюдаются следующие особенности измеренных полуширин: а)  $\omega_{\theta} \gg \omega_{\theta-2\theta}$ , б)  $\omega_{\theta}^{0002} > \omega_{\theta}^{0004}$ , в)  $\omega_{\theta-2\theta} \sim \text{tg}\Theta$ , г)  $\omega^{1124} < \omega^{0002}$  и д)  $\omega_{\theta}^{0002} > \omega_{\theta}^{1010}$ . Анализ FWHM по [2] показал, что наряду с размерным эффектом, уширения  $\theta$ -кривых определяются двумя компонентами. Первая связана с угловым разворотом микрозерен. Вторая компонента обусловлена дефектами в самих микрозернах, в основном - прорастающими вертикальными винтовыми и краевыми дислокациями.

Для рассчитанных из экспериментальных полуширин компонент  $\langle \epsilon_{ij} \rangle$  характерны следующие общие закономерности: а)  $\langle \epsilon_{zx} \rangle > \langle \epsilon_{xz} \rangle$ , то есть микроразориентации плоскостей, параллельных поверхности, выше, чем перпендикулярных к ней и б)  $\langle \epsilon_{xx} \rangle > \langle \epsilon_{zz} \rangle$ , что соответствует более высокому уровню микродеформации плоскостей, перпендикулярных поверхности, в сравнении с параллельными поверхности плоскостями. Значительное различие между компонентами для толстого HVPE GaN, выросшего на сапфире и на тонком MOCVD GaN слое связано с различным уровнем структурного совершенства слоев.

Дефектная структура всех исследовавшихся слоев характерна присутствием в них большего количества вертикальных винтовых и краевых (на 2 порядка больше) дислокаций. Найдено, что плотность вертикальных винтовых дислокаций снижается в толстом HVPE GaN слое в 4 раза в сравнении с MOCVD GaN подложкой для его роста ( $0.75$  и  $2.70 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ , соответственно). Плотность вертикальных краевых дислокаций в толстом слое на MOCVD GaN подложке ниже в 4 раза, чем при росте толстого слоя непосредственно на сапфире ( $1.13$  и  $4.87 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , соответственно). Близость значений плотности вертикальных краевых дислокаций, полученных из  $\langle \epsilon_{xx} \rangle$  и  $\langle \epsilon_{xy} \rangle$  говорит о преимущественном расположении этих дислокаций в объеме микрозерен. Экстремально низкое значение полуширины  $\theta$ - ТКД кривой в геометрии Лауэ (62 угл. сек.) для толстого GaN слоя на MOCVD GaN дает основание считать его монокристаллическим с включением незначительного количества микрокристаллических областей.

Работа проводилась при поддержке РФФИ, проекты 99-02-17103 и 00-02-16760 и Программы Министерства науки РФ “Физика наноструктур” (97-2014а).

1. T.Metzger, R.Hopler, E.Born, O.Ambacher, M.Stutzmann, R.Stommer, M.Schuster, H.Gobel, S.Christiansen, M.Albrecht, H.P.Strunk Phil. Mag A., **77**, 1013 (1998)
2. Р.Н.Кютт, В.В.Ратников, Г.Н.Мосина, М.П.Щеглов ФТТ, **41**, 30 (1999).
3. V.Srikant, J.S.Speck, D.R.Clarke J. Appl. Phys, **82**, 4286 (1997)
4. В.В.Ратников, Р.Н.Кютт, Т.В.Шубина ФТТ, **42**, (2000). В печати.

## **СПЕКТРЫ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ГЕТЕРОСТРУКТУР InGaN/AlGaN/GaN.**

***А.Н.Туркин\*, М.В.Чукичев.***

*Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, 119899 Москва, Россия.*

*\*e-mail: [a\\_turkin@chat.ru](mailto:a_turkin@chat.ru).*

Спектры катодолюминесценции (КЛ) пленок GaN и гетероструктур InGaN/AlGaN/GaN, выращенных методом эпитаксии из металлоорганических соединений, исследованы при 300 и 80 К. Люминесценция этих пленок, исследована методами цветной КЛ в растровом электронном микроскопе (РЭМ) [1,2]. Цвет КЛ изображений изменяется с синего на желтый при уменьшении уровня возбуждения; неоднородности излучения коррелируют с дефектными областями.

Спектры КЛ показали, что синий цвет n-GaN:Si базы на картинках в РЭМ обусловлен двумя спектральными полосами, коротковолновый край спектра  $\approx 3.49$  эВ соответствует краю запрещенной зоны GaN при комнатной температуре. Максимум ультрафиолетового пика, обусловленный рекомбинацией на доноре Si, (см. [3,4]) сдвигается с температурой от 3.47 эВ (80 К) до 3.36 эВ (300 К). Плечо полосы вблизи 3.26 эВ может быть объяснено межпримесной рекомбинацией. Желтый цвет, наблюдаемый на картинках в РЭМ при малом уровне возбуждения, соответствует известной широкой полосе вблизи 2.34 эВ, обусловленной дефектами [5].

Спектры КЛ образцов, имеющих отличие в структуре, несущественно различались при комнатной температуре. Различие же в свечении и, соответственно, в спектрах КЛ при температуре, близкой к температуре жидкого азота, было более существенным. Это позволяет сделать вывод о возможном температурном высвечивании [6], связанном с различием дефектов в структурах с разным строением и составом.

Спектры КЛ образцов NN G981-982 показаны на рис.1 при азотной (а) и комнатной (б) температурах. Для образца G982 при азотной температуре в разных частях структуры наблюдались два различных спектра (рис.1(а)). На спектрах можно выделить краевые линии, максимумы которых сдвигаются при повышении температуры: для образца G981 – от 3.49 эВ при 77 К до 3.33 эВ при 300 К, для образца G982 – от 3.48 эВ при 77 К до 3.37 эВ при 300К. На спектре образца G982 при комнатной температуре во второй точке структуры краевая полоса почти не проявляется, т.е. интенсивность ее на порядок меньше. На спектрах образца G982 при азотной температуре наблюдается широкая полоса – от 2.85 эВ до 3.35 эВ, имеющие несколько пиков. На спектре образца G981 при азотной температуре эта полоса выражена не так четко. При комнатной температуре широкая полоса от 2.65 эВ до 3.05 эВ четко видна у образца G981. В области малых энергий на спектрах образца G981 наблюдается полоса от 2.15 эВ до 2.60 эВ при обеих температурах. У образца G982 интенсивность данной полосы меньше, чем для образца G981 и при азотной температуре наблюдается только в спектре первой точки.

Краевые линии в спектрах КЛ (рис.1(а,б)) можно рассматривать как рекомбинацию на нейтральном связанном доноре ( $I_2$ ) [6]. Положение максимума этих линий сдвигается при повышении температуры в сторону низких энергий. Этот факт может быть связан с тушением этой линии в пользу линии рекомбинации [6] свободного экситона (А). Отсутствие интенсивной краевой линии в спектре образца G982 в одной части структуры можно объяснить большой концентрацией акцепторов в

этой части структуры [6]. Наличие краевой полосы в спектре одной части структуры и отсутствие ее в спектре другой части указывает на неравномерность легирования акцепторами гетероструктуры. Линия с максимумом 3.30 эВ может соответствовать рекомбинации нейтральной донорно-акцепторной пары ( $D^0A^0$ ). Набор пиков в широкой полосе люминесценции образца G982 при 77 К (2.85-3.35 эВ) может соответствовать наложению линий, соответствующих фоновым повторениям линий  $I_2$  и  $D^0A^0$ . При повышении температуры происходит частичное их тушение [6], что приводит к исчезновению резких пиков (рис.1(b)). Полоса от 2.15 эВ до 2.60 эВ, наблюдаемая в образцах при обеих температурах, может соответствовать «желтой полосе» дефектов в GaN [5].

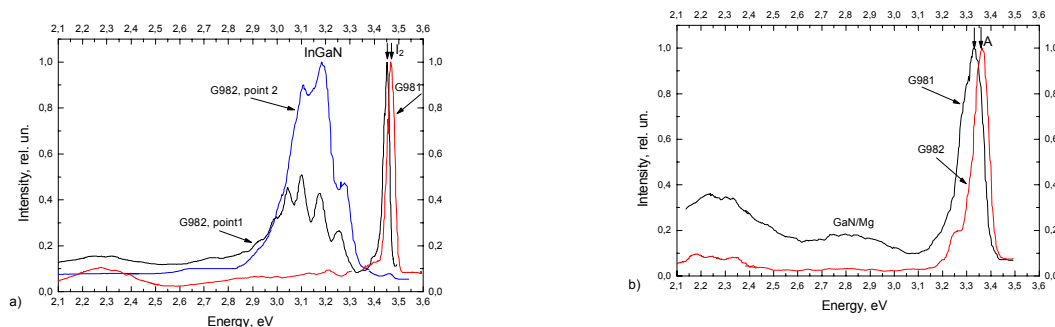


Рис. 1. Спектры катодолуминесценции образцов NN G981-982 при  $T = 80$  (a) и  $T = 300$  К (b).

1. G.V.Saparin, S.K.Obyden. *SCANNING* 10, p.87 (1988).
2. J.A. Jr.Freitas, Ok-Hyun Nam, R.F.Davis, G.V.Saparin, S.K.Obyden. *Appl. Phys. Lett.* 72, 23, p.2990 (1998).
3. F.A.Ponce, S.A.Galloway, W.Goetz and R.S.Kern. *MRS Symp. Proc.* 482, 625, 1998.
4. Rosner et al. *Appl. Phys. Lett.* 70, p.420 (1997).
5. J.P.Bergman, N.Saksulv, J.Dalfors, P.O.Holtz, B.Monemar, H.Amano and I.Akasaki. *MRS Symp. Proc.* 482, p.631 (1998).
6. M.Leroux, N.Grandjean, B.Beaumont, G.Nataf, F.Semond, J.Massies, and P.Gibart. *Journ. of Appl. Phys.* 86, 7, p.3721 (1999).

## ХИМИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ПОВЕРХНОСТИ GaN(0001) В РАСТВОРАХ СУЛЬФИДОВ.

**В.Н.Бессолов**\*, Ю.В.Жиляев, Е.Е.Заварин, М.Е.Компан, Е.В.Коненкова, А.С.Усиков

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН,  
194021, Санкт-Петербург, Россия, Политехническая улица, 26  
\*[bes@triat.ioffe.rssi.ru](mailto:bes@triat.ioffe.rssi.ru)

**В.А.Федирко**\*

Московский Государственный Университет технологий "Станкин",  
101472, Москва, Россия, Водаковский переулок, 3а  
\*[fedirko@stanmat.mian.su](mailto:fedirko@stanmat.mian.su)

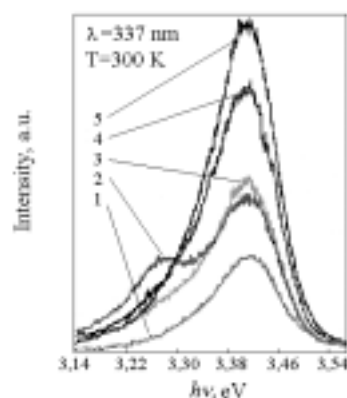
Цель данной работы - выяснить возможность использования сульфидных растворов для улучшения состояния поверхности GaN(0001).

Объекты исследований - слои GaN ( $n=10^{17}$  см<sup>-3</sup>) толщиной 2 мкм, выращенные MOCVD на сапфировых подложках (0001) (исследование нанорельефа поверхности); слои n-GaN ( $n=1 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>) толщиной 600 мкм, выращенные на сапфировой подложке методом HVPE (фотолюминесцентные исследования).

Химическая обработка поверхности GaN проводилась путем погружения на 1 минуту в растворы: 10-ти процентный раствор (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>S в воде, или однопроцентный раствор (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>S в изопропиловом спирте (*i*-C<sub>3</sub>H<sub>7</sub>OH), либо насыщенный раствор Na<sub>2</sub>S в воде или изопропиловом спирте.

Фотолюминесценция возбуждалась при комнатной температуре импульсным азотным лазером ( $\lambda=337$  нм.). Нанорельеф поверхности исследовался методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) в атмосферных условиях на скане размером  $\approx 200 \times 200$  нм.

Экспериментальные результаты. Интенсивность фотолюминесценции n-GaN возрастает после сульфидной обработки поверхности в растворе на основе изопропилового спирта (рис.) и остается практически неизменной после обработки в водных сульфидных растворах. Наиболее заметное возрастание интенсивности по



Сравнению с интенсивностью фотолюминесценции необработанной поверхности, наблюдалось в насыщенном растворе Na<sub>2</sub>S в изопропиловом спирте. Аналогичные результаты наблюдались нами в GaAs (таблица).

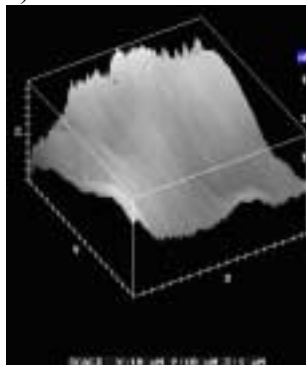
Неожиданные результаты были получены при контроле люминесценции через сапфировую подложку в слое GaN, выращенном MOCVD.

При таком варианте регистрации оказалось, что химическая обработка поверхности GaN в сульфидных растворах привела к заметному - почти двукратному увеличению интенсивности полосы донорно-акцепторной рекомбинации.

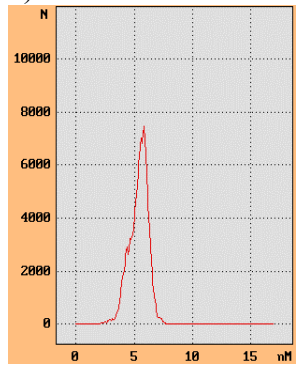


<i>N</i>	Сульфидный раствор	<i>GaN</i> ( $n=5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ )	<i>GaAs</i> ( $n=1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ )
		I, a.u.	I, a.u.
1.	Необработанный	1,0	1,0
2.	(NH <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> S+H <sub>2</sub> O	1,7	1,5
3.	(NH <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> S+i-C <sub>3</sub> H <sub>7</sub> OH	1,9	1,7
4.	Na <sub>2</sub> S+H <sub>2</sub> O	2,9	1,5
5.	Na <sub>2</sub> S+i-C <sub>3</sub> H <sub>7</sub> OH	3,6	2,3

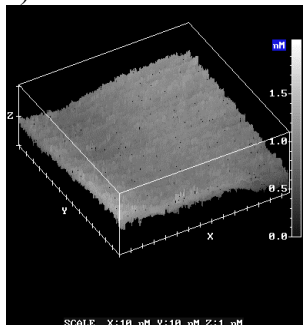
a)



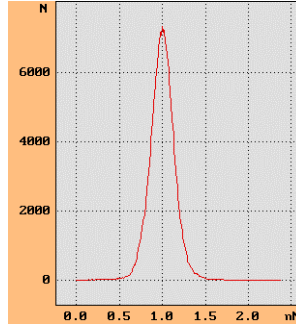
b)



c)



d)



Интенсивность полосы краевой люминесценции практически осталась неизменной.

Сравнение и анализ АСМ изображений участков поверхности, необработанной и обработанной в сульфидном растворе, показали, что химическая обработка приводит к существенному уменьшению величины наномасштабных флуктуаций рельефа на участках площадью 200×200 нм; разница между максимумом и минимумом рельефа уменьшилась примерно в 3 раза (рис.а,с), а среднеквадратичная величина флуктуаций рельефа - почти в 5 раз (рис.б,д). Как показывает анализ АСМ изображений поверхности и результаты фотолюминесцентных исследований,

обработка в серосодержащих растворах приводит к существенному уменьшению наномасштабных флуктуаций поверхности слоя GaN.

Таким образом, в работе было показано, что интенсивность фотолюминесценции увеличивается при обработке поверхности в сульфидных растворах в спиртах, причем рост интенсивности сильнее при обработке в растворах сильного основания Na<sub>2</sub>S, чем в растворах слабого основания (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>S. Обнаружен эффект уменьшения неоднородностей поверхности GaN при использовании серосодержащих растворов; предположено, что изменение нанорельефа поверхности GaN может происходить за счет более высокой скорости реакции при сульфидировании поверхности.

Работа была частично поддержана программой "поверхностные атомные структуры" (проект 5-4-99) и Российским Фондом Фундаментальных исследований (грант 00-03-32230).



## **СВОЙСТВА ВЮРЦИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ GaN, ПОЛУЧЕННЫХ РАЗЛИЧНЫМИ МЕТОДАМИ.**

***Ю.В. Жиляев<sup>\*</sup>, М.Е. Компан, М.М. Мездрогина, С.Д. Раевский,  
Т.А. Орлова, Ш.А. Юсупова.***

*ФТИ им. Иоффе А.Ф. РАН 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д.26*

*<sup>\*</sup>[Zhilyaev@jyuv.ioffe.rssi.ru](mailto:Zhilyaev@jyuv.ioffe.rssi.ru)*

Несмотря на успехи, достигнутые в настоящем времени по созданию светодиодов, лазеров, датчиков УФ излучения на основе широкозонного полупроводника GaN[1] проблема выращивания подложек больших размеров для последующего эпитаксиального роста слоев GaN и формирования на них приборов остается нерешенной.

Актуальным является исследование влияния различных технологических параметров и обработок на свойства слоев GaN, имеющих значительную концентрацию дефектов [2],- не идеальную кристаллическую решетку, поскольку в результате могут появиться возможности как управления физическими свойствами широкозонных полупроводников, так и отделения их от подложек.

Целью данной работы является исследование влияния различных методов получения вюрцитных кристаллов GaN - сублимации (SB) [3] и хлорид-газотранспортной эпитаксии (HVPE), а также - различных обработок: травления в Ag плазме, термоотжига в атмосфере аммиака (NH<sub>3</sub>), травления в царской водке на вид спектров фотолюминесценции (ФЛ) и спектральной зависимости фотопроводимости. Оказалось, что кристаллические слои GaN, полученные методом HVPE, имеют на спектрах фотолюминесценции, кроме "близкраевой", дополнительный пик - 3,503 эВ, который не наблюдается на слоях GaN, полученных методом SB. Предполагается, что наличие данного пика в спектрах ФЛ слоев GaN, полученных HVPE связано с напряжениями в слоях.

Наличие напряжений в объемных кристаллических слоях GaN может быть обусловлено различными причинами. И с целью выяснения их кристаллы были подвергнуты различным видам обработки.

На всех HVPE кристаллах GaN, вне зависимости от размеров (70 мкм или 10 мкм) видны пики на 3,503 эВ, причем для более крупных кристаллов интенсивность пиков больше, чем для мелких.

Увеличение латеральной скорости роста при выращивании кристаллов большой толщины приводит к появлению напряжений. После химического травления в царской водке, вне зависимости от времени травления (1 час, 3 часа) наблюдается уменьшение интенсивности пика 3,503 эВ и увеличение интенсивности «близкраевой» ФЛ. По всей вероятности, увеличение латеральной скорости роста связано с одновременно протекающим процессом нарушения стехиометрии метрического соотношения Ga:N - увеличения содержания Ga, а в результате процесса травления соотношение Ga:N меняется в сторону некоторого уменьшения избытка галлия, т.е. уменьшению концентрации дефектов и увеличению интенсивности «близкраевой» ФЛ. На спектрах кристаллов GaN, подвергнутых травлению в Ag плазме- ультразвуковой обработке (~13,56 мГц) видно, что интенсивность "близкраевой" ФЛ уменьшается в отличие от данных работы [4], а интенсивность пика 3,503 эВ увеличивается. В кристаллах, полученных методом HVPE после УЗ, по всей вероятности, увеличиваются напряжения, скорее всего, вследствие взаимодействия упругоэлектрических полей с дефектами решетки, концентрация которых в исследуемых кристаллах, значительна.

Кроме того, кристаллы GaN, полученные HVPE, были подвергнуты термоотжигу при  $T=1050^{\circ}\text{C}$  в атмосфере аммиака в течение 1 часа с целью сдвига стехиометрического соотношения в сторону уменьшения концентрации галлия. И так же как и в случае химического травления интенсивность "близкраевой" ФЛ увеличилась, а пика 3,503 эВ уменьшилась.

Измерения спектров отражения исследуемых кристаллов GaN (HVPE) подтверждают наличие пика 3,503 эВ, что также позволяет сделать вывод о напряжениях, имеющихся в них..

Таким образом, вид спектров кристаллов GaN, полученных с помощью процессов с большой скоростью - HVPE и SB различен. Для «объемных» кристаллов GaN, выращенных HVPE, имеется, вне зависимости от вида обработки, пик 3,503 эВ, у GaN, полученных SB - он отсутствует.

По-видимому, напряжения и связанный с ними пик на спектрах ФЛ 3,503 эВ ответственны за возможность получения объемных – отделенных кристаллов GaN [5], полученных методом HVPE – т.е. для отделения кристаллов от подложки без дополнительных операций, включающих в себя шлифовку или травление подложки - они являются необходимыми.

В случае использования другого метода – SB – получение объемных кристаллов, как правило, включает в себя процесс дополнительных операций по удалению подложки. Можно предположить, что соответствующая ультразвуковая обработка дает возможность отделять от подложки кристаллы GaN, полученные с помощью процессов с большими скоростями нанесения.

Таким образом, результатом данной работы является не только подтверждение существоавния напряжений в объемных кристаллах GaN, полученных методом HVPE и отсутствие их в кристаллах, полученных методом SB, но и отмечена положительная роль данных напряжений при отделении кристаллов от подложки, рассмотрены технологические приемы как по уменьшению напряжений, а также и по увеличению их. Спектральные зависимости фотопроводимости исследуемых кристаллов до и после обработки приводятся.

1. S. Nakamura, G. Fasol The blue laser diode: GaN based light emitters and lasers, Springer, 1997.
2. S.J. Pearton, J.W. Lee , J.D. Mac Kenzie at all , Appl. Phys. Lett., 67, 2379, 1995.
3. S. Sakai, H.Sato , T.Sugahara at all , Proc.Int. Conf. SiC and related materials, 1997
4. S.A. Brawn , R.J.Reeves ,R. Cheung at all , 6-th Int. Symp. Nanostructures - Physics and Technology. St-Petersburg , Russia, June, 23-29,2000, 202-205.
5. М.М.Мездрогина, Адрианов А.В., Жиляев Ю.В. и др. Тезисы докладов III Всероссийского семинара по исследованию GaN, AlN, InN и структур на их основе, М 1999 С4-9

## **ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ СЛОИ GaN НА МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ САМООГРАНЯЮЩИХСЯ ЛЕНТАХ $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{+3}$ , ВЫРАЩЕННЫХ ПО СПОСОБУ СТЕПАНОВА.**

***Николаев В.И., Николаев А.Е., Бахолдин С.И., Крымов В.М.***

*ФТИ им. А.Ф.Иоффе*

*194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*

***Иванцов В.А.***

*TDI, Inc. 8660 Dakota Dr., Gaithersburg, MD 20877, USA*

Подложки из сапфира ( $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ) прочно вошли в технологию производства приборов на основе нитрида галлия. Достигнуты хорошие практические результаты в создании надежных оптоэлектронных приборов, несмотря на явное несоответствие параметров решеток и коэффициентов теплового расширения  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  и GaN. Как недавно было показано [1], для эпитаксии качественных слоев GaN возможно использование ростовой поверхности кристаллов сапфира, выращенных способом Степанова в виде пластин. Форма кристалла в этом способе задается с помощью конструкции формообразователя. Высокая точность ориентирования кристалла по отношению к формообразователю позволяет использовать естественную огранку сапфира для получения гладких, плоских (без ступенек роста) поверхностей в формирующемся монокристаллическом профиле. Использование в качестве подложек сапфира легированного оптически активной примесью позволило бы перейти к новому классу оптоэлектронных приборов, сочетающих достоинства сапфира и GaN. В данном случае, были выращены ленты сапфира с базисной (0001) огранкой. Введение примеси  $\text{Ti}^{+3}$  осуществлялось путем добавки в тигель с бром кристаллов сапфира 0.1 вес. % порошка  $\text{TiO}_2$ . Рост лент осуществлялся из расплава в атмосфере аргона в графитовой зоне с резистивным нагревом. Скорость роста составляла 0.15-0.5 mm/min. Полученные монокристаллические ленты сапфира были прозрачны и имели розовый оттенок. Следует отметить наличие мелких газовых пузырей в объеме ленты, что пока не позволяет говорить об их пригодности в качестве активного элемента твердотельного лазера.

Образцы, вырезанные из ленты без какой-либо механической обработки, были помещены в реактор для хлорид-гидридной эпитаксии нитрида галлия вместе с другими стандартными сапфировыми подложками. В результате, впервые были получены эпитаксиальные слои  $\text{GaN}/\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{+3}$ . Спектр фотолюминесценции одного из них при возбуждении азотным лазером ЛГИ-21 приведен на рис.1.

Полученные результаты являются одним из первых шагов на пути создания компактного твердотельного квантового генератора со светодиодной накачкой, идея которого основана на результатах работ [2,3].

1. V.A. Ivantsov, M.G. Mymbaeva, I.S. Kotousova et al. MRS Fall Meeting, Nov.29-Dec.3, 1999, Boston, USA, Abstracts p.383
2. K. Maier, J. Schneider, I. Akasaki, H. Amano Jpn. J. Appl. Phys. 32 Pt.2, N6B, L846 (1993)
3. В.Е. Кудряшов, С.С. Мамакин, А.Э. Юнович Письма в ЖТФ 25, N13, 68 (1999); С.С.Мамакин, В.Е.Кудряшов, А.Э.Юнович (в печати 2000 г.)

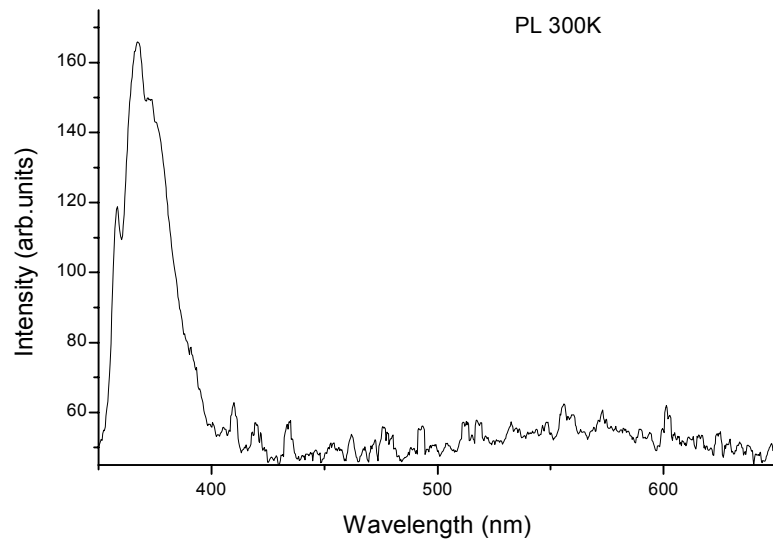


Рис.1 Спектр фотолюминесценции слоя GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Ti<sup>+3</sup> при комнатной температуре

## **ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОБЪЕМНЫХ КРИСТАЛЛОВ GaN БОЛЬШОГО ДИАМЕТРА МЕТОДАМИ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФФРАКЦИИ И ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ**

***В.А. Иванцов\**, *В.А. Суховеев*, *В.А. Дмитриев***

*Technologies and Devices International, Inc., Gaithersburg, MD 20877, USA* \* [iva@tdii.com](mailto:iva@tdii.com)

***И.П. Никитина***

*Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 С.-Петербург, Российская Федерация,*

***Jamie A. Freitas, Jr.***

*Naval Research Laboratory, Washington, DC 20375, USA.*

Недавно было показано, что рост объемных кристаллов GaN большого диаметра может успешно осуществляться из раствора-расплава при сравнительно низких давлениях и температурах (<2 атм и 900-1000°C, соответственно) [1]. Размеры кристаллов, выращенных в форме пластин, достигали 42 мм в диаметре и 1 мм по толщине. Слитки длиной до 16 мм, имеющие максимальный диаметр 21 мм, выращивались со скоростью ~1 мм/час, что предполагало потенциальную возможность промышленного применения предложенной технологии выращивания. На основании предварительных оптических исследований и данных рентгеновской диффракции (РД) было определено, что пластины и слитки GaN имеют поликристаллическую структуру. Необходимость получения монокристаллических подложек для гомоэпитаксии нитридных структур требовала поиска оптимальных параметров процесса выращивания, что можно эффективно осуществить, опираясь на данные рентгенодиффракционных и люминесцентных свойств кристаллов, получаемых в различных условиях.

Данная работа посвящена исследованию структурных и оптических свойств объемных кристаллов GaN большого диаметра, скорости выращивания которых варьировались при изменении параметров процесса выращивания.

Как было установлено по спектрам РД, полученным в режиме  $2\theta$  сканирования, структурное совершенство стороны кристалла, обращенной к расплаву, всегда выше, чем противоположной, – обращенной к газовой среде. Если со стороны, обращенной к газу, кристаллы практически всегда являются поликристаллическими, то со стороны, обращенной к расплаву, наблюдалось постепенное улучшение структуры по мере увеличения толщины кристаллов и уменьшения их скорости роста. Происходит переход от поликристалла к высоко ориентированной текстуре, имеющей преимущественную ориентацию в направлении, перпендикулярном базисной (0002) грани, и образованию больших монокристаллических областей в кристаллах, достигающих 0.2-0.3 мм толщины. На Рис. 1 (а) и (б) представлены РД спектры, измеренные в  $2\theta$  и  $\omega$  геометрии сканирования от обращенной к расплаву стороны кристалла.

На спектрах фотолюминесценции (ФЛ), измеренных на обеих сторонах кристалла GaN (Рис. 2 (а)), присутствуют как экситонные пики, так и полоса желтой люминесценции. Но если для обращенной к газу стороны доминирующей является желтая полоса, то для обращенной к расплаву стороны кристалла доминирующей становится экситонная люминесценция. По мере удаления от центра кристалла к периферии интенсивность ФЛ уменьшается (Рис. 2 (б)).

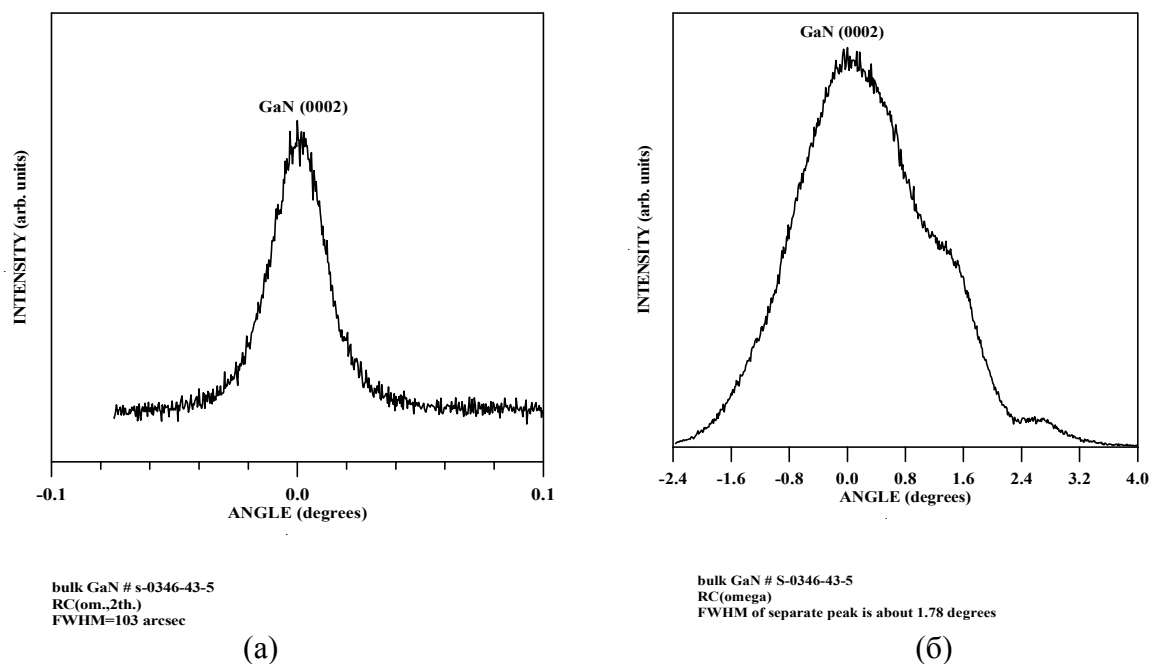


Рис. 1. Рентгенодифракционные кривые качания, измеренные на (а) обращенной к газовой среде и (б) обращенной к расплаву сторонах кристалла GaN.

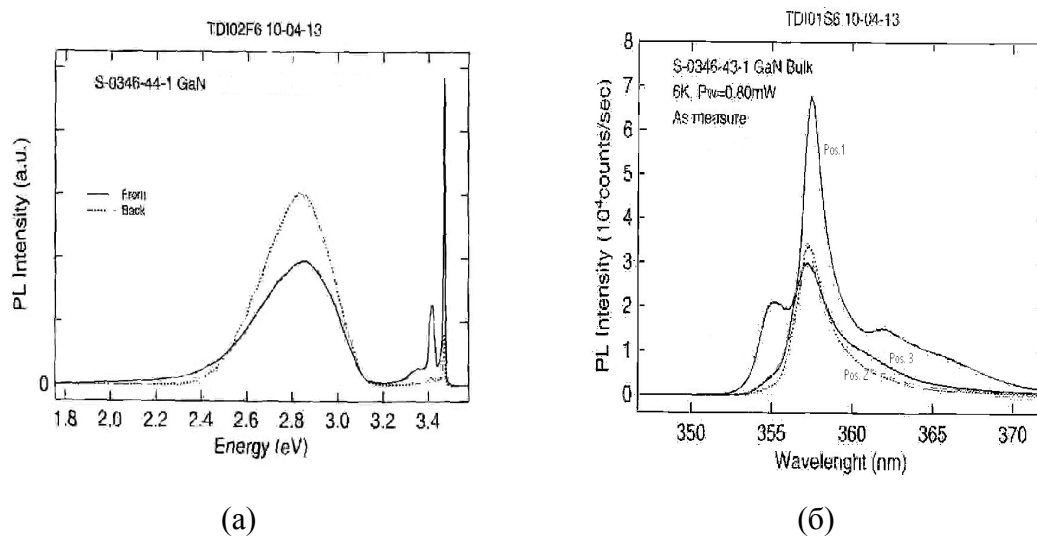


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции, измеренные (а) на обращенной к газу (пунктир) и к расплаву (сплошная) сторонах кристалла, и (б) от центра (Pos.1) к периферии (Pos.3) кристалла на обращенной к расплаву стороне (6 К).

Положение пика близкой к краевой люминесценции соответствует промежуточному, измеренному для эпитаксиальных слоев GaN на сапфире и на SiC, что косвенно свидетельствует об отсутствии напряжений в выращенных объемных кристаллах.

[1] V.A. Sukhoveyev, V.A. Ivantsov, I.P. Nikitina, A.I. Babanin, A.Y. Polyakov, A.V. Govorkov, N.B. Smirnov, M.G. Mil'vidskii, and V.A. Dmitriev. *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* (Boston, 1999) p. W6.6.1.

## **СТМ ИССЛЕДОВАНИЕ АТОМНЫХ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ GaN(0001), ВЫРАЩЕННОЙ МЕТОДАМИ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ**

**Р.З. Бахтизин\***

*Физический факультет Башгосуниверситета, г. Уфа, 450074, РОССИЯ  
Тел./Факс: +7 3472 236-574, e-mail: [rauf@bsu.bashedu.ru](mailto:rauf@bsu.bashedu.ru)*

**К.-К. Шье, Ч.-Ж Шье, Ю. Хасегава, Т. Сакурай**

*Институт проблем материаловедения университета Тохоку,  
Сендай 980-7785, ЯПОНИЯ*

Нитриды элементов группы III (Al/Ga/In-N) и их сплавы являются перспективными материалами для разработки новых типов оптоэлектронных приборов, работающих в сине-зеленой области спектра. Вследствие трудностей в получении объёмных кристаллов GaN их выращивают в виде тонких эпитаксиальных плёнок, но и в этом случае возникают проблемы, связанные с выбором подходящей подложки (из-за малости ионного радиуса N параметр решетки GaN значительно меньше, чем у других полупроводниковых соединений III-V), так что дальнейший прогресс обусловлен успехами в осуществлении контролируемого гетероэпитаксиального роста.

GaN кристаллизуется в структурах двух типов: стабильной гексагональной и метастабильной кубической фазах. Одной из лучших подложек для выращивания гексагональной фазы является базовая плоскость политапа 6H карбида кремния. Для понимания детального механизма начальных стадий роста мы исследовали атомные структуры на Ga-полярной поверхности GaN, выращенной на SiC(0001) подложке.

Эксперименты проводили в сверхвысоковакуумной установке с двойной камерой МЛЭ-СТМ на подложках 6H-SiC обеих ориентаций, (0001) и (000 $\bar{1}$ ), поверхности которых приготавливали двухступенчатым методом, включающим высокотемпературную обработку в атмосфере водорода и травление в потоке Si в условиях сверхвысокого вакуума. Плёнки GaN выращивали *in situ* методом МЛЭ с использованием высокочастотного разряда в азотной плазме. Процесс роста начинался с нитридации атомарно-чистой поверхности SiC(0001)-3×3, за которой следовало нанесение буферного слоя AlN. После завершения роста следовало нанесение 2 монослоёв Ga при температуре роста и быстрое охлаждение до комнатной температуры. Для такой поверхности наблюдалась картина 1×1 дифракции быстрых электронов на отражение. Фазу 2×2 получали после нанесения еще одного монослоя Ga и последующего отжига при 200°C (реконструкция 2×2 соответствует стабильному фронту роста, который позволяет получить высококачественные тонкие плёнки GaN). Дальнейший отжиг при 350÷400 °C приводил к появлению поверхностных фаз 4×4 и 5×5. Реконструкции 5√3×2√13, √7×√7 и 10×10 получали подобным же образом.

СТМ-изображения заполненных состояний структурной фазы 2×2 характеризуются регулярно расположенными рядами ярких точек, отстоящих на 6,4Å друг от друга вдоль направлений плотной упаковки. Возможные модели этой фазы предсказаны теоретически в работах [1-3] и в зависимости от их выбора сами точки можно рассматривать как результат туннелирования из оборванных связей N, атомов Ga наружного слоя или поверхностных состояний, так что сделать правильный выбор, основываясь только на анализе СТМ-изображений, не представлялось корректным. С этой целью были выполнены первопринципные расчёты полной энергии для всех



моделей в рамках формализма функционала плотности. В ходе вычислений плотности заряда сам заряд рассматривался в виде суммы вкладов от состояний валентной зоны, охватывающих область, расположенную на 2 эВ ниже наивысшей занятой молекулярной орбитали, что согласуется с условиями проведения СТМ исследований ( $V_s \leq -3,0$  В). На СТМ-изображении фазы 4×4 (рис. 1а) легко различимы ячейки 4×4 (одна из них выделена ромбиком), образовавшиеся благодаря отсутствию отдельных

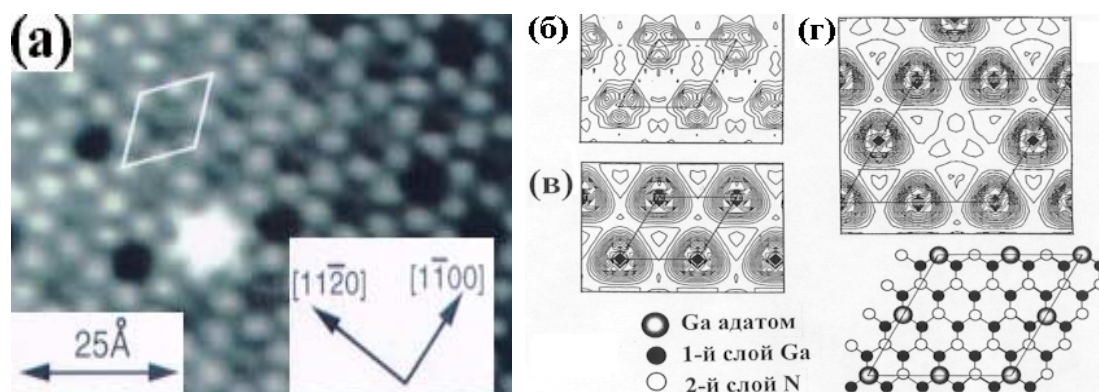


Рис. 1 СТМ-изображение фазы 4×4 при  $V_s = -2,8$  В (а) и распределения плотности поверхностного заряда, рассчитанные для моделей поверхности GaN(0001):

(б)- реконструкции 2×2, модель Ga-вакансии; (в)- реконструкции 2×2, модель Ga-адатома; (г)- реконструкции 4×4, модель отсутствующего Ga-адатома.

точек. Во время отжига от 200 до 300 °С фазы 2×2 и 4×4, как правило, сосуществуют, а сам переход к фазе 4×4 сопровождается потерей части адатомов Ga. Расчётное значение теплоты образования GaN оказалось равным  $\Delta H_{\text{GaN}} = 1,4$  эВ, что согласуется с экспериментальной величиной 1,14 эВ. Разработанная нами модель отсутствующего адатома для реконструкции 4×4 (рис. 1г) хорошо согласуется с экспериментом (рис. 1а), а её теоретический анализ показал, что в пределах области термодинамически разрешённых значений химического потенциала Ga ( $-0,72 \leq \mu_{\text{Ga}} \leq 0,00$  эВ) фаза 4×4 оказывается энергетически предпочтительнее всех остальных структур. В модели фазы 4×4 вакансии во внешнем слое располагаются в треугольной решетке, а электростатическое отталкивание между заряженными адатомами Ga стабилизирует такую конфигурацию.

Таким образом, модель Ga-адатома позволяет объяснить все исследованные реконструкции поверхности GaN(0001). Отметим, что как димеризация, так и отсутствие атомов в их регулярных положениях в решетке, которые обычно наблюдаются на поверхностях традиционных полупроводниковых соединений III-V, не являются основным механизмом минимизации энергии в GaN. И хотя модель Ga-адатома, представленная здесь, предполагает очень сильную связь в соединении Ga-N, включающую как ковалентную, так и ионную составляющие, важную роль в стабилизации наблюдаемых структур играет также отталкивание между заряженными адатомами. В этом контексте схема, представленная здесь, оказывается более общей и может быть применена для других широкозонных полупроводников.

Работа выполнялась при поддержке Федеральной Программы “Поверхностные Атомные Структуры” Министерства науки и технологий РФ (Проект № 3.4.99).

1. J.E. Northrup *et al.* Phys. Rev. **B 55**, 13878 (1997).
2. K. Rapcewich *et al.* Phys. Rev. **B 56**, R12725 (1997).
3. J. Fritsch *et al.* Phys. Rev. **B 57**, 15360 (1998).



## РОСТ ВЫСОКОКАЧЕСТВЕННЫХ ПЛЕНОК GaN НА ПОВЕРХНОСТИ КАРБИДА КРЕМНИЯ

**Р.З. Бахтизин\***

Физический факультет Башгосуниверситета, г. Уфа, 450074, РОССИЯ

Тел./Факс: +7 3472 236-574, \* e-mail: [raouf@bsu.bashedu.ru](mailto:raouf@bsu.bashedu.ru)

**К.-К. Шуе, Ч.-Ж Шуе, Ю. Хасегава, Т. Сакурай**

Институт проблем материаловедения университета Тохоку, Сендай 980-7785, ЯПОНИЯ

**И.С.Т. Цонг**

Аризонский государственный университет, Темпе AZ 85287-1504, США

Несмотря на значительный технологический прогресс в разработке и выпуске оптоэлектронных приборов на основе тонких плёнок нитридов элементов группы III (AlN, GaN, InN), увеличение эффективности и времени жизни этих приборов требуют существенного улучшения качества используемых материалов, в первую очередь уменьшения плотности дислокаций, что долго не удавалось достигнуть из-за отсутствия подходящих подложек [1]. Для выращивания тонких эпитаксиальных плёнок GaN наилучшей подложкой с точки зрения близости параметров решетки и коэффициента теплового расширения является карбид кремния. При этом и сам SiC является перспективным материалом для создания мощных высокочастотных приборов, способных работать в агрессивных средах при высоких температурах. Однако, благодаря исключительной твердости и химической стойкости, этот материал с трудом поддается обработке, поэтому приготовление хорошей поверхности SiC, в частности, удаление микродефектов после механической полировки или примесных включений оказывается сложной задачей. Например, высокотемпературный прогрев в условиях сверхвысокого вакуума не удаляет оксиды/примеси с поверхности, а приводит к обеднению приповерхностного слоя Si и её графитизации [2].

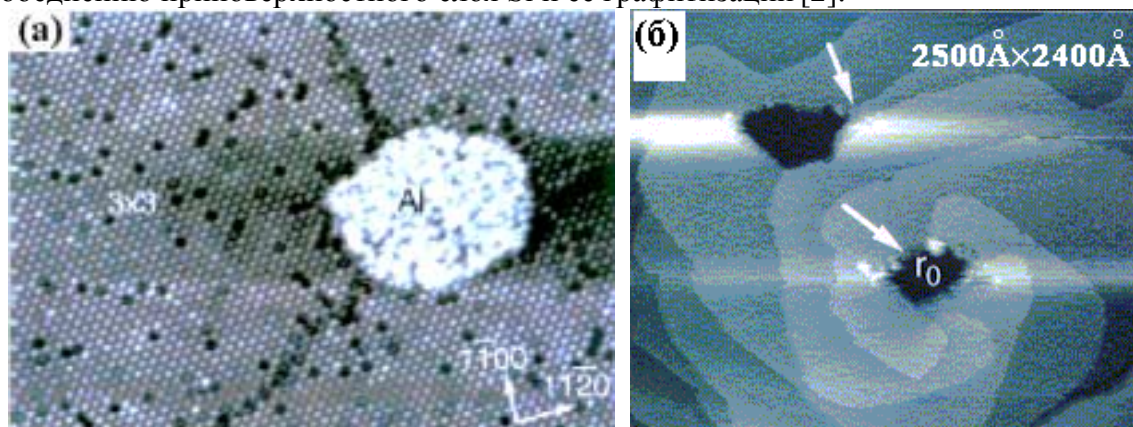


Рис. 1. СТМ-изображения: (а) - поверхности  $6H$ -SiC(0001) после нанесения 0,05 монослоя Al при комнатной температуре и отжига при 600 °С; (б)- поверхности GaN(0001), выращенной на  $6H$ -SiC(0001) подложке. Напряжение смещения  $V_s = -3.0$  В; туннельный ток  $I_t = 4 \times 10^{-11}$  А.

Для очистки поверхности SiC использовали двухступенчатый метод, включающий высокотемпературную обработку в атмосфере атомарного водорода и *in-situ* травление в потоке Si в условиях сверхвысокого вакуума. Эксперименты проводилив

комбинированной установке, имеющей в составе сверхвысоковакуумный СТМ на линии с камерой молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Образец 6H-SiC(0001) после очистки в ультразвуковой ванне подвергали травлению в потоке атомарного водорода при атмосферном давлении и температуре 1600 °С, а затем обезгаживали при 650 °С в камере подготовки образцов сверхвысоковакуумной установки, после чего в этой же камере производили травление в потоке Si. На рис.1а приведено изображение с атомным разрешением поверхности 6H-SiC(0001) после такой очистки, демонстрирующее реконструкцию 3×3, которая не изменялась даже после нанесения небольшого количества Al; структура и морфология такой поверхности вполне сопоставимы по качеству с поверхностями Si и GaAs. Изменяя концентрацию Si в потоке, можно было также получить реконструкцию  $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ . В заключение образец перемещали в камеру МЛЭ, где в присутствии азотной плазмы из высокочастотного плазменного источника на нем выращивали высококачественные эпитаксиальные пленки GaN. С этой целью сначала при 800 °С в течение 20 мин. выращивался буферный слой AlN, позволяющий уменьшить рассогласование решёток GaN и SiC, а затем в обогащенных Ga условиях при 650 °С начинали выращивать пленки GaN. После двух часов роста формировалась плёнка характерного цвета с зеркальной поверхностью, которую можно было исследовать в СТМ. Анализ СТМ-изображений подтвердил образование гладкой поверхности со стандартной морфологией терраса-ступень, причем все ступени оказались одинаковой высоты, равной высоте двойного слоя Ga-N (2.58 Å). Приготовленная таким способом поверхность без какой-либо дальнейшей обработки демонстрировала лишённую характерных черт структуру, аналогичную структуре поверхности 1×1 с наружным слоем, состоящим из атомов N. Если на эту поверхность наносили некоторое количество Ga, а затем отжигали при температуре ≤ 350 °С, то на ней можно было наблюдать серию сверх-структур 2×2, 4×4, 5×5,  $5\sqrt{3}\times 2\sqrt{13}$ ,  $\sqrt{7}\times\sqrt{7}$  и 10×10 в порядке возрастания Ga покрытия.

На рис.1б также показаны два характерных дефекта, которые часто появляются на поверхности GaN(0001). Первый из них, указанный стрелкой, представляет собой цилиндрическую полость диаметром  $r_0 \approx 400\text{Å}$ , окруженную четырьмя сгруппировавшимися винтовыми дислокациями, а соответствующий вектор Бюргерса **V** величиной 20.8Å (8H) ориентирован вдоль направления [0001]. Образование такого дефекта может быть объяснено с помощью модели Франка [3]: когда квадрат модуля вектора Бюргерса дислокации  $|\mathbf{b}|^2$  превышает критическую величину, энергетически более выгодным оказывается удаление области упругого напряжения, локализованной вокруг дислокации, и образование дополнительной свободной поверхности в форме трубки радиусом  $r_0 = \mu\mathbf{b}^2/8\pi^2\gamma$ , где  $\mu$  - модуль сдвига, а  $\gamma$  - поверхностная энергия. Приведённое выше СТМ-изображение ядра винтовой дислокации в виде пустотелой трубки является первым и прямым экспериментальным доказательством правильности теории Франка. Второй характерный пример, также отмеченный белой стрелкой, представляет собой другой тип дефекта (полую сердцевину), который локализован около сгруппировавшихся ступенек и образовался благодаря присутствию в плёнках ямок, непосредственно связанных с дефектами подложки.

Работа выполнялась при поддержке Федеральной Программы “Поверхностные Атомные Структуры” Министерства науки и технологий РФ (Проект № 3.4.99).

1. S. Nakamura. Science, **281**, 956 (1998).
2. L. Muehloff et al. J. Appl. Phys., **60**, 2842 (1986).
3. F.C. Frank. Acta Cryst., **4**, 497 (1951).

## **GaN p-n ПЕРЕХОДЫ НА Si(111) И САПФИРЕ (0001), ПОЛУЧЕННЫЕ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИЕЙ С ГАЗОВЫМИ ИСТОЧНИКАМИ**

***С. Никушин\**, *Г. Купшидзе*, *В. Курпатков*, *С. Jin*, *К. Choi*, *Йу. Gherasoiu*, *L. Grave de Peralta*, and *Н. Temkin***

*Department of Electrical Engineering, Texas Tech University, Lubbock, TX 79401, USA;*

*\* Tel: (806) 742-8063, Fax: (806) 742-8061, e-mail: [nusns@ttu.edu](mailto:nusns@ttu.edu)*

***А. Зубрилов***

*Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Россия;*

***Т. Прокофьева*, *М. Holtz***

*Department of Physics, Texas Tech University, Lubbock, TX 79401, USA;*

Представлены результаты по созданию p-n переходов в эпитаксиальных слоях GaN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на Si(111) и сапфировых подложках. Показано, что формирование промежуточного слоя Si-N-Al на начальной стадии роста AlN на Si подложке при температурах в диапазоне 1130-1190K приводит к быстрому переходу к двумерному механизму роста. Последний существенен для формирования высококачественного GaN n- и p-типов, а также для полного устранения трещинообразования в толстых (> 2 мкм) GaN слоях. Обсуждается зависимость морфологии поверхности  $Al_xGa_{1-x}N$  слоев от состава и структуры буферного слоя.

Исследование нелегированных слоев GaN методами вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик показало, что концентрация свободных электронов составляет  $(4-5) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , подвижность  $(400 \pm 100) \text{ см}^2/\text{В сек}$  для слоев с толщиной ~2 мкм. Минимальная концентрация свободных электронов в слоях  $Al_xGa_{1-x}N$  ( $0.2 < x < 0.6$ ) составляла  $(2-3) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при толщине слоев 0.5-0.7 мкм.

Для слоев GaN с низким уровнем легирования исследовалась краевая фотолюминесценция (ФЛ) в диапазоне температур 77-495K. Энергия связи свободного экситона, полученная из данных ФЛ, составляет 28 мэВ. Обсуждается вклад различных механизмов уширения полосы люминесценции свободных экситонов. Показано, что температурные зависимости ширины запрещенной зоны для слоев GaN, выращенных на Si, и объемного ненапряженного GaN близки. При этом для слоев GaN/Si она может быть записана следующим образом:  $E_g(T) = E_g(0) - (\alpha\Theta/2) \{ [1 + (2T/\Theta)^p]^{1/p} - 1 \}$ , где  $E_g(0) = 3.495$  эВ ширина запрещенной зоны при температуре  $T=0\text{K}$ ;  $\alpha = 0.53$  мэВ/К;  $\Theta \approx 400\text{K}$  эффективная фононная температура;  $p = 2.6$ . Установлено, что слои GaN, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии с использованием аммиака в качестве источника азота, имеют меньшие механические напряжения по сравнению со слоями, полученными методом MOCVD на SiC и сапфировых подложках.

Оптические свойства полученных слоев  $Al_xGa_{1-x}N$  были исследованы методами катодолуминесценции, оптического отражения и рамановского рассеяния. Установлено, что зависимость ширины запрещенной зоны твердых растворов  $Al_xGa_{1-x}N$  от состава (x) может быть описано выражением  $E_g(x) = 3.42 + 1.21x + 1.5x^2$ . Исследования  $A_1(\text{LO})$  и  $E_2$  фононов методом рамановского рассеяния проведены во всем диапазоне составов. Показано, что имеет место линейная зависимость энергии этих фононов от состава. Отмечено расхождение полученных значений энергий этих фононов для нашего материала, выращенного на Si, и ранее опубликованными данными для  $Al_xGa_{1-x}N$  на сапфире, что связывается различным характером механических напряжений (растягивающих для слоев на Si и сжимающих для слоев на сапфире).

## **САМООРГАНИЗУЮЩИЕСЯ НАНОСТРУКТУРЫ GaN, ВЫРАЩИВАЕМЫЕ ВЧ-МПЭ.**

**В.В. Мамутин\*, В.А. Векшин, Н.А. Черкашин, В.В. Ратников, В.Ю. Давыдов,  
С.В. Иванов**

*Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021, Политехническая 26,  
С.-Петербург, Россия.\* e-mail: [mam@beam.ioffe.rssi.ru](mailto:mam@beam.ioffe.rssi.ru)*

Широкозонные материалы в системе AlGaInN в последние годы находятся среди наиболее исследуемых и перспективных для создания излучателей видимого диапазона длин волн (от зеленого до ультрафиолетового), а также мощных и высокотемпературных электронных приборов [1]. Низкоразмерные эффекты квантового ограничения в квантовых нитях, дисках, точках рассматриваются как наиболее перспективные для улучшения качества оптических приборов (светодиодов, лазеров, фотоприемников) и наноструктур [2]. Существует возможность выращивания низкоразмерных структур без доростовой и послеростовой обработки с использованием эффектов самоорганизации при росте [3]. Много работ было посвящено процессам самоорганизации в системе AlGaInN для получения кванторазмерных объектов и, в частности, были получены нанокolonны GaN молекулярно-пучковой эпитаксией (МПЭ) [4]. Теоретическое рассмотрение предсказывало динамический рост нанометровых объектов, спонтанно формирующихся в результате поверхностных химических реакций в неравновесных (подобно МПЭ) само-организующихся процессах [5]. Конкуренция между диффузией (ростом) и химическими реакциями (переиспарение) может вести к формированию стационарных островков активного роста с размерами, меньшими характерных диффузионных длин (~мкм) и лежащих в субмикронном и нанометровом диапазоне [5].

Нами экспериментально показана возможность получения нанокolonн GaN с минимальными размерами ~20 нм и плотностью  $\sim 10^{10}$  см<sup>-2</sup> на подложках Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (0001) радиочастотной (ВЧ) МПЭ и исследованы их структурные свойства с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), трехкристальной рентгеновской дифракции (ТРД), раман-спектроскопии (РС) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ).

Выращивание проводилось по методике, описанной в [6], где были получены колонны GaN и InN размерами 100–300 нм. Был исследован механизм роста и показано что он соответствует механизму пар-жидкост-кристалл (ПЖК) [7]. В данной работе исследовались колончатые структуры, выращенные с низкотемпературным буфером и без него. Все колонны были гексагональной фазы и одинаково ориентированы с осью с перпендикулярной подложке. Основными типами дефектов в таких структурах по данным ПЭМ были проникающие дислокации, собственные дефекты и инверсные домены. Плотность винтовых, краевых и смешанного типа дислокаций составляла  $\sim 6 \cdot 10^9$  см<sup>-2</sup> в образцах с буфером при общей плотности дислокаций  $\sim 2 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup>. Минимальные латеральные размеры колонн были ~20 нм на буфере и ~50 нм – без буфера по ПЭМ фотографиям, причем колонны размерами меньшими 50 нм были свободны от дислокаций. Новые особенности в раман-спектрах соответствовали пространственному ограничению LO-оптических фононов в кристаллах ограниченных размеров и подтверждали отсутствие напряжений в таких кристаллах. ТРД показывала гауссову форму кривых качания и давала полуширину в  $\theta - 2\theta$  режиме ~33 арк сек вместо 70 арк сек для плоских слоев, выращенных в сходных условиях. Поскольку рост проводился в Ga-обогащенных условиях, наиболее вероятным механизмом роста в данном случае, как и в наших предыдущих исследованиях [7], представляется ПЖК

механизм. Общая совокупность данных подтверждает улучшенное кристаллическое качество наноклончатых структур по сравнению с плоскими слоями GaN, выращенных в сходных условиях МПЭ с радиочастотным возбуждением азотной плазмы.

Дальнейшие исследования требуются для более детального понимания механизма роста колончатых наноструктур, роли низкотемпературного буфера для улучшения кристаллического качества нитридов, которая до сих пор проблематична [8], и для контролируемого получения бездислокационных нитевидных кристаллов, со средним диаметром менее критического (~50нм), определенного в данной работе, и их использования в приборных структурах.

Работа проводилась в рамках проектов РФФИ N<sup>0</sup> 99-02-17103, 99-02-18300, 00-02-17022 и Программ Министерства Науки “ Физика твердотельных наноструктур “.

1. S. Strite, H. Morkoc. *J. Vac. Sci. Technol.* **B 10**, 1237 (1992).
2. Y. Arakawa, H. Sakai. *Appl. Phys. Latt.* **40**, 939 (1982).
3. R. Notzel, J. Temmyo, T. Tamamura. *Nature* **369**, 131 (1994).
4. M. Yoshizawa, A. Kikuchi, M. Mori, N. Fujita, K. Kishino. *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, L459 (1997).
5. M. Hildebrand, M. Kuperman, H. Wio, A.S. Mikhailov, and G. Ertl: *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1475 (1999).
6. G. Pozina, J.P. Bergman, B. Monemar, V.V. Mamutin, V.A. Vekshin, T.V. Shubina, A.A. Toropov, S.V. Ivanov: *Phys. Stat. Sol.(b)* **216**, 445 (1999).
7. V.V. Mamutin: *Techn. Phys. Lett.* **25**, 741 (1999).
8. S.-H. Cho, X.-Q. Shen, and H. Okumura. *Phys. Stat. Sol(a)* **217**, (2000), to be published.



## **ОСАЖДЕНИЕ ПЛЕНОК c-BN МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ.**

***М. Б. Гусева, В. С. Гудень, В. Г. Бабаев, В. В. Хвостов, Е. Н. Шулешов.***

*Московский Государственный Университет им. М. В. Ломоносова.*

*Физический факультет.*

### **1. Введение.**

Преыдушие попытки получения пленок c-BN методом лазерной абляции из массивной мишени кубического и гексагонального нитрида бора в результате обнаруживали двух компонентные пленки кубического и гексагонального нитрида бора. Такая проблема остро стоит и для получения пленок нитрида алюминия. Подобный результат характеризует получение и алмазных пленок лазерной абляцией. Ранее нами были произведены успешные эксперименты по напылению нано кристаллических алмазных пленок при помощи лазерной абляции из алмазных частиц размером 2 нм. В данном случае мы попытались использовать высоко дисперсную мишень для получения пленки c-BN, используя технологию лазерной абляции. Эта технология в дальнейшем может быть расширена для получения пленок нитрида алюминия.

### **2. Экспериментальные детали.**

Вакуумная камера была откачена до давления  $10^{-7}$  Торр. Лазерный луч был сфокусирован на поверхности мишени, приготовленной из c-BN. Конденсация производилась на поверхность кристалла Si и NaCl. Для экспериментов по лазерной абляции c-BN использовалась высоко дисперсная мишень VN. Для контроля за структурой пленок VN использовались КР и Оже спектроскопические методы, а также производились исследования на ПРЭМ. Для осаждения пленки использовался рубиновый лазер со следующими параметрами:  $\lambda=694\text{нм}$ ,  $\tau=1\text{мс}$ . Количество лазерных импульсов было равно 10 и толщина пленки была 50 нм. КР спектр снимался при использовании аргонового лазера на длине волны 484,8 нм. Оже спектр был записан в дифференциальном режиме при помощи электронного спектрометра в ультравысоком вакууме.

### **3. Результаты.**

3.1 Исследования пленок VN в ПРЭМ осажденных методом лазерной абляции из высоко дисперсных порошков c-BN.

В Таблице 1 приведены значения межплоскостных расстояний полученных экспериментально  $d_{\text{эксп}}$  и теоретических значений  $d_{\text{теор}}$  для c-BN. Сравнение этих значений показывает, что дифракционная картина пленки хорошо соответствует структуре c-BN. Все внутренние межплоскостные расстояния хорошо соответствуют кубическому VN. Размер кристаллитов определенный из данных электронной дифракции составил максимально 2нм, хотя максимальный размер кристаллов c-BN в мишени составлял около 1 микрометра.

Таблица 1			Таблица 2	
$d_{\text{эксп}}, \text{ \AA}$	hkl	$D_{\text{теор}}, \text{ \AA}$	Вещество	Содержание, %
2,087	111	2,0872	B	36.8
1,808	200	1,8081	N	37.2
1,279	220	1,2786	C	16.3
1,091	311	1,0900	O	9.7
0,938	400	0,9390		
0,829	331	0,8296		

Максимальный размер кристаллита c-BN в прекурсор определены методом электронной дифракции составлял 8нм. Эта же величина для c-BN пленки была 2нм. Это происходит из-за того, что под нагревом лазерным лучом имеет место испарение частиц c-BN из поверхностных слоев, что и приводит в результате к постепенному уменьшению размера кристаллита c-BN. Подобное явление наблюдалось при лазерном испарении ультра дисперсного алмаза.

### 3.2 Исследование пленок c-BN методом Оже спектроскопии.

Соответствующие химические соотношения, полученные из результатов Оже спектроскопии, приведены в Таблице 2. В осажденной пленке c-BN кроме B и N дополнительно присутствуют углерод и кислород в виде примеси, которые примешиваются в процессе роста пленки (C) и в результате взаимодействия с окружающей средой (O). Сравнение компонент бора и азота говорят о том, что мы имеем дело с c-BN.

### 3.3 Исследование пленок c-BN методом КР спектроскопии.

КР спектр пленки имеет два ярко выраженных максимума при  $S_1=1200\text{cm}^{-1}$  и  $S_2=1430\text{cm}^{-1}$ , которые сдвинуты в область более высоких значений для c-BN прекурсора. Интересно отметить постоянный сдвиг в КР спектрах для ультра дисперсных частиц c-BN в область высоких частот.

## 4. Заключение.

При помощи лазерной абляции высоко дисперсного прекурсора c-BN получены пленки c-BN с очень маленькими размерами кристаллитов порядка 2 нм. Химический состав пленки был определен при помощи Оже спектроскопии. Сдвиг в КР спектре для маленьких частиц c-BN был обнаружен экспериментально.



## **HVPE GROWTH AND CHARACTERISATION OF GaN FILMS ON SAPPHIRE WITH DIFFERENT BUFFERS**

***T. Paskova\* and B. Monemar***

*Department of Physics and Measurement Technology, Linköping University, S-581 83 Linköping, SWEDEN, \*e-mail: [tanya@ifm.liu.se](mailto:tanya@ifm.liu.se) (Tanya Paskova)*

Based on recently reported higher quality of the GaN films, together with its high growth rate and low cost, HVPE becomes a very promising growth technique for GaN layers, with applications in two directions: (i) thick layers serving as a quasi-bulk material for consequently grown device structures by other techniques; and (ii) relatively thin layers for some device structures. In order to obtain better material quality, the large lattice mismatch between GaN and the most commonly used sapphire substrates requires the development of multistep pre-growth processes involving either sapphire pretreatments or using buffer layers. The low temperature (LT) AlN and GaN buffer layers have been established to provide a good nucleation surface and thus solved many problems in heteroepitaxial MOCVD growth on sapphire. However the same approach was not successful in HVPE growth. It is also known that the LT buffers are composed of very fine crystallites, and atom rearrangements occur during heating when the structure is changed from particle-like to grain structure with a single preferred orientation. That is why we expected that thin buffer layers grown at higher temperature with single crystalline character could be a good alternative for buffer layers in HVPE growth.

Two main types of buffers have been explored: AlN layers low energy ion-assisted reactively sputtered in a UHV sputtering system using pure N<sub>2</sub> as the working gas at a substrate temperature of ~1000 °C, and GaN buffers, undoped and Si-doped grown by MOCVD at about 1170 °C. The AlN buffer layer thickness was varied between 500 and 1000 Å while the thickness of the GaN templates was kept at about 2.5 µm. The main HVPE-GaN layers with a thickness in the range of 10-150 µm were grown in a conventional HVPE system at a growth temperature of 1090 °C. Layers were also grown directly on sapphire using a nitridation pretreatment of the substrate in 20% NH<sub>3</sub> for 15 minutes.

HRXRD was used to characterise the structural properties of the layers.  $\theta$ - $2\theta$  and  $\varphi$  scans indicate that buffer layers and thick GaN layers have single crystalline orientation and good symmetry. From  $2\theta$ - $\omega$  and  $\omega$  measurements, it is clear that the full width at half maximum (FWHM) values for all samples are in the ranges 30-40 arcsec and 5-10 arcmin respectively, indicating their good crystal quality. HRXRD data analysis of both symmetric and asymmetric reflections helps understanding the specific defect distribution in thick GaN layers using different buffers.

A CL study of cross-sections of the films reveals three different zones of thick GaN layers grown directly on sapphire: a high defect density nonradiative nucleation layer with thickness of about 1 µm or less; a columnar bright emission region; and the good quality main part of the layer. The spatially resolved CL spectra taken from the bright columnar region show a broad band typical of highly doped material. In the GaN layers grown without buffers, the thickness of the defective columnar region varies from 5 to 20 µm depending on growth conditions and some of the columns protrude up to the film surface. Using buffer layers, the columnar region can be completely removed (Fig.1). The type of buffer was found to have a strong influence on the dislocation arrangements in the thick GaN layers which lead to different surface morphologies: low-angle grain boundaries formed by pure edge dislocations or smooth surface intersected by randomly distributed dislocations.

The influence of buffers on the strain distribution in HVPE layers has been examined by PL and micro-Raman scattering. The DBE position with respect to the energetic position of strain-free homoepitaxially grown GaN layers allows the determination of the most relaxed thick films grown on AlN buffers. Although Si doping was found to have a strong relaxation effect on the MOCVD layers our results show that the effect was not preserved in the overgrown layer, and the more relaxed HVPE layer is the GaN grown on the undoped template.

CL imaging together with AFM were used to investigate the morphology of the layers. The surface of GaN layers grown on sapphire with buffers exhibit a significant smoother morphology. In the CL images, two types of defects are observed: large hexagonal pits and small nanoscale pits. Large hexagonal pits are due to some columns protruding through the entire film, while the small pits are associated with the intersection of threading dislocations. Using spatially resolved CL spectroscopy, we found that large hexagonal pits and the bright interface columnar region in the layers without a buffer are responsible for the high residual free-carrier concentration, typically higher than  $(3-4) \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . The removal of the columnar structure in the layers grown on HT buffers results in a reduction of about two orders of magnitude of the free carrier concentration and an increase of the mobility determined by Hall effect measurements. However, due to the different arrangements of the threading dislocations caused by different buffer, specific in-plane carrier concentration inhomogeneities were observed around the grain boundaries.

It was shown that the high temperature buffers can be successfully used in the HVPE growth. Significant defect and stress reduction leads to improved structure and properties of the material.

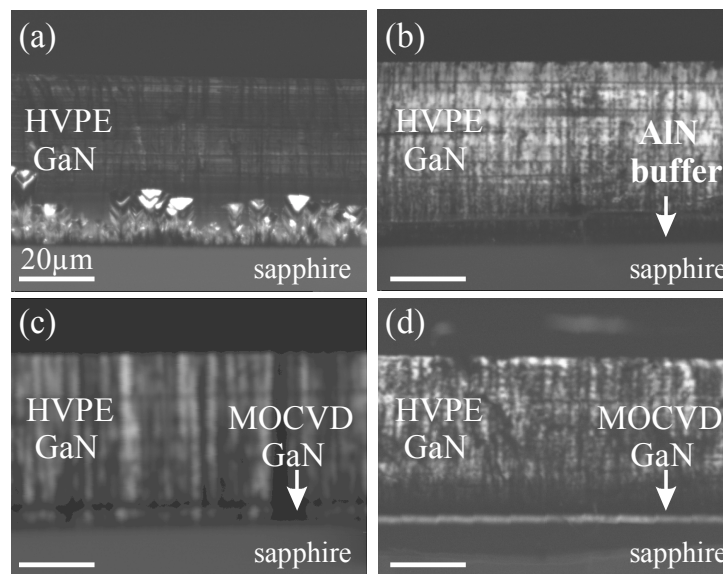


Fig. 1. Panchromatic CL images of cross-sections of GaN layers grown at the same growth conditions on: (a) nitrided sapphire; (b) HT AlN buffer; (c) MOVPE-GaN template; (d) MOVPE-GaN:Si template.

## ЛЕГИРОВАНИЕ СЛОЕВ НИТРИДА ГАЛЛИЯ ИЗ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА КРЕМНИЯ В ХЛОРИДНО-ГИДРИДНОЙ СИСТЕМЕ

***А.В. Фомин<sup>1,2</sup>, А.Е. Черенков<sup>1,2</sup>, А.И. Печников<sup>1,2</sup>, Д.В. Цветков<sup>1,2</sup>,  
А.Е. Николаев<sup>1,2</sup>, И.Р. Никитина<sup>1,2</sup>, Н.И. Кузнецов<sup>1,2</sup>, А.С. Зубрилов<sup>1,2</sup>,  
В.А. Дмитриев<sup>1,3</sup>,***

*<sup>1</sup>ФТИ им.Иоффе РАН, 194021, С-Петербург, Политехническая ул. д.*

*<sup>2</sup>Центр по исследованию роста кристаллов, 193036, С-Петербург, Лиговский пр.12-Н,29*

*<sup>3</sup>TDI,Ink.,8660Dakota Dr., Gaithersburg, MD, 20887 USA.*

Нитриды GaN и AlN, и их твёрдые растворы  $Al_xGa_{1-x}N$ , являются перспективными материалами для создания синих и зелёных светодиодов и инжекционных лазеров. Метод хлорид-гидридной эпитаксии (HVPE) может применяться как для эпитаксиального [1,2], так и для объёмного роста кристаллов, благодаря высоким достигаемым скоростям роста [3]. Рост слоев GaN n-типа с высокой концентрацией носителей является важной технологической задачей, поскольку такие слои входят в состав структур для электронных и оптоэлектронных приборов. Обычно, фоновая концентрация носителей в нелегированных слоях GaN составляет  $\sim 1e16 - 1e17 \text{ cm}^{-3}$ . Поэтому, необходимо легировать их донорными примесями. Наиболее распространенным донором для GaN является кремний. Ранее, в рамках метода хлорид-гидридной эпитаксии проводилось легирование GaN кремнием с использованием  $SiH_4$  в качестве источника Si [4].

Целью данной работы являлось проведение легирования эпитаксиальных слоев GaN с использованием в качестве источника донорной примеси элементарного кремния, изучение условий роста и исследование структурных и оптических свойств полученных структур.

Легированные кремнием слои GaN выращивались методом HVPE непосредственно на (0001)Si грани 6H-SiC, без предварительного осаждения буферного слоя. Температура роста поддерживалась постоянной в диапазоне 1000-1050°C. Подробное описание процедуры эпитаксиального роста было опубликовано ранее [2]. Кремний помещался в отдельный канал, где, реагируя с газообразным HCl, образовывал летучие хлориды  $SiCl_x$  ( $x=1-4$ ), которые подвались в зону роста потоком Ar.

Все образцы имели зеркальную поверхность. Дефекты поверхности, которые могли бы быть обусловлены легированием, не наблюдались.

В соответствии с данными вольт-фарадных характеристик, в результате выращивания были получены легированные слои GaN с концентрацией носителей в диапазоне от  $5e16 \text{ cm}^{-3}$  до  $8e18 \text{ cm}^{-3}$  в зависимости от температуры источника кремния.

Величина полуширины кривой качания, измеренная методом рентгеновской дифракции в режиме  $\omega$  сканировании, составляла 144 arcsec для эпитаксиальных слоев с  $Nd-Na = 5e16 \text{ cm}^{-3}$  и 116 arcsec для  $Nd-Na = 8e18 \text{ cm}^{-3}$  (Рис 2), что свидетельствует о сохранении их высокого кристаллического совершенства даже при значительном увеличении концентрации примесных атомов.

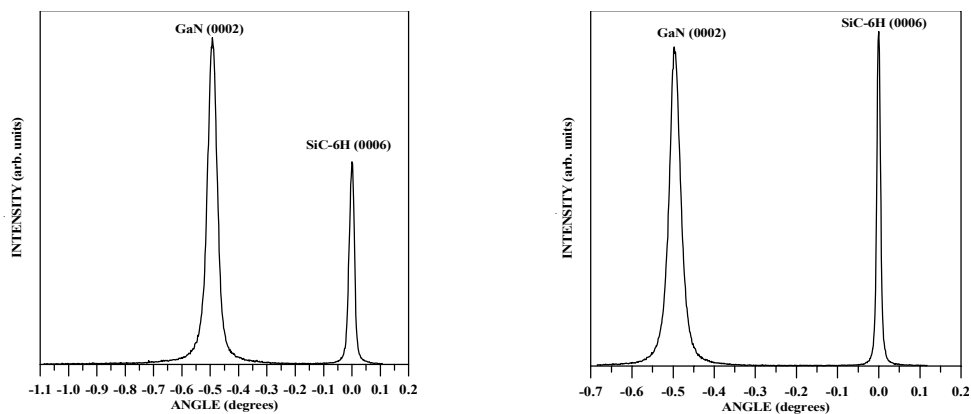


Рис 2. RC( $\omega$ ) GaN<Si>/SiC FWHM=144 arcsec  
Nd-Na=5e16 cm<sup>-3</sup>

RC( $\omega$ ) GaN<Si>/SiC. FWHM=116 arcsec.  
Nd-Na=8e18 cm<sup>-3</sup>

1. Yu.V. Melnik, A.E. Nikolaev, S.I. Stepanov, A.S. Zubrilov, I.P. Nikitina, K.V. Vassilevski, D.V. Tsvetkov, A.I. Babanin, Yu.G. Musikhin, V.V. Tretyakov, and V.A.Dmitriev, Mat. Res. Soc. Symp. Proc.,482, 245-249 (1998).
2. A.E. Nikolaev, Yu.V. Melnik, N.I. Kyznetsov, A. Strelchuk, A. Kovarsky, K.V. Vassilevski, and V.A.Dmitriev, Mat. Res. Soc.Symp. Proc.,482, 251-256 (1998).
3. Yu.V. Melnik, K.V. Vassilevski, I.P. Nikitina, A.I. Babanin, V.Yu. Davidov and V.A.Dmitriev, MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. 2, 39 (1997).
4. R.P. Vaudo, V.M. Phanse, J. Jayapalan, D. Wang and B.J. Skromme., Book of Abstracts MRS 97 Fall Meeting (Boston, USA), D16.3

## РОЛЬ ПОВЕРХНОСТНОЙ КИНЕТИКИ В РОСТЕ НИТРИДОВ III ГРУППЫ

***С.Ю. Карпов***\*, ***Р.А. Талалаев***

*Софт-Импакт, П/я 33, пр.Энгельса, д.27, 194156 С.-Петербург, Россия;*

*\* e-mail: [karpov@softimpact.fi.ru](mailto:karpov@softimpact.fi.ru)*

***Ю.Н. Макаров***

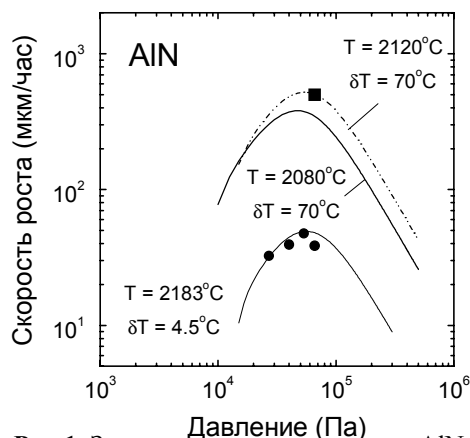
*Fluid Mechanics Department, University of Erlangen-Nuernberg, Cauerstraße 4, D-91058 Erlangen, Germany*

Термодинамические оценки показывают, что большинство нитридов должны быть термически нестабильными, распадаясь на газообразный  $N_2$  и жидкий элемент III группы уже при температуре  $T < 300^\circ C$ , что противоречит экспериментам. Исследования последних лет показали, что эти, а также ряд других необычных свойств нитридов III группы обусловлены специфической кинетикой процессов, протекающих на поверхности этих полупроводников. Фактически, в лице нитридов мы имеем дело с метастабильными кристаллами, подобными алмазу, который также метастабилен при атмосферном давлении.

Наиболее существенной для нитридов является кинетика адсорбции и десорбции молекулярного азота, для которого имеется большой кинетический барьер, связанный с "разрыхлением" валентной связи в молекуле  $N_2$  при ее приближении к поверхности. Это приводит к экстремально низким коэффициентам испарения и конденсации азота ( $\sim 10^{-14}$  для поверхности GaN при  $750^\circ C$ ), делая его "инертным" для роста большинства нитридов. Только при выращивании объемных кристаллов AlN, происходящем при температурах  $2000-2500^\circ C$ , молекулярный азот становится активным; однако и в этом случае кинетика адсорбции лимитирует скорость роста кристалла при низких давлениях (Рис.1).

Из-за "инертности"  $N_2$  много усилий было направлено на поиск других реагентов, содержащих азот, способных обеспечить рост нитридов в интервале температур  $600-1300^\circ C$ . В результате, лучшие результаты были получены с плазма-активированным азотом (молекулярно-пучковая эпитаксия – МВЕ) и  $NH_3$  (МВЕ и эпитаксия из металл-органических соединений – MOVPE). В первом случае образующийся в плазме атомарный азот не имеет кинетических ограничений для встраивания в твердую фазу. Однако зеркальная морфология поверхности может быть получена только в металл-обогащенных условиях. Аммиак открывает более широкие возможности для выращивания нитридов, хотя он и проявляет сложную поверхностную кинетику. В частности, был установлен эффект блокировки адатомами Ga узлов адсорбции  $NH_3$  на поверхности GaN, приводящий к полному подавлению роста при покрытии Ga, приближающимся к единице.

Десорбция  $NH_3$  формирует дополнительный к десорбции  $N_2$  канал ухода азота с поверхности нитридов, который становится эффективным в атмосфере водорода.

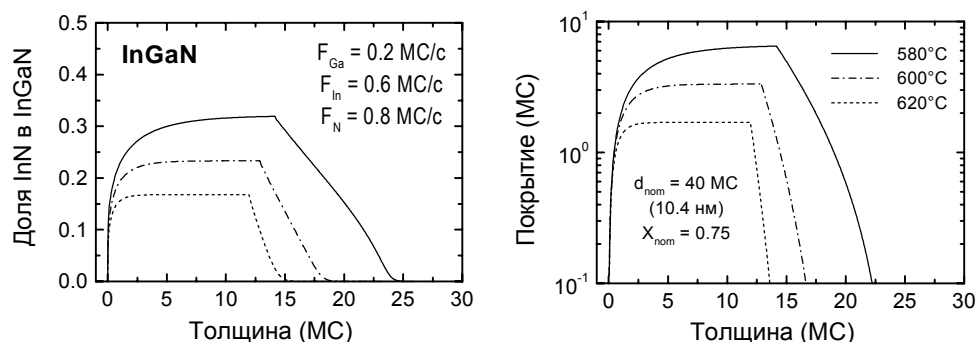


**Рис.1.** Зависимость скорости роста AlN от давления при разных температурах.

Поэтому наличие  $H_2$  не только меняет скорость роста или испарения материала, но и способствует более раннему термическому разложению нитридов с образованием жидкого элемента III группы. В частности, расчеты показывают, что GaN становится термически нестабильным в атмосфере  $H_2$  при давлении, большем 40-60 мбар, в то время как в атмосфере азота (или инертного газа) при любом давлении имеется критическая температура, ниже которой капли Ga на поверхности не образуются. В данной работе сравниваются диаграммы стабильности GaN, InN и AlN в условиях MOVPE и термического отжига в атмосферах  $H_2$  и  $N_2$ .

Образование капель жидкого металла является нежелательным фактором, влияющим на эффективность встраивания In в твердые растворы InGaN. Как оказалось, диаграмма термической стабильности InGaN в значительной степени зависит от упругих напряжений в слое, связанных с различием постоянных решетки между ним и подложкой. Этот эффект, а также влияние поверхностной кинетики на вхождение In обсуждается в данной работе на примере MBE InGaN из активированного азота.

Совершенно иной механизм кинетических ограничений скорости роста реализуется в хлоридной эпитаксии нитридов. Здесь основную роль играет покрытие поверхности атомами хлора, блокирующими узлы адсорбции для галогенидов металлов III группы. С другой стороны, эти металлы десорбируют также в форме галогенидов, а не атомов Ga, In и Al, как это происходит в MOVPE и MBE при высоких температурах. Это приводит к тому, что температурная зависимость скорости роста часто имеет вид узкого пика, затрудняющего оптимизацию процесса роста.



**Рис.2.** Профиль состава и поверхностная концентрация In в процессе роста 40ML-InGaN/GaN.

Важным нестационарным кинетическим процессом является сегрегация атомов III группы на поверхности нитридов. Она проявляется (а) в задержке встраивания легко летучей компоненты в кристалл, приводящей к модификации профиля состава, и (б) в накоплении этой компоненты в адсорбционном слое. Анализ сегрегации In на поверхности растущего InGaN в процессе MBE показал, что в используемом на практике диапазоне температур длина сегрегации, определяющая степень размытия интерфейса, сравнительно мала. Однако при этом значительное количество In накапливается в адсорбционном слое. Если In, как и Ga, блокирует узлы адсорбции для  $NH_3$ , то его накопление на поверхности может привести к заметному уменьшению эффективности встраивания в твердую фазу, и к образованию капель In. Как оказалось, упругие напряжения в эпитаксиальном слое значительно влияют на поверхностную сегрегацию, интенсифицируя ее, с одной стороны, и подавляя спинодальный распад InGaN с другой. Присутствие  $H_2$  в газовой фазе также усиливает эффекты сегрегации.



## ПРИМЕНЕНИЕ *in-situ* ЛАЗЕРНОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ГФЭ МОС РОСТА Ш-Н СТРУКТУР

*В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, Д.А. Бедарев\*, А.И. Бесюлькин, И.Л. Крестников, А.С. Усиков.*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН  
194021 С.-Петербург ул. Политехническая 26  
\* e-mail: [Bedarev@beam.ioffe.rssi.ru](mailto:Bedarev@beam.ioffe.rssi.ru)

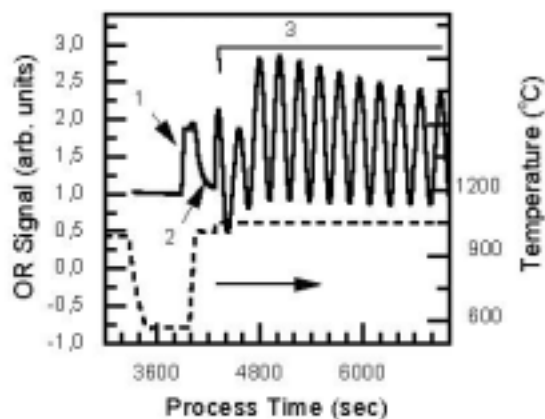
Проведено исследование соответствия изменения оптического отражения различным ростовым параметрам при эпитаксии слоев GaN на сапфире. Особое внимание уделено низкотемпературному осаждению зародышевого слоя с последующим отжигом при высокой температуре. Исследовалось влияние времени и температуры осаждения и отжига зародышевого слоя на изменения морфологии поверхности и скорости осаждения эпитаксиальных слоев.

Исследуемые структуры получены на сапфировых подложках (0001) в установке ГФЭ МОС с кварцевым горизонтальным реактором и индуктивным нагревом графитового подложкодержателя, покрытого AlN [1]. Конструкция реактора позволила использовать систему лазерной рефлектометрии с лучем падающим под углом, близким к нормали.

На рефлектограммах (рис.1), полученных в ходе экспериментов наблюдались следующие основные особенности:

- Наличие инкубационного периода во время осаждения низкотемпературного зародышевого слоя;
- падение интенсивности отраженного сигнала во время отжига зародышевого слоя, что может быть объяснено частичным испарением и трансформацией гладкой поверхности зародышевого слоя в плотный массив нанокристаллов – центров начала эпитаксиального роста;
- быстрый рост интенсивности отраженного сигнала в первые несколько секунд высокотемпературного роста. Данная особенность упоминается в литературе под названием “галлиевый шум” [2]. Наши исследования показывают, что этот выброс сильно влияет на параметры роста и является показателем совокупности процессов в начале эпитаксиального роста.

При изменении температуры осаждения зародышевого слоя на рефлектограммах отчетливо видны изменения времени инкубационного периода и скорости осаждения, что хорошо согласуется с опубликованными ранее результатами [3]. Повышение температуры осаждения зародышевого слоя приводило к увеличению скорости роста высокотемпературного GaN, что может быть объяснено увеличением числа зародышевых островков при осаждении зародышевого слоя и увеличением числа центров роста во время высокотемпературного отжига. Так же наблюдалось



**Рис.1.** Рефлектограмма ростового процесса. 1 – осаждение зародышевого слоя, 2 – отжиг зародышевого слоя, 3 – высокотемпературный рост.



значительное уменьшение амплитуды «галлиевого шума» при увеличении времени осаждения зародышевого слоя.

Повышение температуры отжига зародышевого слоя приводило к более быстрому падению интенсивности отраженного сигнала и к уменьшению скорости высокотемпературного роста. Изменение длительности отжига при разных температурах и одинаковом уровне падения отражения не оказывало существенного влияния на рефлектограммы, из чего следует, что принципиальным параметром является уровень спада интенсивности сигнала, а не его протяженность или крутизна.

Установлено, что снижение потока триметилгаллия при высокотемпературном эпитаксиальном росте приводит к сильному падению отражения в начале эпитаксиального роста, что свидетельствует об увеличении времени выглаживания поверхности эпитаксиального слоя и подтверждается полученными нами ранее результатами [3].

Повышение давления в реакторе с 200 mBar до 400 mBar, как и уменьшение потока аммиака с 2,5 л/мин до 1,5 л/мин в первые 15 минут высокотемпературного роста вызывало увеличение времени выглаживания поверхности эпитаксиального слоя с 10-20 секунд до 75-85 минут и уменьшение скорости роста в 2 раза, что указывает на очень низкую плотность центров роста после выглаживания поверхности.

Использование лазерной рефлектометрии позволило так же оптимизировать параметры роста для получения GaAs/GaN сверхрешеток с хорошей морфологией, основной проблемой получения которых является быстрая конвертация GaAs в GaN при высокой температуре в присутствии аммиака [4]. Рост GaAsN (в результате неполной конверсии в GaN) и рост GaN при формировании структуры сильно меняли отражение, что было хорошо видно на рефлектограммах.

Таким образом, при помощи *in-situ* лазерной рефлектометрии были исследованы изменения ростовой моды GaN на сапфире методом ГФЭ МОС. Наблюдалась сильная зависимость параметров роста GaN от уровня падения отражения во время отжига зародышевого слоя, потоков ТМГ и аммиака и давления в реакторе в начале высокотемпературного роста GaN. Наблюдалось, что скорость роста GaN при тех же ростовых условиях определяется наличием дефектов эпитаксиального слоя GaN, образование которых зависит от условий роста нижележащего слоя.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, программы министерства науки, NATO SfP, NanOp.

1. A.V.Sakharov, W.V.Lundin, I.L. Krestnikov, V.A.Semenov, A.S.Usikov et.al, Phys. Stat. Sol. (b) **216**, 435 (1999).
2. M.Lunenberger, H. Protzvann, M. Heuken, H.Jurgenson, Phys. Stat. Sol. (a) **176**, 727 (1999).
3. W.V.Lundin, B.V.Pushnyi, A.S.Usikov, M.E.Gaevski, M.V.Baidakova, A.V.Sakharov, Proc. of 23rd International Symposium on Compound Semiconductors 23-27 September 1996, St.-Petersburg, Russia p. 319
4. A.F. Tsatsul'nikov, I.L. Krestnikov, W.V. Lundin, A.V. Sakharov, A.P. Kartashova, A.S. Usikov, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, A. Strittmatter, A. Hoffmann, D. Bimberg, I.P. Soshnikov, D.Litvinov, A.Rosenauer, D.Gerthsen, Sem. Sci. Techn. (2000) (to be published)

## **ВЛИЯНИЕ ПРЕРЫВАНИЯ РОСТА И СОСТАВА ГАЗОВОЙ СРЕДЫ НА ОПТИЧЕСКИЕ И СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА InGaN/(Al)GaN МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР**

***Е.Е. Заварин*<sup>\*</sup>, *А.В. Сахаров, В.В. Лундин, Д.А. Бедарев, А.Ф. Цацульников, А.С. Усигов, Н.Н. Леденцов, Ж.И. Алферов.***

*Физико-Технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, Санкт-Петербург, 194021 Политехническая ул. д.26. \* e-mail: [zavarin.vpegroup@pop.ioffe.rssi.ru](mailto:zavarin.vpegroup@pop.ioffe.rssi.ru)*

Многослойные InGaN/(Al)GaN структуры используются для получения светодиодов и лазеров в ультрафиолетовой, синей и голубой областях спектра [1,2]. Хорошо известно, что условия роста, такие как ростовая температура, давление в реакторе, состав несущего газа,  $[In]/([In]+[Ga])$  отношение в газовой фазе, значительно влияют на состав по In и его флуктуации в слое InGaN.

В работе было изучено влияние прерываний роста (ПР) и подмешивания малого количества  $H_2$  в несущий газ Ar на оптические и структурные свойства InGaN/(Al)GaN структур.

Образцы были выращены эпитаксией из металлоорганических соединений (MOCVD) в установке пониженного давления на сапфире (0001). В качестве источников использовались аммиак, триметилгаллий, триметилалюминий, триметилиндий. Очищенный  $H_2$  и/или Ar [3] использовались как несущий газ. Стандартная структура состоит из активной области – 5 пар слоев InGaN 3нм/GaN 7нм, находившейся между нижним буферным слоем GaN толщиной 2.5мкм и верхним слоем AlGaN толщиной 100нм. Потоки  $NH_3$  и  $H_2$  во время роста (Al)GaN слоев были 2.5 и 5 л/мин соответственно. При росте InGaN активной области использовались потоки Ar и  $NH_3$  5 л/мин и 4.5 л/мин соответственно. Рост решетки InGaN/GaN проводился с использованием термоциклирования и дополнительной коммутацией потока триметилиндия [4].

Для исследования влияния прерываний роста были выращены пять структур:

- А826 выращена без остановок роста, с использованием Ar как несущего газа (стандартные условия роста).
- А827 с добавлением  $50\text{см}^3/\text{мин}$   $H_2$  в газовый поток во время роста слоя InGaN.
- А828 выращена с использованием Ar как несущего газа, но с 10с ПР после каждого слоя InGaN. Во время ПР добавлялось  $50\text{ см}^3/\text{мин}$   $H_2$  в общий газовый поток в реакторе.
- А829 выращена так же как А828, но ПР длились 20с.
- А830 выращена так же как А829, но во время ПР водород не добавлялся в общий газовый поток в реакторе.

Изучение фотолюминесценции было проведено в температурном диапазоне 14-300К с использованием непрерывного He-Cd или импульсного азотного лазеров.

На рис.1 представлены спектры фотолюминесценции (ФЛ) при средней плотности накачки для различных образцов InGaN/(Al)GaN. Хорошо видно, что добавление  $H_2$  во время роста InGaN улучшает оптические свойства и сильно уменьшает встраивание In, результатом чего является коротковолновый сдвиг более чем в 100 мЭВ линии ФЛ. ПР в 20 секунд в водородосодержащей атмосфере значительно улучшает оптическое качество структуры и сдвигает линию ФЛ в сторону более высоких энергий только на 40мЭВ. Для того чтобы разделить влияния термического отжига и присутствия  $H_2$  во время него, были выращены структуры, в которых не подавался  $H_2$  во время ПР. Для этих структур так же

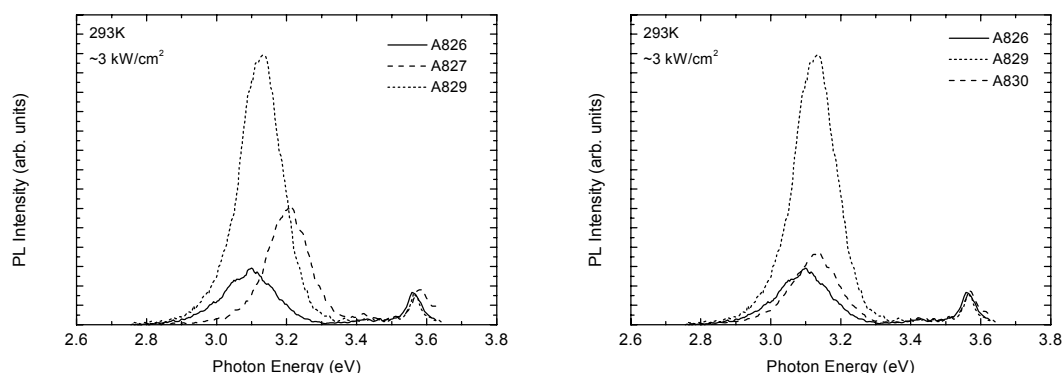


Рис.1 Спектры фотолюминесценции для InGaN/(Al)GaN структур выращенных в разных условиях.

наблюдался небольшой коротковолновый сдвиг линии ФЛ, но без увеличения эффективности ФЛ.

Таким образом, сравнивая образцы А826, А829, А830 увеличение интенсивности ФЛ можно приписать присутствию водорода во время кратковременного отжига слоя InGaN.

В таблице 1 представлены данные для всех пяти InGaN/(Al)GaN структур. Значительный “голубой сдвиг” для образца выращенного в водородосодержащей среде можно отнести к меньшему встраиванию In, что совпадает с теоретическими расчетами для роста InGaN [5], и может быть объяснен в терминах плохой температурной стабильности InGaN в водородосодержащей среде.

Таблица 1

	Условия роста	Пик ФЛ (эВ)	Ширина линии ФЛ (мэВ)	Интенс. ФЛ (отн. ед.)
A826	Стандартные	3.10	154	14600
A827	H <sub>2</sub> добавлен в процессе роста InGaN	3.21	136	31000
A828	10 сек ПР с H <sub>2</sub>	3.14	185	27000
A829	20 сек ПР с H <sub>2</sub>	3.13	134	72000
A830	20 сек ПР без H <sub>2</sub>	3.14	153	19000

Исследования с использованием сканирующего электронного микроскопа показали, что образцы А829 и А828 имели гладкую поверхность верхнего AlGaN слоя, в то время как образцы А826 и А830 имели поверхностные дефекты. Значительное увеличение эффективности ФЛ и улучшение качества поверхности структур выращенных с ПР в водородосодержащей атмосфере можно связать с травлением дислоцированных областей InGaN слоя во время ПР. Схожие результаты были недавно опубликованы для структур InGaAs/AlGaAs квантовых точек выращенных методом МOCVD [6].

Использование специфических условий роста, включая ПР с добавлением водорода позволило увеличить эффективность GaN/InGaN/AlGaN светодиодов в пять раз и достичь эффективности в 2-3% измеренной на процессированной эпитаксиальной пластине.

Таким образом, было показано, что эффективность фотолюминесценции InGaN/GaN структур может быть значительно увеличена с использованием прерываний роста в Ar как несущем газе с добавлением H<sub>2</sub>.

Эта работа поддержана NATO Sfp 972614 grant, NanOp program, Ministry of Science Project No 99-117 and RFBR.

1. S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, Y. Sugimoto, and H. Kiyoku 69, 4056 (1996)
2. S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Matsushita, and T. Mukai: Appl. Phys. Lett., 76, 22 (2000)
3. A.V. Sakharov, W.V. Lundin, I.L. Krestnikov, V.A. Semenov, A.S. Usikov, A.F. Tsatsul'nikov, M.V. Baidakova, Yu.G. Musikhin, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, A. Hoffmann and D. Bimberg: Phys. Stat. Sol.(b), 216 435 (1999).
4. A.V. Sakharov, W.V. Lundin, I.L. Krestnikov, V.A. Semenov, A.S. Usikov, A.F. Tsatsulnikov, Yu.G. Musikhin, M.V. Baidakova, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, J. Holst, A. Hoffmann, D. Bimberg, I.P. Soshnikov and D. Gerthsen: Phys. Stat. Sol. (b) 216, 435 (1999).
5. A. Koukitu, N. Takahashi, T. Taki, H. Seki: Jpn.J.Appl.Phys. 35, L673, N.6A (1996)
6. N.N. Ledentsov, M.V. Maximov, D. Bimberg, T. Maka, C.M. Sotomayor-Torres, I.V. Kochnev, I.L. Krestnikov, V.M. Lantratov, N.A. Cherkashin, Yu.M. Musikhin, and Zh.I. Alferov: Semicond.Sci.Technol. 15 604 (2000)

## **ПОЛУЧЕНИЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ**

***Е.Н. Вигдорович, Ю.Н. Свешников***  
*ЗАО "Элма – Малахит", Москва*

Проведен комплекс теоретических и экспериментальных работ по исследованию различных проблем, связанных с получением структур твердых растворов на основе нитрида галлия. Определены области метастабильности и нестабильности в твердых растворах  $Ga_{1-x}In_xN$ ,  $Ga_{1-x}Al_xN$ ,  $In_{1-x}Al_xN$  и  $Ga_{1-x-y}Al_xIn_yN$ . Показано, что в исследованных системах наблюдаются довольно широкие области нестабильности и это необходимо учитывать в реальных технологических процессах. Изучено влияние технологических параметров газофазной эпитаксии на состав получаемых твердых растворов. Если при получении структур  $Ga_{1-x}Al_xN$  не возникает проблем получения любого заданного состава в широком диапазоне температур, то управляемость составом  $Ga_{1-x}In_xN$  возможна только при низких температурах (ниже  $600^{\circ}C$ ). Обсуждается механизм т.н. "инкубационного периода" в начальный момент гетероэпитаксии. Рассмотрены причины возникновения и рассчитаны значения упругих напряжений в гетероструктурах, выращенных на сапфировых подложках.

## **СВЕТОДИОДЫ НА ОСНОВЕ InGaN/GaN/AlGaN ГЕТЕРОСТРУКТУР**

***А.В. Сахаров\**, *В.В. Лундин*, *Е.Е. Заварин*, *Д.А. Бедарев*, *А.С. Усиков*, *Н.М. Шмидт*,  
*А.Ф. Цацульников*, *Н.Н. Леденцов*, *Ж.И. Алферов***

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 С.-Петербург,  
Политехническая ул. 26. \* e-mail: [val@beam.ioffe.rssi.ru](mailto:val@beam.ioffe.rssi.ru)*

Стремительный взлет интереса к нитридам III группы был обусловлен, в первую очередь, разработкой и началом промышленного производства сверхярких синих и зеленых светодиодов фирмой Nichia в первой половине 90-х годов. К сожалению, в России, в отличие от США, развитых стран Европы и Азии, работы в этом направлении в это время не велись. Начатый в 1995 году в ФТИ цикл исследований привел в 1998 году к получению первых в России прототипов светодиодов с активной областью на основе GaN:Mg, GaN:Zn и AlGaN/GaN гетероструктур [1,2], выращенных методом газофазной эпитаксии из металорганических соединений на подложках из сапфира с ориентацией (0001).

Дальнейшее развитие технологии позволило выращивать в нашей лаборатории InGaN/GaN гетероструктуры и в течении длительного времени была проведена оптимизация ростовых условий, что позволило получить высококачественные фотолюминесцентные структуры [3]. Однако, попытки напрямую совместить имеющиеся технологии оптических структур InGaN/GaN и AlGaN/GaN светодиодов приводили к получению диодов с утечечными вольт-амперными характеристиками, и, как следствие, низкой эффективностью люминесценции.

Известно, что основными параметрами, позволяющими изменять вхождение In в GaN, являются температура подложки и отношение молярных потоков  $[In]/([In]+[Ga])$ . Изменение длины волны люминесценции возможно как изменением первого параметра, так и второго; при этом для фотолюминесцентных структур разница в качестве не так сильно зависит от выбора параметра, как для инжекционных структур, для которых потребовалась дополнительная оптимизация параметров роста.

На Рис.1 показаны спектры электролюминесценции трех различных типов светодиодных структур. Структура #784 состоит из многослойной InGaN/GaN активной области выращенной с применением термоциклирования [3] и синхронной коммутации потока триметилдия и заключенной между слоями GaN n- и р-типа; в структуре #838 активная область выращена с прерываниями роста; в структуре #870 активная область, выращенная с прерываниями роста, помещена между тонкими слоями AlGaN. Спектры сняты в одних и тех же условиях на неразрезанных пластинах. Изменение длины волны в этом наборе структур отражает наше стремление получить светодиод видимого диапазона и само по себе не приводит к повышению эффективности.

Структура #784, благодаря оптимизированным параметрам роста InGaN, имела приемлемый для InGaN/GaN диода уровень токовых утечек, но эффективность составляла менее 0.1%. Введение прерываний роста с отжигом в водород-содержащей атмосфере (структура #838) позволило существенно увеличить эффективность электролюминесценции, что мы связываем с “вытравливанием” сильно дефектных участков InGaN при отжиге [4].

Использование структуры с широкозонными эмиттерами AlGaN/GaN/InGaN/GaN/AlGaN позволило еще выше поднять эффективность люминесценции (>2% по измерениям на несобраных чипах). Повышение эффективности излучения может быть связано как с изменением условий инжекции

носителей, так и с изменением картины распределения напряжений и электрических полей в структуре. При этом по данным исследований трансмиссионной электронной микроскопией активные области структур #838 и #870 не отличаются.

Нами был выращен набор структур в которых последовательно уменьшалась температура роста активной области (#870, #872, #876). При уменьшении температуры роста активной области наблюдается длинноволновый сдвиг линии люминесценции, но при этом происходит падение эффективности при малых токах накачки, что говорит о появлении значительной плотности центров безизлучательной рекомбинации.

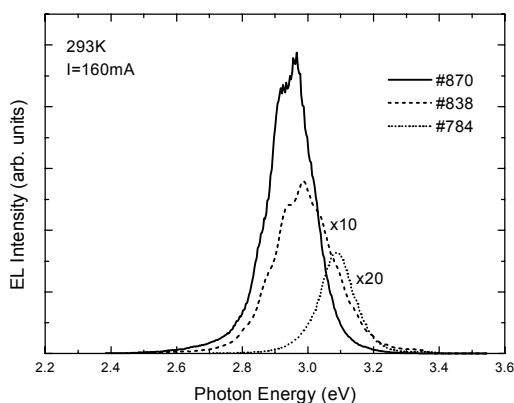


Рис.1 Спектры электролюминесценции различных типов светодиодных структур

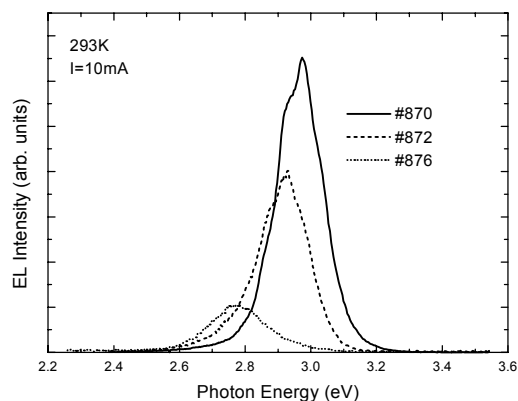


Рис.2 Спектры электролюминесценции светодиодных структур одного типа с активной областью выращенной при различных температурах.

Таким образом, нами были получены и исследованы различные типы светодиодных структур на основе гетроструктур InGaN/GaN/AlGaN. Оптимизация геометрии структуры и условий роста позволила получить светодиоды с эффективностью люминесценции достаточной для практических применений.

Данная работа выполнена при поддержке грантов РФФИ, программы министерства науки России и программы NanOp.

1. A.V.Sakharov, W.V.Lundin, A.S.Usikov, Yu.A.Kudriavtsev, A.V.Luney, Y.M.Sherniakov, N.N.Ledentsov MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.V. **3**, 28 (1998)
2. Лундин В.В. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук.
3. W.V. Lundin, A. V. Sakharov, V.A. Semenov, A.S. Usikov, M.V. Baidakova, I.L. Krestnikov and N.N. Ledentsov Proc. of 7th Int. Symp. "Nanostructures:Physics and Technology" St. Petersburg, Russia, June 14-18 1999 pp. 485-488
4. Е.Е. Заварин, А.В. Сахаров, В.В. Лундин, Д.А. Бедарев, А.Ф. Цацульников, А.С. Усиков, Н.Н. Леденцов, Ж.И. Алферов, IV Всероссийское совещание «НИТРИДЫ ГАЛЛИЯ, ИНДИЯ И АЛЮМИНИЯ - СТРУКТУРЫ И ПРИБОРЫ» тезисы докладов.



## **ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВОЙ СЕПАРАЦИИ В СВЕТОДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ InGaN/GaN/AlGaN**

***В.В. Лундин<sup>\*</sup>, А.В. Сахаров, А.Ф. Цацульников, Е.Е. Заварин, Д.А. Бедарев,  
А.И. Бесюлькин, Н.Н. Леденцов, А.С. Усиков***

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН*

*194021 С.-Петербург ул. Политехническая 26, e-mail<sup>\*</sup>: [lundin@ypegroup.ioffe.rssi.ru](mailto:lundin@ypegroup.ioffe.rssi.ru)*

Светодиоды синего и зеленого спектрального диапазона на основе гетероструктур InGaN/(Al)GaN в последние годы находят все более широкое применение в различных областях техники. В то же время, методы их изготовления остаются “know-how” нескольких зарубежных коммерческих фирм и научных лабораторий. Работы в данном направлении, начатые в ФТИ в 1995 году [1], привели в настоящее время к получению достаточно эффективных (2-3%) светодиодов сине-фиолетового диапазона. Однако, дальнейший сдвиг линии электролюминесценции (ЭЛ) в длинноволновую область приводит к сильному снижению эффективности таких структур. В настоящей работе мы рассматриваем различные подходы к решению данной проблемы и приводим некоторые предварительные результаты.

Известно, что предел растворимости InN в GaN при характерных температурах эпитаксиального роста составляет единицы процентов [2]. При больших составах твердых растворов InGaN в них наблюдается фазовая сепарация с образованием массива наноразмерных островков с более высоким содержанием InN. Результаты исследований выращенных в нашей лаборатории периодических квантоворазмерных InGaN/GaN гетероструктур на просвечивающем электронно микроскопе высокого разрешения хорошо согласуются с вышесказанным [3]. Такие структуры представляют собой периодическую систему InGaN квантовых ям с плоскими интерфейсами, разделенных GaN барьерами. Однако, внутри каждой ямы находится плотный ( $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) двумерный массив наноструктур, обогащенных по InN. Локализация экситонов на этих островках приводит, с одной стороны, к резкому возрастанию эффективности люминесценции в структурах с большой плотностью дислокаций, характерной для нитридов. С другой стороны, при этом наблюдается большой Стоксов сдвиг линии фотолюминесценции.

Систематическое исследование большого числа InGaN/GaN структур, излучающих в диапазоне от 2.4 эВ до 3.4 эВ выращенных разными исследователями, показало, что Стоксов сдвиг в них линейно увеличивается при уменьшении энергии люминесценции [4]. Из этого можно сделать вывод, что характер фазовой сепарации во всех этих структурах приблизительно одинаков, образование слоев InGaN, содержащих плотные массивы наноструктур более высокого состава, является “органическим” свойством материала, а светодиоды зеленого диапазона могут иметь активную область со структурой, принципиально подобной структуре активной области светодиодов синего диапазона.

С другой стороны, фирмой EMCORE разработана методика выращивания InGaN/GaN структур, в которых фазовая сепарация имеет, скорее всего, иной физический механизм [5]. В частности, для серии InGaN/GaN структур с неизменным по данным рентгеновской диффрактометрии средним составом, в зависимости от условий роста (которые не сообщаются), в спектре фотолюминесценции помимо основного пика на 430 нм, возникает и даже становится единственным пик на длине волны 488 нм. Можно предположить, что коротковолновый пик соответствует описанным ранее флуктуациям состава InGaN,

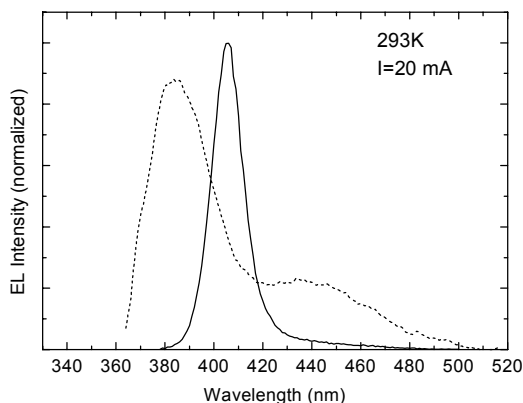


Рис.1 Спектры ЭЛ СД с GaN:Si буфером, выращенным в стандартном режиме (сплошная линия) и с подавлением двумерного роста в начале эпитаксии (пунктир)

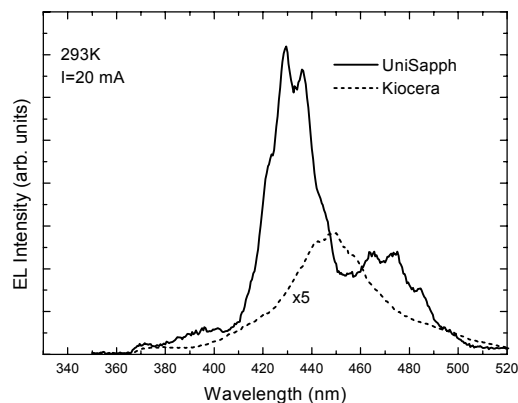


Рис.2 Спектры ЭЛ СД, выращенного в одном процессе на двух разных подложках

а длинноволновый – другому типу локализирующих центров, более крупных и/или имеющих больший состав по InN. На основе таких структур фирмой EMCORE созданы высокоэффективные синие и зеленые светодиоды. Очевидно, что данный подход крайне перспективен для создания длинноволновых InGaN/GaN светодиодов.

В настоящей работе представлены некоторые предварительные результаты исследования влияния условий роста светодиодных InGaN/GaN структур на возникновение дополнительных длинноволновых пиков ЭЛ. За исключением отмеченных далее особенностей, процедура роста структур не отличалась от описанной в предыдущей работе [6].

Если в начале высокотемпературного эпитаксиального роста GaN был подавлен быстрый переход на двумерный рост (повышение давления в реакторе или снижение потока аммиака), то наблюдались следующие изменения свойств эпитаксиальных структур [7]:

- уменьшалась (до двух раз!) толщина всей структуры; снижение скорости роста наблюдалось также по данным *in-situ* лазерной рефлектометрии.
- наблюдалось значительное коротковолновое смещение пика ЭЛ.
- во многих случаях возникал также дополнительный длинноволновый пик ЭЛ (Рис.1). При увеличении тока через структуру наблюдался линейный рост интенсивности длинноволновой полосы и суперлинейный рост интенсивности коротковолновой полосы, что характерно для структур с излучением через глубокий центр. С другой стороны, расстояние между пиками и их положение различалось как на различных структурах, так и в пределах одной структуры. Таким образом, скорее всего, длинноволновый пик связан с излучением из редко расположенных локализирующих InGaN центров новой природы.

Для исследования влияния подложки на свойства светодиодных структур был проведен ряд процессов, в которых рядом с нашей «базовой» подложкой производства фирмы Kioera (Япония) размещалась подложка фирмы ЮниСаф (Россия). ЭЛ светодиодных структур на подложках ЮниСаф имела значительно большую интенсивность, а в спектрах наблюдались два пика, более коротковолновый и более длинноволновый, чем в структуре, выращенной на базовой подложке (Рис.2). Следует отметить, что в случае аналогичного роста на двух базовых подложках подобных эффектов не наблюдалось. Спектр ЭЛ в этих структурах изменялся с током самоподобно, что свидетельствует о параллельной работе двух типов локализирующих InGaN центров. Подбором режимов роста удалось получить структуры, в которых подобный характер фазовой сепарации наблюдался в структурах, выращенных на

обоих типах подложек, интенсивность коротковолнового и длинноволнового пиков были близки и максимум длинноволнового располагался на 495 нм.

Следует отметить, что, по данным in-situ лазерной рефлектометрии, при росте на подложках ЮниСаф наблюдался значительно более поздний переход к двумерному росту, что свидетельствует о близости вышеописанных случаев.

Таким образом, намечен один из путей, который может привести к разработке технологии выращивания светодиодов для зеленого и желто-зеленого диапазонов с использованием эффектов фазовой сепарации в InGaN. Следует отметить, что фазовая сепарация была стимулирована особенностями распределения дефектов и напряжений в нижележащих слоях GaN, а не особенностями выращивания активной области InGaN/GaN. В заключение авторы выражают благодарность генеральному директору агентства технологических исследований ЮниСаф Черных С.П. за предоставленные подложки.

1. W.V.Lundin et al., Proc. of 23rd International Symposium on Compound Semiconductors 23-27 September 1996, St.-Petersburg, Russia p. 319
2. G.B. Stringfellow, J. Crystal Growth **58** (1982) 194.
3. A.V. Sakharov et al, Phys. Stat. Sol.(b), **216** p.435 (1999)
4. R.Martin et al., Appl. Phys. Lett., **74**, 263 (1999)
5. C.A. Tran et al, Phys. Stat. Sol.(a), **176** p.91 (1999)
6. А.В. Сахаров, IV Всероссийское совещание « НИТРИДЫ ГАЛЛИЯ, ИНДИЯ И АЛЮМИНИЯ - СТРУКТУРЫ И ПРИБОРЫ» тезисы докладов
7. A.S.Usikov et al., to be presented at IWN 2000, Nagoya, Japan

## **ПРОБЛЕМЫ ПОСТРОСТОВОЙ ТЕХНОЛОГИИ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ И ФОТОПРИЕМНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ III-НИТРИДОВ**

**Н.М.Шмидт, Ю.М.Задиранов, О.В.Титкова, В.М.Щеглов**

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН*

*Политехническая ул.26, Санкт-Петербург, 194021*

В работе обсуждаются проблемы, возникающие при разработке таких процессов постростовой технологии, как создание омических контактов к  $p^+$ - и  $n^+$ -эпитаксиальным слоям GaN приборных структур, на основе гомопереходов и гетероструктур GaN/AlGaIn/InGaN/GaN, барьеров Шоттки к слаболегированным эпитаксиальным слоям  $n$ -типа GaN с концентрацией носителей  $(0.5-1) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , а также формирование заданного рисунка методами фотолитографии и сухого травления. Основное внимание уделено проблемам, обусловленным структурными особенностями III-нитридов, в частности, мозаичной структурой, типичной для гексагональной модификации эпитаксиальных слоев GaN.

Разработка постростовой технологии проводилась, в основном, на отечественных светоизлучающих и фотоприемных структурах, выращенных методом эпитаксии из металлоорганических соединений при пониженном давлении на сапфировых подложках (0001) [1,2] и на отдельных структурах, выращенных в зарубежных фирмах.

Для создания омических контактов к  $p^+$ - и  $n^+$ -областям было использовано несколько технологических схем, включающих напыление металлов электронным лучом в высоком вакууме на установке фирмы Бальцерс и термическим распылением на отечественных установках ВУП-4. В качестве омических контактов к  $p^+$ -слоям GaN и барьера Шоттки к  $n$ -GaIn использована металлизация Ni/Au, а к  $n^+$ -слоям - Ti/Al или Ti/Al/Ni/Au. Сухое травление осуществлялось ионами Ag на установке Ракапа.

Показано, что при разработке технологии создания барьеров Шоттки на слаболегированных эпитаксиальных слоях GaN существование мозаичной структуры препятствует получению барьеров Шоттки с высотой более 0,5 В и с малыми токами утечки. При этом использование известных из литературы химических обработок поверхности и отжига в высоком вакууме перед напылением металла не дает возможности существенно изменить состояние поверхности GaN и только введение кремния в процессе роста эпитаксиального слоя GaN в концентрациях  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  позволяет снизить влияние хаотично распределенных на поверхности зарядов, связанных с существованием мозаичной структуры [3] и получить высоту барьера GaN-Ni  $\sim 1.0$  эВ, т.е., соответствующую разнице работ выхода GaN и Ni, и уменьшить на несколько порядков, до  $10^{-8} \text{ А см}^{-2}$ , плотность токов утечки барьеров Шоттки.

Существование мозаичной структуры создает проблемы и при получении омических контактов к  $p^+$ -слоям приборных структур.  $p^+$ -слои, выращенные в одинаковых условиях, с одним уровнем легирования Mg на сапфировой подложке и на  $n^+$ -слое GaN или на многослойной структуре AlGaIn/InGaIn/GaN и прошедшие активационный отжиг, демонстрируют, по данным  $C-V$  измерений, разную степень активации магния: легированный Mg слой на сапфировой подложке оказывается полуизолирующим, а выращенный на  $n^+$ -слое или на многослойной структуре имеет четко выраженный  $p$ -тип проводимости с концентрацией  $|N_a - N_d|$  до  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Это обстоятельство затрудняет проведение исследований и оптимизацию технологии создания омических контактов к приборным структурам путем проведения этих работ на отдельных слоях, а значит существенно ограничивает возможности контроля

удельного сопротивления контактных слоев. В результате, контроль осуществляется по величине последовательного сопротивления приборных структур. Значительные погрешности в результаты измерений удельного сопротивления контактных слоев и последовательного сопротивления приборных структур вносят нано- и микропайпы и дефекты, образующиеся в результате улета азота. Последние приводят к поверхностной проводимости, и на таком дефектном материале без вжигания легко получаются значения удельного контактного сопротивления  $\sim 10^{-6}$  Ом см<sup>-2</sup>. Нано- и микропайпы обеспечивают ускоренную диффузию атомов металла и шунтируют *p-n*-переход приборных структур.

Таким образом, результаты постростовой технологии в большей степени, чем для других полупроводников  $A_3B_5$ , зависят от структурного совершенства отдельных слоев и приборных структур.

В работе также обсуждаются результаты по влиянию режима травления на токи утечки светоизлучающих структур. Показано, что разработанная в ФТИ постростовая технология на приборных структурах хорошего качества позволяет получать параметры фотоприемников с барьерами Шоттки близкие к зарубежным аналогам с плотностью тока до  $10^{-8}$  А см<sup>-2</sup>, а светодиодные структуры с последовательным сопротивлением  $\sim 30$  Ом, квантовой эффективностью  $\sim 2-3$  % (на несобранных структурах) и значениями темнового тока, совпадающими с приводимыми в литературе для светодиодов фирмы Nichia.

1. A.F.Sakharov, W.V.Lundin, A.S.Usikov, Yu.A. Kudryavtsev, A.V. Lunev, Yu.M. Shernyakov, N.N. Ledentsov // MRS Internet J. Nitride Semicond. Res., v. 3, 28 (1998).
2. W.V.Lundin, N.M.Shmidt, A.S.Usikov, A.Kryzhanovskii, D.V.Poloskin, V.V.Ratnikov, A.F.Sakharov, A.N.Titkov, V.V.Tretyakov // 8th Europ. Workshop MOVPE and Related Growth Techn., Prague, 53 (1999).
3. N.M. Shmidt, V.V. Emtsev, A.S. Kryzhanovsky, R.N. Kyutt, W.V. Lundin, D.S. Poloskin, V.V. Ratnikov, A.V. Sakharov, A.N. Titkov, A.S. Usikov, P.Girard // Phys. Stat. Sol. (b), v. 216, 581 (1999).

## **FEATURES OF REACTIVE ION-BEAM ETCHING OF GaN USING O<sub>2</sub> + Ar WORKING GAS**

***A.I. Stognij, S.V. Koriakin***

*Institute of Solid State and Semiconductor Physics, National Academy of Sciences of Belarus,  
P. Brovki str, 17, Minsk 220072, Belarus.*

***G.P. Yablonskii, V.N. Pavlovskii, E.V. Lutsenko\****

*Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus,  
F. Skoryna Ave. 68, Minsk 220072, Belarus. Fax: 375 17 2840879,  
\*[lutsenko@dragon.bas-net.by](mailto:lutsenko@dragon.bas-net.by)*

***M.Heuken, B. Schineller***

*Institut für Halbleitertechnik, RWTH, Aachen, Templergraben 55, 52074 Aachen, Germany*

***M.Heuken, K. Heime***

*AIXTRON AG, Kackertstr. 15-17, 52072 Aachen, Germany.*

Dry etching techniques of GaN are necessary to obtain vertical and smooth sidewall profiles for optoelectronic device applications. A number of methods have been employed in order to solve this problem, including chemically assisted ion beam etching, reactive ion etching and reactive ion-beam etching (RIBE). These methods usually use aggressive halogen-based working gas. The etching rates from 10 to 1000 nm/min were reported. However there are a few studies of the etching-induced degradation of the optical properties of the etching surfaces [1,2]. A RIBE process of the GaN epitaxial layers using O<sub>2</sub> + Ar gas and influence of the etching on luminescence of the GaN layers were investigated. An uniform ion beam was extracted from an ion source with a cold hollow cathode [3]. The ion beam current density was varied from 0.1 to 0.3 mA/cm<sup>2</sup>, the ion beam energy was varied from 0.1 to 1.0 keV, the O<sub>2</sub> content was varied from 0 % to 100 %. The substrate temperature during etching was about 50 °C. Vacuum conditions of 0.4 mTorr working pressure and 5 sccm gas flow rate was employed. The GaN layers were nominally undoped 1.5-3 μm thick epitaxial layers grown in AIXTRON MOVPE reactors. Photoluminescence experiments were performed at room temperature using N<sub>2</sub>-laser radiation and at T=18K using He-Cd laser radiation for excitation.

Anisotropy sidewall and good surface morphology of etching region was achieved. The surface roughness of the GaN layer increases after etching using 90 % Ar + 10 % O<sub>2</sub> (Fig. 1b) and decreases after etching by RIBE using pure O<sub>2</sub> gas (Fig.1c). The photoluminescence (PL) intensity after etching decreases owing to a creation of a near surface damage layer. The PL intensity increases with decreasing the ion beam energy and with increasing the O<sub>2</sub> content which may be attributed to a decrease of the damage layer thickness (according to a simulation by SRIM-99 method). The PL spectra shape of the etching samples is similar to the spectra shape of the as grown samples.

The use of the Ar + O<sub>2</sub> working gas provides higher etching rates than the pure O<sub>2</sub> (Fig.2). The last one should be used as a post-etching stage for the PL efficiency recovery (Fig.3). The RIBE based on the Ar+O<sub>2</sub> gas mixture allows to avoid organic impurities on the layer surface and to refuse the halogen-based gases.

In conclusion, the above mentioned etching process allows to obtain good verticality profile with a satisfactory smoothness and low decrease of PL of etched surface.

The work was partly supported by the ISTC project B-176.

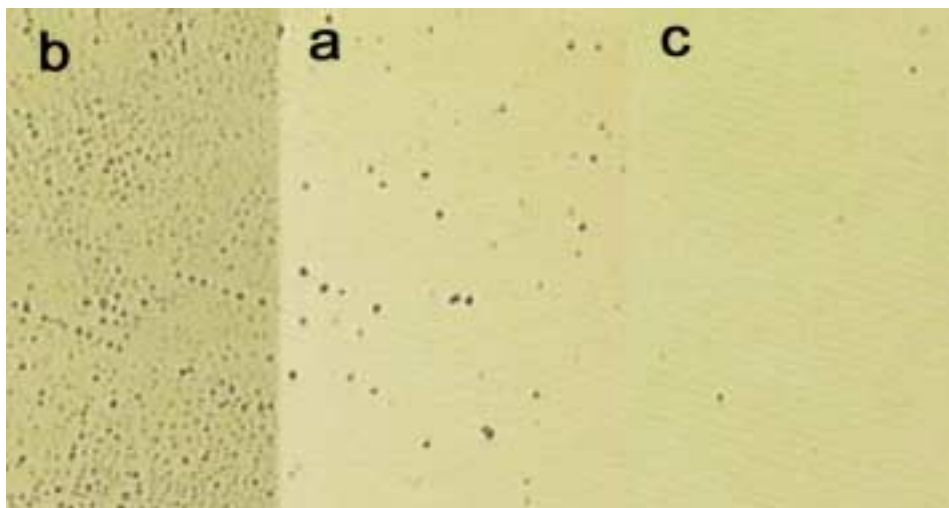


Fig. 1 Micrograph (1000x) of GaN: as grown (a); etched surface using 90 % Ar + 10 % O<sub>2</sub> (b); etched surface using pure O<sub>2</sub> (c) ( E = 0.5 keV, J = 0.15 mA/cm<sup>2</sup>, t = 30 min ).

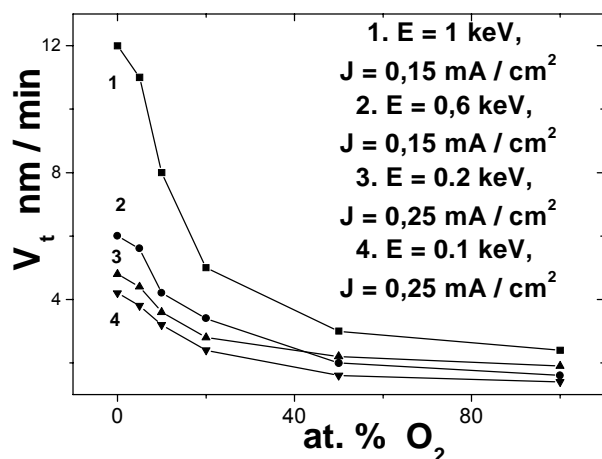


Fig. 2. Etching rate as a function of working gas composition at different ion energies and current densities.

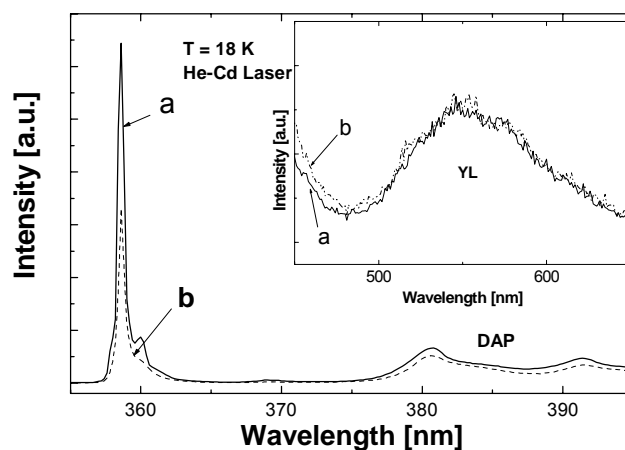


Fig. 3. PL spectra of GaN of as grown (a) and after RIBE by pure O<sub>2</sub> with E = 0.2 keV, J = 0.15 mA/cm<sup>2</sup> (b).

1. R. Cheung, S. Withanage, R.J. Reeves et al. Appl. Phys. Lett. 74 (1999) 3185.
2. C.R. Eddy, Jr., MRS Internet J. Netride Semicond. Res. 4S1, G10.5 (1999)
3. A.I. Stognij, A.I. Demchenko, A.I. Dubovic et. al. Inst. Exp. Tech, 33 (1990) 635.



## **РЕАКТИВНОЕ ИОННОЕ ТРАВЛЕНИЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ**

***Е.М. Рамушина, В.И. Скопина, Е.М. Танклевская***  
*Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН*  
*194021 СПб, Политехническая, 26*

Вопрос о сухом плазменном травлении нитридов элементов III группы стоит актуально в связи с ограниченными возможностями их химического травления.

Плазменное травление возможно либо при чисто физическом распылении, либо при распылении ионами химических реагентов. Последний метод может быть реализован в различных вариантах. Он позволяет существенно уменьшить энергию распыляющих ионов и тем самым уменьшить степень нарушения кристаллической структуры и стехиометрии приповерхностной области полупроводникового материала.

В настоящей работе для травления нитрида галлия использовалась установка для реактивного ионного травления в радиочастотной плазме - RDE-300 - производства французской фирмы "Alcatel".

Работа посвящена выбору химических реагентов, типа маски, а также оптимизации параметров плазмы с целью получения режима травления с достаточно высокой скоростью и обеспечивающего высокую степень анизотропии и малые нарушения поверхности.

Реактивное ионное травление нитридов галлия и нитридов других элементов III группы обычно проводится в газовых смесях на основе хлоридов или в метан-водородных смесях [1]. Нами также использовались смеси такого рода. В качестве разбавителя и стабилизирующего плазму фактора в обоих случаях применялся аргон. Для смеси  $Cl_2 + BCl_3 + Ar$  в соотношении 5:5:7 при давлении в камере – 1 Па при относительно небольшой энергии распыляющих ионов - 150 В была получена скорость травления нитрида галлия - 50 нм/мин. Для сравнения, энергия распыляющих ионов при травлении пучком аргона не менее 300 В.

Травление в метан-водородной смеси ( $H_2 + CH_4 + Ar$  в соотношении 10:5:5) при давлении - 0,7 Па и при энергии ионов - 200 В происходит с на порядок меньшей скоростью. Отличительной особенностью травления в метан-водородной смеси в сравнении с травлением в хлоридах является значительно меньшее различие в скоростях травления для нитридов разных элементов III группы. Так например, при травлении в хлорсодержащих смесях структур, содержащих слой нитрида индия, образуется нелетучий хлорид индия, и получить анизотропное травление таких структур можно только при нагревании образца. При травлении в метан-водородных смесях анизотропный профиль получается при комнатной температуре.

В реальных приборах требуется протравливание нитридных слоев на глубину 1 -2 микрона, и даже при использовании плазмостойкого резиста марки AZ, задубленного до температуры 150 -160 °С, профиль травления - наклонный. Однако, представляет интерес вертикальное травление с гладким продольным краем, например, для возможного использования в качестве зеркал лазеров, изготовленных из структур, выращенных на сапфире.

Нами были испробованы различные многослойные маски с промежуточными слоями из золота, двуокиси кремния, нитрида кремния. Наилучшее сочетание вертикальности профиля травления и гладкости продольного

края было реализовано при использовании трехслойной маски с промежуточным слоем из напыленного золота. Такая маска позволяет протравить 2-х микронный слой нитрида галлия, при этом профиль имеет почти вертикальную форму, а неровности продольного края меньше 100 нм.

Реактивное ионное травления в хлорсодержащей смеси через однослойную маску плазмостойкого резиста использовалось при создании светоизлучающих диодов на основе нитридных структур, выращенных методом эпитаксии из металлоорганических соединений на сапфировой подложке.

1. S. J. Pearton, J. C. Zolter, R. J. Shul, F. Ren. Journ. Appl. Phys. V. 86, p. 28 ( 1999 ).

## **ПРОТОННАЯ ИМПЛАНТАЦИЯ КАК СПОСОБ ИЗОЛЯЦИИ ЭЛЕМЕНТОВ В ПРИБОРАХ НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ**

***А.Я. Поляков<sup>\*</sup>, Н.Б. Смирнов, А.В. Говорков***

*Институт “Гиредмет”, Москва, 109017, Б. Толмачевский, д.5а,  
<sup>\*</sup>[polyakov@mail.girmet.ru](mailto:polyakov@mail.girmet.ru)*

***А.С. Усиков<sup>\*</sup>, Н.М. Шмидт, В.В. Лундин***

*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, 194021, ул. Политехническая, д. 26,  
<sup>\*</sup>[Usikov@vpegroup.ioffe.rssi.ru](mailto:Usikov@vpegroup.ioffe.rssi.ru)*

Проведены исследования влияния облучения протонами с энергией 150 кэВ и ионами дейтерия с энергией 350 кэВ на электрические и рекомбинационные характеристики эпитаксиальных слоев нитрида галлия. Показано, что такая имплантация ведет к эффективному удалению носителей с начальной скоростью около  $200 \text{ см}^{-1}$ , а после облучения большими дозами (около  $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ )- к образованию полуизолирующих слоев с сопротивлением порядка  $10^7 \text{ Ом/квadrat}$ . Уровень Ферми в таких слоях закреплен вблизи 0,3-0,4 эВ от края зоны проводимости. Изучение спектров глубоких уровней в неполностью скомпенсированных пленках указывает на образование под действием облучения глубоких электронных ловушек с уровнями около 0,2 эВ, 0,3 эВ, 0,45 эВ, 0,75 эВ и 0,95 эВ от края зоны проводимости и глубоких дырочных ловушек с уровнями около 0,25 эВ, 0,6 эВ и 0,9 эВ от потолка валентной зоны. Облучение протонами приводит также к существенному снижению диффузионной длины дырок, к очень сильному подавлению интенсивности краевой излучательной рекомбинации и к заметному росту интенсивности желтой полосы люминесценции. Установлено, что дефектами, ответственными за уменьшение диффузионной длины дырок и подавление краевой полосы люминесценции, являются электронные ловушки с энергией 0,75 эВ и/или дырочные ловушки с энергией 0,6 эВ.

Изучены особенности отжига радиационных дефектов, введенных протонным облучением нитрида галлия. Показано, что основной отжиг электрических свойств происходит в широкой полосе около  $250 \text{ }^\circ\text{C}$ - $550 \text{ }^\circ\text{C}$ , но полностью восстановление электрических характеристик не завершается даже после отжига при  $800 \text{ }^\circ\text{C}$ . Для отжига рекомбинационных характеристик имплантированных слоев требуются более высокие температуры, чем для отжига электрических характеристик. В частности, заметного восстановления люминесцентных свойств не происходит для температур отжига вплоть до  $800 \text{ }^\circ\text{C}$ . В целом делается заключение, что протонная имплантация может оказаться полезной для электрической развязки приборов в слоях нитрида галлия, не предназначенных для работы при высоких напряжениях. Обсуждаются перспективы дальнейшего улучшения изолирующих свойств имплантированных слоев за счет повышения дозы облучения и повышения температуры имплантации до примерно  $250 \text{ }^\circ\text{C}$ . То и другое, как предполагается, должно привести к резкому возрастанию в компенсации роли электронных ловушек с уровнем около 0,75 эВ от края зоны проводимости и, как следствие, к увеличению сопротивления слоя и термической стабильности внесенных имплантацией изменений.

## **СОЗДАНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ В МИКРОЭЛЕКТРОНИКЕ СЛОИСТЫХ СТРУКТУР АЛМАЗ/AIN**

***А.Ф.Белянин, П.В. Пащенко***

*Центральный научно-исследовательский технологический институт  
"ТЕХНОМАШ" Москва*

***И.В.Галушко, Б. В. Спицын***

*Институт физической химии РАН, Москва*

Представлены результаты изготовления и испытаний устройств микроэлектроники, в которых слоистая структура алмаз/AIN использовалась в качестве: а) звукопровода фильтров и линий задержки на поверхностных акустических волнах, предназначенных для работы в частотном диапазоне до 1,5 ГГц; б) источника напряжения в УФ-области на основе полупроводниковых слоев n-типа проводимости (AIN, легированный цинком) и p-типа проводимости (алмаз, легированный бором).

Выращивание пленок алмаза проводилось на лабораторных установках дугового разряда. Выращивание и легирование пленок AIN производилось на модернизированных промышленных установках УВН-62П-3, КАТОД-1М, ПЛАЗМА-3МЦ и др.), а также на специально разработанных лабораторных установках ВЧ-магнетронного распыления. Рассмотрено влияние конструктивных особенностей распылительных устройств и параметров процесса осаждения на степень кристалличности, строение кристаллической фазы, состав и физико-химические свойства пленок AIN. Показано влияние состава и строения кристаллической фазы пленок AIN на характеристики изготовленных устройств.

# СПЕКТРЫ ВЫНУЖДЕННОГО И КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

**В.Е. Кудряшов, С.С. Мамакин, А.Э. Юнович\***

Московский Гос. Университет им. М.В.Ломоносова, Физический факультет.  
119899 Москва, Россия. \* [yunovich@scon175.phys.msu.su](mailto:yunovich@scon175.phys.msu.su)

**С.Д. Якубович**

Московский Ин-т Радиотехники, Электроники и Автоматики.

Рис. 1

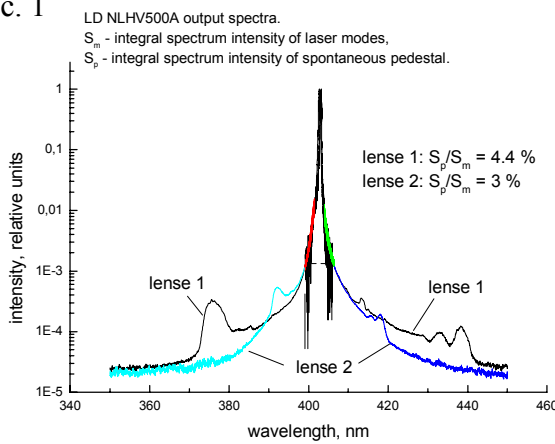


Рис. 2

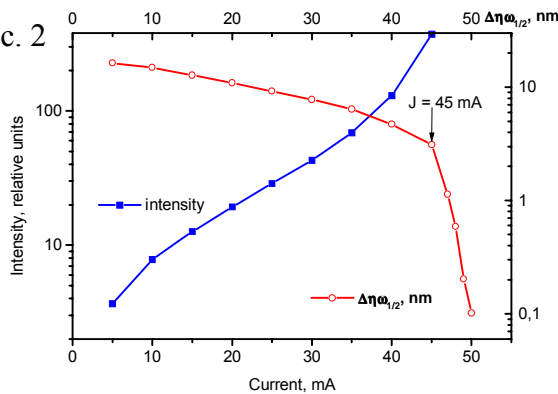
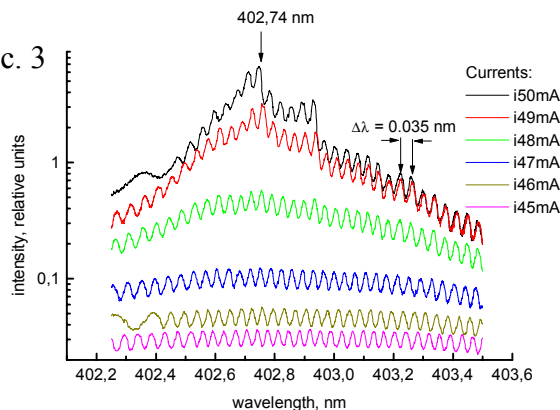


Рис. 3



Исследованы спектры излучения инжекционных лазеров из гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN фирмы Nichia Chemical Co. (типа NLHV500A) [1,2]. При увеличении тока  $J$  до  $\approx 15$  мА спектры имели спонтанный вид. Выше  $J \approx 15$  мА на них проявлялось вынужденное излучение, переходившее в когерентное с порогом вблизи  $J_{th} = 47$  мА. На рис. 1 показаны спектры излучения выше порога лазера с двумя различными линзами, собирающими излучение от лазера под разными углами на щель монохроматора. Интегральная мощность спонтанного излучения составляет около 3% полной мощности. На левом и правом крыле спонтанного спектра наблюдаются максимумы, положение которых зависит от фокусирующей линзы. Эти особенности объясняются различным усилением волн, выходящих из активного слоя под разными углами (т.н. "вытекающие" моды [3]). На рис. 2 показаны изменения интенсивности в максимуме и ширины линии вблизи  $J_{th}$ . Изменение структуры мод вблизи

максимума при изменении  $J$  показано на рис. 3. Разрешение монохроматра при наблюдении спектров в 4-м порядке дифракционной решетки было около  $0.12 \text{ \AA}$ , так что на спектрах вынужденного излучения можно было наблюдать более 250 мод с периодом  $\approx 0.35 \text{ \AA}$  (рис. 4).

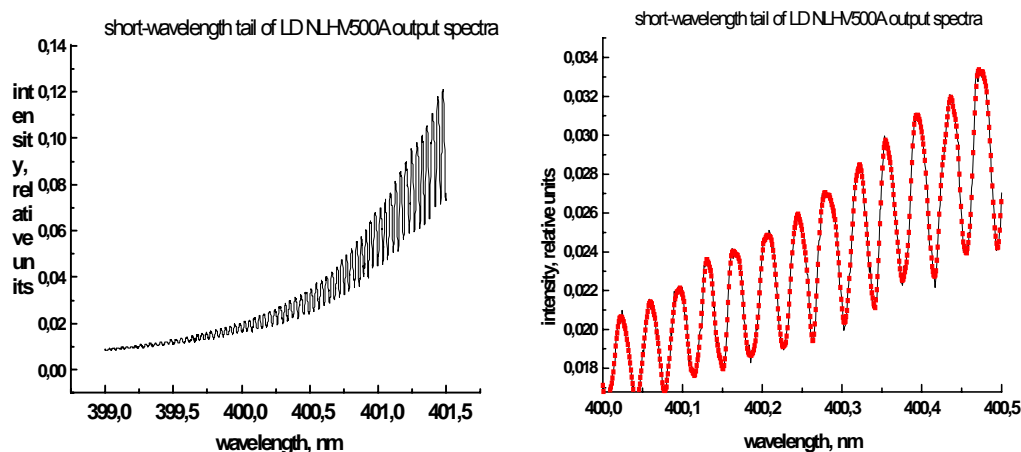


Рис 4 а, б. Тонкая структура мод на коротковолновом крыле спектра.

Анализ мод с учетом дисперсии показателя преломления  $n$  в активном слое лазера позволил оценить оптическую длину резонатора,  $nL = 2.11 \text{ мм}$ .

Однако, описать структуру мод в предположении чисто продольных мод не удастся. Следует заметить, что величина  $n$  ( $n = 2.52$  для GaN) и его дисперсия  $dn/d\lambda$  в многослойной гетероструктуре InGaN/AlGaIn/GaN, состоящей из нескольких квантовых ям и барьеров и волноводных слоев с фотонным ограничением, требует особого исследования. Она зависит не только от состава и толщины слоев, но и от электрической поляризации слоев на гетерограницах [4].

1. <http://www1a.mesh.ne.jp/nichia/vlaser-e.htm>
2. S.Nakamura, G.Fasol. The blue Laser Diode, GaN based Light Emitters and Lasers. Springer, 1997, 256 s.
3. А.П.Богатов, А.Е.Дракин, В.И.Швейкин. Квантовая электроника, 26 (1), 28 (1999).
4. A.Ramakrishnan, J.Wagner, M.Kunzer, H.Obloh, K.Koehler, B.Johs. Appl. Phys. Lett., 76 (1), 79 (2000).

## **АНАЛИЗ МЕХАНИЗМОВ РЕКОМБИНАЦИИ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ InGaN/AlGaN/GaN С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ**

***В.Е.Кудряшов, А.Э.Юнович***

*Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет. 119899 Москва, Россия. E-mail: [woow@chat.ru](mailto:woow@chat.ru)*

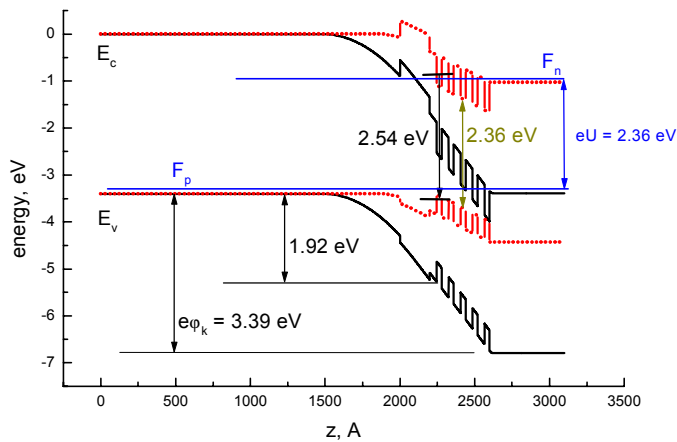
Количественно рассмотрены спектры электролюминесценции (ЭЛ) светодиодов (СД) на основе гетероструктур (ГС) типа AlGaIn/InGaIn/GaN с квантовыми ямами (КЯ) [1, 2] на основе модели 2D- плотности состояний, учитывающей хвосты состояний на краях зон, обусловленные флуктуациями потенциала [3]. Рассчитана энергетическая диаграмма p-n- ГС. Рассчитаны уровни размерного квантования в слоях InGaIn. Модель описывает форму спектров с 4 подгоночными параметрами в широком диапазоне токов через диод и интенсивностей излучения. Обсуждаются причины флуктуаций потенциала: шероховатость гетерограниц, неоднородность содержания In в слоях, пьезоэлектрические поля, потенциал заряженных примесей. Из обсуждения сделана оценка параметра экспоненциального спада хвоста комбинированной 2D- плотности состояний, который определяет нетермическое неоднородное уширение спектров. Спектральные максимумы сдвигаются с изменением тока при заполнении хвостов плотности состояний и соответствующем перераспределении носителей тока между областями с разной вероятностью излучательной рекомбинации.

В экспериментально исследованных спектрах наблюдались три полосы. При малых токах проявляется туннельное излучение (положение максимума приблизительно равно падению напряжения на диоде,  $\eta\omega_{\max} \approx eV = 1.94 \div 2.02$  эВ в зеленых СД [1,2] и  $\eta\omega_{\max} \approx eV = 2.05 \div 2.12$  эВ в голубых [3]). При увеличении тока преобладает полоса, обусловленная рекомбинацией в локализованных состояниях (положение максимума не зависит от напряжения («стоящая полоса»), и, в зависимости от состава  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  и толщины КЯ, имеет значения  $\eta\omega_{\max1} \approx 2.36$  эВ в зеленых [1,2] и  $\eta\omega_{\max1} \approx 2.65$  эВ в голубых СД [3]). При больших, рабочих токах преобладает основная полоса, обусловленная делокализованными состояниями в хвостах (положение максимума зависит от тока и изменяется пропорционально напряжению на структуре (но не равно ему), «движущаяся» полоса [1-3]). Экспоненциальные наклоны длинноволнового ( $E_0$ ) и коротковолнового ( $E_1$ ) спада «стоящей» и «движущейся» полос при  $J < 10$  мА были практически постоянными, при  $J > 10$  мА величина  $E_1$  возрастала с  $J$ . Для зеленых СД величина  $E_0$  (55÷60 мэВ) была больше, чем для голубых (50÷55 мэВ); величина  $E_1$  была пропорциональна температуре,  $E_1 = kT$ , [1-3]. Изменения спектров  $I(\eta\omega)$  и вольт-амперных характеристик (ВАХ)  $J(V)$  происходят при определенных значениях  $V$ . Распределение заряженных центров в области пространственного заряда, известное из измерений динамической емкости [1, 2], дает оценки толщины компенсированной i- области (20÷60 нм) и p- и n- областей заряда (60÷100 нм) в структурах.

Расчет энергетической диаграммы ГС с КЯ был проведен с учетом изменения ширины запрещенной зоны с составом InGaIn и AlGaIn, заданных разрывов зон на границах слоев InGaIn, AlGaIn и GaIn, толщин разных областей структуры, концентраций заряженных доноров и акцепторов, толщин квантовых ям и барьеров. Для диаграммы существенно электрическое поле  $E_{\max}$  в i- области.



Составлена программа, позволяющая варьировать параметры структур и рассчитывать уровни размерного квантования в ямах. Показано, что особенности энергетической диаграммы хорошо объясняют особенности спектров ЭЛ и ВАХ (см. рис.).



Для случая зеленых СД с множественными КЯ значения напряжений  $\approx 1.92 \div 1.96$  В, при которых наблюдаются туннельное излучение и туннельная компонента тока, соответствуют потенциальному барьеру  $1.92 \div 1.96$  эВ для проникновения дырок в активную

область с КЯ. Значения максимума “стоящей” полосы  $\eta\omega_{\max 1} \approx 2.36$  эВ соответствуют энергетическому расстоянию между дном зоны проводимости E<sub>c</sub> и потолком валентной зоны E<sub>v</sub> в слоях InGa<sub>0.5</sub>N. Значения разности энергий первых уровней размерного квантования в КЯ для электронов и дырок соответствуют эффективной ширине запрещенной зоны в КЯ:  $E_g^* = E_{c1} - E_{v1} = 2.50 \div 2.54$  эВ.

Модель излучательной рекомбинации в хвостах 2D- плотности состояний предполагает, что спектральная интенсивность излучения пропорциональна произведению комбинированной плотности состояний  $N^{2D}(\eta\omega - E_g^*)$  и функций заполнения состояний для электронов  $f_c$  и дырок  $(1-f_v)$  [3]:

$$I(\eta\omega) \sim N^{2D}(\eta\omega - E_g^*) \cdot f_c(\eta\omega, m \cdot kT, \Delta F_n) \cdot (1 - f_v(\eta\omega, m \cdot kT, \Delta F_p));$$

$$N^{2D} \sim (1 + \exp(\eta\omega - E_g^*)/E_0)^{-1};$$

Модель с хорошей точностью описывает спектры ЭЛ с 4 подбираемыми параметрами:  $E_0, E_1 = m \cdot kT, E_g^*, \Delta F_p$ . Подбираемое значение эффективной ширины запрещенной зоны  $E_g^*$  соответствует значению  $E_g^*$ , рассчитанному из энергетической диаграммы. Значение показателя экспоненциального спада спектров  $E_0$ , характеризующего флуктации потенциала в активной области, согласуется с флуктациями величины  $E_g^*$  при учете флуктуаций различных параметров энергетической диаграммы (ширин квантовых ям и барьеров, состава х твердого раствора In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N, пьезоэлектрических потенциалов, концентраций заряженных примесей). Значение  $E_1 = m \cdot kT$  изменяется пропорционально температуре T; для зеленых СД с множественными КЯ коэффициент  $m \approx 1.5$ . Сдвиг максимума спектров в области “движущейся” полосы описывается изменением квази-уровня Ферми для дырок  $\Delta F_p = E_{v1} - F_p$ , если считать, что концентрация дырок пропорциональна току J в области напряжений, больших  $\eta\omega_{\max 1}$ , но меньших контактной разности потенциалов:  $e\phi_k > eV > \eta\omega_{\max 1}$ .

Модель не описывает изменения интенсивности излучения с током, поскольку для этого необходимо учесть механизмы безызлучательной рекомбинации. Флуктуации пьезоэлектрических потенциалов требуют дополнительного обсуждения.

1. В.Е.Кудряшов, А.Н.Туркин, А.Э.Юнович, А.Н.Ковалев, Ф.И.Маняхин. ФТП, **33** (2), 242 (1999).
2. A.E.Yunovich, V.E.Kudryashov, S.S.Mamakin, A.N.Turkin, A.Kovalev, F. Manyakhin. Phys. Stat. Sol. (a) **176**, 125 (1999).
3. К.Г.Золина, В.Е.Кудряшов, А.Н.Туркин, А.Э.Юнович. ФТП, **31** (9), 1055 (1997).

## ПРОТЕКАНИЕ ТОКА В ОМИЧЕСКОМ КОНТАКТЕ Pd - СИЛЬНОЛЕГИРОВАННЫЙ p-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N.

**Т.В. Бланк**<sup>\*</sup>, Ю.А. Гольдберг, Е.В. Калинина, О.В. Константинов, А.Е. Николаев,

Физико-Технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН

194021, С.-Петербург, ул. Политехническая, д.26; E-mail: [mleb@triat.ioffe.rssi.ru](mailto:mleb@triat.ioffe.rssi.ru)

**А.В. Фомин, А.Е. Черников.**

Центр по исследованию роста кристаллов

194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д.26

В последние годы большое внимание уделяется исследованию широкозонных полупроводников, таких как GaN и твердых растворов Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N, в связи с развитием технологии источников света и фотоприемников для ультрафиолетовой и видимой области спектра, полевых транзисторов и других приборов [1,2,3]. Эти приборы включают в себя контакт металл – полупроводник либо в качестве активного элемента, либо в качестве омического контакта.

Существуют два основных механизма протекания тока в омическом контакте – термоэлектронная эмиссия и туннелирование. Согласно теории термоэлектронной эмиссии [4], приведенное к единице площади сопротивление контакта составляет:

$$R_c = \left( \frac{k}{qA^*T} \right) \exp \left( \frac{q\phi_B}{kT} \right),$$

где  $k$  – постоянная Больцмана,  $q$  – заряд электрона,  $A^*$  – эффективная постоянная Ричардсона,  $T$  – температура,  $\phi_B$  – высота потенциального барьера.

Согласно туннельной теории [5], приведенное сопротивление контакта составляет:

$$R_c \sim \exp \left[ \left( \frac{2\sqrt{\epsilon_s \epsilon_0 m^*}}{\eta} \right) \left( \frac{\phi_B}{N^{1/2}} \right) \right],$$

где  $\epsilon_s$  – диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $m^*$  – эффективная масса основных носителей заряда,  $\eta$  – постоянная Планка,  $N$  – концентрация нескомпенсированных примесей. То есть  $R_c$  практически не должно зависеть от температуры.

Данных по механизму протекания тока в омическом контакте для структур на основе полупроводниковых нитридов, особенно р-типа, в литературе представлено не много. В работе [6] для случая омического контакта Ti/Ag к сильнолегированному ( $N_d - N_a = 1.5 \cdot 10^{17} - 1.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) n-GaN был установлен туннельный механизм протекания тока и высота потенциального барьера 0.067В. В работе [7] изучался несплавной контакт Pt - p-GaN с концентрациями  $N_a - N_d = 1.8 \cdot 10^{17}$  и  $1.0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Было показано, что для контакта Pt – p-GaN (концентрация  $N_a - N_d = 1.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) после обычной обработки поверхности преобладающим механизмом прохождения тока через контакт являлась термоэлектронная эмиссия. Однако после окисления и обработки поверхности в  $(\text{NH}_4)_2\text{S}$  (для случая  $N_a - N_d = 1.0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) основным механизмом протекания тока являлось туннелирование. При этом, для несплавного контакта, при линейной вольт-амперной характеристике, высота барьера составляла 0.42В. В настоящей работе изучались свойства омического контакта Pd – p-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N при высоких концентрациях дырок в полупроводнике.

Pd контакты формировались на эпитаксиальных слоях p-Al<sub>0.06</sub>Ga<sub>0.94</sub>N, выращенных методом гидридно-хлоридной газовой эпитаксии (HVPE) на коммерческих

подложках 6H-SiC n-типа проводимости. Концентрация нескомпенсированных акцепторов в эпитаксиальных слоях p-Al<sub>0.06</sub>Ga<sub>0.94</sub>N составляла  $N_a-N_d=3\cdot 10^{18}-10^{19}\text{см}^{-3}$ ; толщина слоя -  $\sim 0.7\text{мкм}$ . Pd наносился на эпитаксиальные слои методом термовакуумного напыления после обработки поверхности в растворе KOH. Затем контакты отжигались при температуре 800С в течение 20с в среде N<sub>2</sub>. Контакты имели прямоугольную форму размером 1x5мм<sup>2</sup>; расстояние между ними было 1мм. Между двумя омическими контактами измерялось сопротивление в интервале температур 90-400К.

Результаты изучения омических контактов Pd – p-Al<sub>0.06</sub>Ga<sub>0.94</sub>N сводятся к следующему:

- В случае контактов к твердому раствору с концентрацией  $N_a-N_d=3\cdot 10^{18}\text{см}^{-3}$  сопротивление контакта уменьшается с ростом температуры. Зависимость  $R_cT$  от  $1/T$  во всем измеренном интервале температур 90-360К оказалась линейной в полулогарифмическом масштабе, что соответствует теории термоэлектронной эмиссии. Определенная из этой зависимости высота потенциального барьера  $\phi_B$  оказалось равной  $\sim 0.05\text{В}$ . Отметим, что приведенное сопротивление контакта для лучших образцов этой серии составило  $\sim 10^{-3}\text{Ом}\cdot\text{см}^2$  (300К).

- В случае контактов к твердому раствору с концентрацией  $N_a-N_d=10^{19}\text{см}^{-3}$  сопротивление контакта также уменьшается с ростом температуры. Зависимость  $R_cT$  от  $1/T$  в интервале температур 300-360К оказалась линейной в полулогарифмическом масштабе, что соответствует теории термоэлектронной эмиссии, и определенная из этой зависимости высота потенциального барьера  $\phi_B$ , как и в предыдущем случае, оказалось равной  $\sim 0.05\text{В}$ . Однако при низких температурах ( $T=90-190\text{К}$ ) характер этой зависимости изменяется: сопротивление перестает зависеть от температуры, что свидетельствует об изменении механизма протекания тока в омическом контакте – переходу к туннелированию.

На части кристаллов, помимо омических контактов, создавался барьерный контакт напылением Pd и измерялась высота потенциального барьера Pd - p-Al<sub>0.06</sub>Ga<sub>0.94</sub>N из характеристик ток – напряжение (I-V) и емкость - напряжение (C-V). Барьерный контакт Pd - p-Al<sub>0.06</sub>Ga<sub>0.94</sub>N с высотой потенциального барьера  $\sim 2.3\text{эВ}$  после термообработки при 800С переходит в омический, высота потенциального барьера при этом уменьшается до  $\sim 0.05\text{В}$ .

Итак, основным механизмом протекания тока в этих омических контактах при  $N_a-N_d=3\cdot 10^{18}\text{см}^{-3}$  является термоэлектронная эмиссия; при  $N_a-N_d=10^{19}\text{см}^{-3}$  наблюдается переход от термоэлектронной эмиссии (при высоких температурах) к туннелированию (при низких температурах).

1. S. Nakamura, M. Senoh, N. Iwasa, S. Nagahama, Jap. J. Appl. Phys., Part 2, **34**, L797 (1995).
2. M. Asif Khah, J.N. Kuznia, A.R. Bhattarai, D.T. Olson, Appl. Phys. Lett., **62**, 1786 (1993).
3. E.V. Kalinina, V.A. Soloviev, A.I. Babanin, M.A. Yagovkina, A.V. Shchukarev, Materials of “The Second Conference on High Temp. Electronics (HITEN)”, Manchester, England, Sep. 14-17, 277 (1997).
4. E.H. Rhoderick. Metal-Semiconductor Contacts, Oxford, 1978.
5. Yu A.Y.C., Sol.-State Electron., **13**, 239 (1970).
6. Guo J D, Lin C I, Feng M S, Pan F M, Chi G C, Lee T C, Appl. Phys. Lett., **68**, 235 (1996).
7. J.-S. Jang, T.-Y. Seong, Appl. Phys. Lett., **76**, 19, 2743 (2000).

## **НИЗКОЧАСТОТНЫЙ ШУМ В GaN И ПРИБОРАХ НА ЕГО ОСНОВЕ.**

***Левинштейн М. Е.\**, Румянцев С. Л**

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской Академии наук,  
194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26, Россия,*

*\* e-mail: [melev@nimis.ioffe.rssi.ru](mailto:melev@nimis.ioffe.rssi.ru)*

***Shur M. S., Gaska R.***

*Department of ECSE and CIEEM, CII 9017, Rensselaer Polytechnic Inst. Troy NY 12180*

***Khan A.***

*Department of ECE, University of South Carolina, Columbia, SC*

Низкочастотный (НЧ) шум имеет важнейшее значение для характеристик СВЧ и оптических генераторов, изготовленных на основе того или иного полупроводника. Уровень НЧ шума определяет нижний допустимый предел сигнала в широкополосных системах, обнаружительную способность любых фотоприемников и т. д. Вот почему изучение НЧ шума в GaN и GaN/GaN гетеропереходах является одной из наиболее важных проблем.

В GaN пленках до настоящего времени наблюдался только 1/f шум. Первые измерения показали, что уровень шума 1/f в GaN очень высок. Константа Хоуге  $\alpha$  равнялась  $5 \div 7$  [1,2], что на 4-5 порядков превышало соответствующие значения  $\alpha$  в обычном Si, и на 3-4 порядка - в GaAs стандартного качества. Столь большие значения  $\alpha$  характерны для проводящих полимеров и отражают низкий уровень структурного совершенства материала.

Недавно шум 1/f, характеризуемый величиной  $\alpha \approx 5 \cdot 10^{-2}$ , наблюдался в GaN эпитаксиальных слоях с подвижностью электронов при 300 К  $\mu \cong 790 \text{ см}^2/\text{В.с.}$ , выращенных на сапфире [3]. Еще меньшие значения  $\alpha \sim 10^{-2}$  наблюдались в толстых эпитаксиальных пленках GaN с  $\mu \sim 970 \text{ см}^2 / \text{В.с.}$  при 300 К. Очевидно, что уровень шума 1/f в GaN, так же, как и в Si и GaAs, сильно зависит от структурного совершенства материала.

Хотя уровень шума даже в лучших GaN эпитаксиальных слоях на несколько порядков выше, чем в Si и GaAs пленках, НЧ шум в GaN/GaN гетеропереходах и HFETs вполне сравним с уровнем шума в промышленных GaAs FETs. Значения  $\alpha$  для лучших пленок, выращенных как на сапфирах, так и на SiC, составляет  $10^{-4} \div 10^{-5}$  [5,6]. Помимо шума 1/f, в таких структурах наблюдаются отдельные Лоренцианы с характерными значениями энергии активации  $\Delta E$ . В таких случаях НЧ шум представляет собой суперпозицию шума 1/f и генерационно-рекомбинационного (Г-Р) шума. (Г-Р) шум, обусловленный локальными уровнями, впервые наблюдался в работе [7]. Характерная энергия активации  $\Delta E$  равнялась 0.42 эВ. Вклад в шум от уровней с энергиями активации  $\Delta E \sim 0.20 \div 0.36 \text{ эВ}$  наблюдался в работе [8]. Уровень с  $\Delta E \approx 0.85 \text{ эВ}$  наблюдался в HFETs, выращенных на сапфире [9] и на SiC -подложке [10]. Природа соответствующих локальных уровней в настоящее время не ясна. Весьма маловероятно, что они локализованы в 2D- канале структур. Скорее можно предположить, что источником шума являются поверхностные уровни и/или уровни в GaAlN слое. Последнее предположение в особенности оправдано для структур с относительно большим током утечки затвора.

В HFETs имеется несколько возможных источников шума  $1/f$ : контактный шум, поверхностный шум, "объемный" шум канала и шум, обусловленный током утечки затвора. К настоящему времени в GaN/GaNAlN структурах, в зависимости от технологии, температуры измерения и схемы включения, наблюдались все эти типы шумов. В лучших HFETs удается наблюдать шум  $1/f$ , обусловленный флуктуационными процессами в канале.

Систематическое сравнение шумовых свойств HFETs, выращенных на сапфире и на SiC -подложках с использованием практически идентичной технологии, проделано в работе [9]. Показано, что уровень  $1/f$  шума заметно ниже для структур на SiC -подложке. Меньшие значения  $\alpha$  коррелируют также с более высокими значениями подвижности электронов в канале по сравнению с аналогичными образцами, выращенными на сапфире. В структурах с малыми значениями  $\alpha$  шум, обусловленный током утечки  $I_g$ , может давать заметный вклад в выходной шум даже при отношении  $I_g/I_d \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$  ( $I_d$  - ток стока). С другой стороны, в приборах с  $\alpha \geq 10^{-3}$  вклад шумов токов утечки может быть мал, даже при  $I_g/I_d \geq 10^{-3} \div 10^{-2}$ . Качественная разница в шумовых характеристиках может быть обусловлена разным уровнем структурного совершенства GaN и GaAlN слоев в разных типах HFETs.

**Acknowledgment.** M. E. Levinshtein and S. L. Rumyantsev gratefully acknowledge support of European Research Office of the US Army under Contract No 68171-99-M-6802.

The work at RPI was supported by Office of Naval Research. Project monitor is Dr. J. Zolper. The work at USC was supported by the Ballistic Missile Defense Organization (BMDO) under Army SSDC contract DASG60-98-1-0004, monitored by Dr. Brian Strickland and Dr. Kepi Wu.

1. Kusenkov D.V., H. Temkin, A Osinsky, R. Gaska, and M. Khan, *Journ. Appl. Phys.* **83**, 2142, (1998)
2. Dyakonova N.V., M.E. Levinshtein, S. Contreras, W. Knap, B. Beaumont, and P. Gibart. *Semiconductors* **32**, 257 (1998)
3. M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev, D. C. Look, R. J. Molnar, M. Asif Khan, G. Simin, V. Adivarahan, and M. S. Shur *Journ. Appl. Phys.*, **86**, 5075 (1999)
4. M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev, R. Gaska, J. W. Yang, and M. S. Shur, *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 1089 (1998)
5. A. Balandin, S. Cai, R. Li, K. L. Wang, Vol. Ramgopal Rao, and C. R. Viswanathan, *IEEE Electron Dev. Lett.* **19**, 475 (1998)
6. J. A. Garrido, F. Calle, E. Munoz, I. Izpura, J. L. Sanches-Rojas, R. Li, and K. L. Wang, *Electron. Lett.* **34**, 2357 (1998)
7. S. Rumyantsev, M. E. Levinshtein, R. Gaska, M. S. Shur, A. Khan, J. W. Yang, G. Simin, A. Ping and T. Adesida, *Intern. Conf. on Nitride Semicond (ICNS3-99)*, Montpellier, France, , *phys. stat. sol. (a)*, **176**, 201 (1999)
8. A. Balandin, R. Li, S. Cai, J. Li, K.L. Wang, E.N. Wang, M. Wojtowicz, Proc. of the 41<sup>st</sup> Electron. Mater. Conf. (Univ. of California, Santa Barbara, California, 1999), p.29.
9. S.L. Rumyantsev, M.E. Levinshtein, R. Gaska, M.S. Shur, J.W. Yang, and M.A. Khan., *Journ. Appl. Phys.*, **87**, 1849 (2000)
10. S. L. Rumyantsev, N. Pala, M. S. Shur, R. Gaska, M. E. Levinshtein, M. Asif Khan, G. Simin, X. Hu, and J. Yang, *Journ. Appl. Phys.*, submitted for publication
11. A. Balandin, *Electron. Letters*, **36**, 912 (2000)

## **ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ НА AlGaIn/GaN – ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ (обзор)**

***А.Н. Ковалев***

*Московский Институт Стали и Сплавов,  
117235, Москва, Ленинский просп. 4.*

Материалы группы GaN, помимо оптоэлектронных приборов (светодиодов, лазеров, ультрафиолетовых фотоприемников) открыли уникальные возможности для создания высокочастотных, мощных, высокотемпературных электронных приборов, прежде всего, полевых транзисторов (HFET) на основе AlGaIn/GaN-гетероструктур.

Следующие свойства AlGaIn/GaN- гетероструктур выгодно отличают их от AlGaAs/GaAs для реализации полевых транзисторов. Ширина запрещенной зоны  $E_g$  нитридных полупроводников обеспечивает большой разрыв зон проводимости на гетерогранице AlGaIn/GaN,  $\Delta E_c > 0.5$  эВ, что резко уменьшает токи утечки через затвор; с увеличением мольной доли Al  $\Delta E_c$  растет. Плотность электронов в 2D-канале,  $n_s > 1 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>, на порядок выше, чем в GaAs; она обусловлена как модулированным легированием из широкозонного слоя AlGaIn, так и пьезоэлектрической поляризацией - положительным зарядом на гетерогранице AlGaIn. Скорость насыщения  $v_s > 2.5 \cdot 10^7$  см/с в больших электрических полях  $E$  в GaN также выше, чем в GaAs; она остается высокой и при увеличении температуры. Пробивные поля в GaN в 8 раз выше, чем в GaAs ( $33 \cdot 10^5$  В/см и  $4 \cdot 10^5$  В/см, соответственно), что при большом барьере на затворе позволяет прикладывать напряжения сток-исток  $V_{sd}$  до  $100 \div 400$  В/см.

Большие значения  $n_s$  в сочетании с высокими пробивными полями обеспечивают плотность СВЧ-мощности в GaN- полевых транзисторах в 10 раз больше, чем в GaAs; GaN- транзисторы имеют более высокие эффективность, ширину полосы частот и выходной импеданс. Созданы GaN-HFET, имеющие на частоте 8.2 ГГц плотность СВЧ- мощности 9.1 Вт/мм и эффективность 47%; на 10 ГГц – 7 Вт/мм и 62% [1].

Пролетные времена в субмикронном канале ( $L_d < 1$  мкм) при высоких полях уменьшены из-за баллистического эффекта, который облегчен отсутствием неупругих столкновений (энергия оптических фононов в GaN  $\eta\Omega_0=91$  мэВ, а в GaAs  $\eta\Omega_0=36$  мэВ). В GaN пренебрежимо мала вероятность междолинных переходов горячих электронов, т.к. ближайшие экстремумы зоны проводимости в других точках зоны Бриллюэна находятся выше  $E_c$  на  $\approx 6$  эВ. Для приборов из GaN с длиной канала  $L_d = 0.1$  мкм достигнута предельная частота 106 ГГц.

Генерационно-рекомбинационные процессы через межграницные и поверхностные уровни в GaN-приборах ослаблены из-за больших значений  $E_g$ ; меньшая чувствительность к таким дефектам способствует уменьшению уровня шумов (приборы с  $L_d = 0.1$  мкм имеют уровень шумов 0.6 дБ). Повышенная теплопроводность GaN (1.7 Вт/см·К) по сравнению с GaAs (0.53 Вт/см·К) обеспечивает работоспособность приборов вплоть до 400°C [2]. Большая эффективная масса электрона (0.2  $m_0$  у GaN и 0.067  $m_0$  у GaAs) обеспечивает меньшую вероятность рассеяния при повышенных температурах.

Выходная вольт-амперная характеристика GaN-HFET при больших токах  $I_{sd}$  имеет участок отрицательной дифференциальной проводимости, причиной которой может быть переход носителей в GaN из 2D-канала в 3D- состояние.



Энергетическая диаграмма AlGaN/GaN-HFET, отличающаяся от AlGaAs/GaAs, допускает возможность таких переходов [3].

Использование напряженного пассивирующего слоя из Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> повышает n<sub>s</sub> из-за эффекта поляризации. Структура SiO<sub>2</sub>/AlGaN/GaN характеризуется низкими токами утечки и малым уровнем шума.

На первом этапе создания оказалась пригодной технология MOCVD на подложках из сапфира. Однако, из-за лучшего теплоотвода, более высокими параметрами обладают приборы на подложках из SiC [4]. Имеются примеры создания GaN-HFET с использованием молекулярно-лучевой эпитаксии.

Трудности создания GaN- приборов, реализующих в полной мере свойства материала, обусловлены проблемами уменьшения контактных и проходных сопротивлений, повышения структурного совершенства слоев, получения базового i-слоя GaN.

В течение ближайших лет полевые транзисторы в различных диапазонах частот будут разрабатываться на основе разных структур: Si-LDMOS < 2 ГГц, SiC-MESFET – 4÷7 ГГц; далее AlGaN/GaN –HFET будут вытеснять приборы на GaAs, по крайней мере, до 45 ÷ 70 ГГц. Основным применением GaN-HFET будут мощные генераторы СВЧ.

1. R.Pengelly, *Comp. Semicond.*, **6** (4), 36 (2000).
2. A.Vescan et al., *J. Cryst. Growth*, **201/202**, 327 (1999).
3. J.Deng et al., *MIJ-NSR*, **5**, W4.5 (2000).
4. L.Eastman et al, *MIJ-NSR*,**2**,17 (1997);EGW-4,Nottingham, July 2000, Abstr.I-T-13.

## **ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ СВЕТОДИОДОВ СИНЕ – ЗЕЛЕННОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ InGaN- СТРУКТУР С КВАНТОВО-РАЗМЕРНОЙ АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ ПРИ ВЫСОКИХ УРОВНЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ**

*А.Л.Закгейм\**

*Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных  
гетероструктур при Физико-техническом институте им.А.Ф.Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Политехническая 26,  
[\\*grig.ntcmic@pop.ioffe.rssi.ru](mailto:grig.ntcmic@pop.ioffe.rssi.ru)*

Появившиеся в середине 90-х годов светоизлучающие диоды (СИД) синезеленого диапазона на основе InGaN- структур с квантово-размерной активной областью [1] в совокупности с уже разработанными к этому времени желто-красными и красными СИД на AlGaInP- и AlGaAs-гетероструктурах [2] перекрыли по цветовой гамме весь видимый спектральный диапазон, обеспечивая при этом достаточно эффективное преобразование электрической энергии в оптическую: внешняя квантовая эффективность приборов составила от нескольких единиц до более 10%, что в других терминах, употребительных в светотехнике, означает достижение силы света от отдельного СИД на уровне нескольких кандел или светового к.п.д. (светоотдачи) порядка 10-20 лм/Вт. При такой эффективности СИД стали конкурентноспособными с накаливаемыми и флуоресцентными лампами, что обусловило очень высокие темпы роста как собственно их производства, так и светотехнических приборов на их основе (наиболее яркий пример – дорожные светофоры). Вместе с тем, начавшееся широкое использование СИД в приборах, требующих от них работы в режиме максимальной выходной мощности, выявило, и ряд ограничений и нерешенных вопросов, особо существенных именно для InGaN-светодиодов.

В работе [3] приведены рекордные значения внешнего квантового выхода  $\eta_e = 18\%$  для синего ( $\lambda = 470\text{ нм}$ ) и  $\eta_e = 20\%$  для зеленого ( $\lambda = 510\text{ нм}$ ) InGaN-СИД с одиночной квантовой ямой. Сами по себе эти значения являются очень высокими для спонтанных инжекционных излучателей, однако они были реализованы при малых токах:  $0.6\text{--}1\text{ мА}$  ( $j \sim 1\text{ А/см}^2$ ). Разработчикам мощных полупроводниковых излучателей хорошо известно, что важна не только высокая величина  $\eta_e$ , но и ее постоянство в широком интервале уровней возбуждения, которое, в свою очередь, определяется как механизмом излучательной рекомбинации в активной области, так и конструкцией прибора: эффективностью отвода тепла и минимизацией джоулевых потерь, геометрией контактов, условиями растекания тока. Для традиционных AlGaAs-СИД вопросы оптимизации излучателей с целью достижения предельных выходных параметров достаточно хорошо изучены, что обеспечило возможность их работы до токов  $\sim 1\text{ А}$  [4]. Иначе обстоит дело с InGaN приборами. На рис.1 приведен сравнительный вид зависимостей внешнего квантового выхода от тока в непрерывном и импульсном режиме работы для синего InGaN-СИД фирмы Nichia (отметим, что приборы, изготовленные другими производителями, демонстрируют сходное поведение) и для красного СИД на основе AlGaAs- гетероструктуры. Для корректности сравнения оба прибора имели идентичную конфигурацию – вывод света без затенения контактами через

прозрачную подложку: из сапфира в первом случае и широкозонного твердого

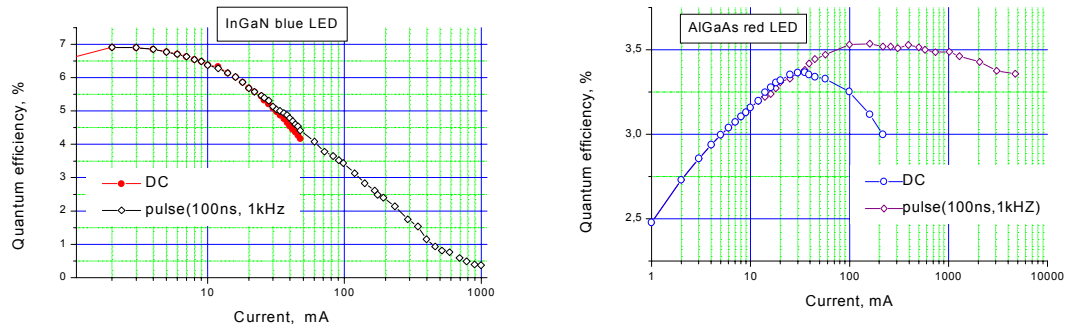


Рис.1. Зависимость внешней квантовой эффективности от тока для InGaN- и AlGaAs-светодиодов

раствора AlGaAs - во втором. Вид кривых для InGaN- и AlGaAs-светодиодов существенно различается как в непрерывном, так и в импульсном ("чистом" от тепловых эффектов) режимах. Из графиков на рис.1 вытекает следующее:

- для InGaN-СИД свечение начинается при малых плотностях тока  $\sim 0.001 \text{ A/cm}^2$ , для AlGaAs-СИД – при плотностях тока на полтора – два порядка больших;
- для InGaN-СИД в диапазоне плотностей тока, занимающем от 2 до 3-х порядков, наблюдается рост внешней квантовой эффективности, а затем ее резкий спад, приходящийся на область токов, имеющую наибольший практический интерес ( $j \sim 10\text{-}1000 \text{ A/cm}^2$ ), для AlGaAs-СИД характерен медленный выход на предельное значение, обычно достигаемое при  $j \sim 50\text{-}100 \text{ A/cm}^2$ , затем значение  $\eta_e$  остается практически постоянным до  $\sim 1000 \text{ A/cm}^2$ .

На рис.2 поведение  $\eta_e = f(I)$  для InGaN-СИД, представлено для широкого температурного диапазона 300-550K. Как следует из графиков, при температурах выше 450K исчезает максимум в токовой зависимости  $\eta_e$ , а абсолютные значения снижаются примерно в 5 раз. Спектральные характеристики (для краткости изложения не приведены) демонстрируют значительное голубое смещение с ростом тока – до  $10 \text{ \AA/mA}$  в области малых токов и низких температур, которое исчезает при  $I > 50 \text{ mA}$  или  $T > 400 \text{ K}$ , уступая место обычному красному смещению с коэффициентом около  $0.3 \text{ \AA/K}$ . Совокупность указанных фактов

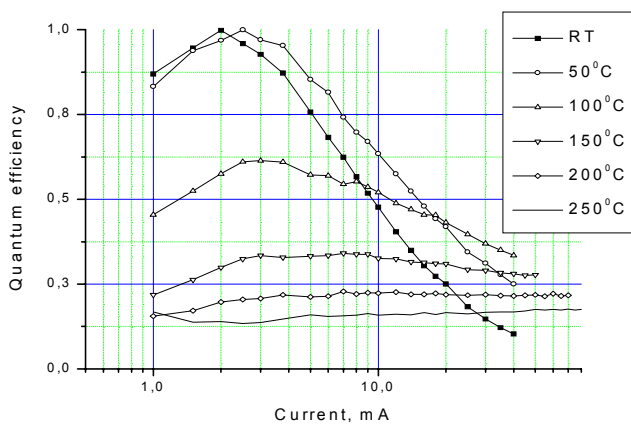


Рис.2. Температурные зависимости  $\eta_e$  от тока для InGaN-светодиода

свидетельствует о том, что эффективный механизм излучательной рекомбинации через локализованные состояния в InGaN-гетероструктуре с одиночной квантовой ямой существует лишь в весьма ограниченном диапазоне плотностей токов до  $j \sim 1\text{-}5 \text{ A/cm}^2$ , при температурах  $T < 450 \text{ K}$ . Выход за эти пределы по плотности тока  $j$  приводит к насыщению каналов излучательной рекомбинации, связанных с локализованными состояниями, а по температуре  $T$  –

к их термической ионизации и, соответственно, к переходу к менее эффективной межзонной рекомбинации в квантовой яме с высокой плотностью структурных дефектов. Поскольку практически важный диапазон плотностей рабочих токов для СИД составляет десятки – сотни ампер на квадратный сантиметр (для лазеров еще больше), актуальными остаются дальнейшие усилия по совершенствованию InGaN-гетероструктур, способные обеспечить высокие значения  $\eta_e$ , и при больших уровнях возбуждения.

1. S.Nakamura et.al. High-power single-quantum-well structure blue and violet light-emitting diodes. Appl.Phys.Lett. v.**67**, (1995), 1868.
2. F.A.Kish, F.M.Steranka, D.C.DeFever, D.A.Vanderwater et.al. Very high efficiency semiconductor wafer-bonded transparent substrate  $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P/GaP$  light-emitting diodes. Appl.Phys.Lett. **64**, №21, (1994), 2839.
3. T.Mukai, M.Yamada, S.Nakamura. Characteristics of InGaN-based UV/Blue/Green/Amber/Red Light-Emitting-Diodes. Jpn.J.Appl.Phys. **38**, (1999), L3976.
4. В.В.Волков, А.Л.Закгейм и др. Мощные полупроводниковые источники излучения. Электроника, №3, (1999), 16.

## СВЕТОДИОДЫ ИЗ InGaN И ОСВЕТИТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА НА ИХ ОСНОВЕ

*Л.М. Коган, Т.И. Рассохин*

*Научно-производственный центр оптико-электронных приборов "ОПТЭЛ"  
Москва, ул. Бакунинская, 84, тел. (095) 269-5555*

Светодиоды изготавливались из импортных кристаллов InGaN с зеленым ( $\lambda=526$  нм) и синим ( $\lambda=470$  нм) свечением. Для получения светодиодов с белым свечением на поверхность кристалла с синим свечением наносился люминофор на основе алюмо-иттриевого граната, предоставленный Э.И. Боевым. Синие излучение кристалла преобразуется в широкую спектральную полосу, имеющую наибольшую интенсивность в синем, зеленом и красном участках спектра.

Конструкция светодиода с круговым излучением, предназначенного для использования в навигационных системах водных путей представлена на рисунке. Там же приведена диаграмма направленности его излучения. При использовании совместно с цилиндрической линзой Френеля получены следующие параметры:

Тип прибора	Цвет свечения, $\lambda_{\text{max}}$ , нм	Сила света, $I_V$ , кд			Дальность видимости, км
		Не менее	Тип.	Макс.	
У-270 И	Зеленый 526±2	1,5	1,8	2,0	1,6
У-270 Б	Белый	3,0	3,5	4,0	3,2

На основе светодиода с белым свечением разработан автономный фонарь-фара, предназначенный для использования в условиях повышенной взрыво- и пожароопасности и проведения аварийно-спасательных работ. Применение данного фонаря при видео- и фотосъемке обеспечивает неискаженную цветопередачу. Фонарь содержит 12 светодиодов и фокусирующую оптическую систему.

Основные технические характеристики:

Цвет свечения	Белый
Сила света	1200-1500 кд
Угол излучения по уровню 0,5	5 град
Потребляемый ток	0,35 А
Время непрерывной работы без подзарядки аккумулятора	До 30 часов

Ведутся разработки осветительных фонарей с зеленым, синим и сине-зеленым свечением для подводных работ.

## **ФОТОЛЮМИНОФОРЫ НА ОСНОВЕ YAG, АКТИВИРОВАННЫЕ $\text{Ce}^{3+}$ , В СВЕТОДИОДАХ БЕЛОГО СВЕТА**

***Меркушев О. М.\**, *Ведерникова Л.Г.***

*Санкт-Петербургский государственный технологический институт  
Отраслевая научно-исследовательская лаборатория перспективных  
радиоэлектронных и светотехнических материалов  
198013 Санкт-Петербург, Московский проспект, 26  
[\\*merkush@tu.spb.ru](mailto:merkush@tu.spb.ru)*

Светодиоды белого света (или излучения) представляют собой синие светодиоды из GaN, излучение которых преобразуется в белое поликристаллическим люминофором, нанесенным на поверхность полупроводникового кристалла. Впервые белые светодиоды были изготовлены фирмами Nichia и позднее Hewlett Packard с люминофорами из иттрий-гадолиниевых гранатов, активированных Ce. Люминофор возбуждался голубым светом с максимумом длины волны 460 нм. Излучение люминесценции с увеличением концентрации Gd смещается в длинноволновую часть спектра от 510 до 570 нм. Сила света составляла около 400 мкд. В настоящее время сила света в подобных светодиодах достигает 3-7 кд.

Сотрудниками лаборатории была проведена серия исследований по синтезу люминофоров на основе алюмоиттриевого и алюмоиттрийгадолиниевого гранатов. В качестве активатора был выбран Ce с концентрацией от 2 до 6 ат. %.

Синтез люминофоров включал три основные стадии: гидролиз растворов солей Y, Gd, Al и Ce, термообработка шихты, образованной после гидролиза и классификация люминофора. Прокалку шихты проводили в воздушной и восстановительной атмосфере. Синтезированные образцы люминофоров представляли собой порошки со средним размером частиц 5-6 мкм. С повышением концентрации Ce и Gd окраска порошков меняется от светложелтого до желто-оранжевого. Рентгенофазовый анализ показал, что частицы люминофоров обладают слабо выраженной кристаллической структурой.

Была проведена сравнительная оценка спектральных характеристик синтезированных люминофоров. Методом трафаретной печати на предметные стекла наносились люминофорные покрытия толщиной 30-40 мкм. Возбуждение люминофорных покрытий проводилось светодиодом с излучением в голубой области спектра с максимумом длины волны 460 нм.

Как показали измерения, по мере увеличения концентрации Gd спектр люминесценции смещается в длинноволновую область и совпадает с результатами фирмы Nichia. Люминофор синтезированный в воздушной атмосфере имеет максимум люминесценции в основном в зеленой области спектра. Интенсивность люминесценции возрастает с повышением концентрации активатора  $\text{Ce}^{3+}$ .

Люминофоры были переданы для изготовления опытных образцов белых светодиодов и измерения их светотехнических характеристик Группе компаний «Корвет» г.Москва и «ИРСЭТ-ЦЕНТР» г.Санкт-Петербург. Представленные образцы люминофоров позволили получить белые светодиоды с координатами цветности  $x=0,29-0,36$  и  $y=0,25-0,38$ . Сила света 0,5-0,7 кд (г.Москва) и 0,3-0,4 кд (г. Санкт-Петербург).

Анализ представленных светодиодов показал, что их светотехнические характеристики зависят от конструкции и размера рефлектора, структуры и толщины люминофорного покрытия, методов формирования оптической линзы и ее температурной обработки. При горячем отверждении возможно химическое взаимодействие с люминофором и его отравление. Для создания белых светодиодов в широкой области цветовых температур возможно применение двух люминофоров, излучающих в зеленой и красной областях спектра.



## **ФОТОПРИЕМНИКИ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ GaN ДЛЯ УСТАНОВОК ОЧИСТКИ ВОДЫ**

***Н.М. Шмидт, В.М. Андреев, А.А. Власов, Е.Е. Заварин, Ю.М. Задиранов,  
В.В. Лундин, А.В. Сахаров, О.В. Титкова, А.С. Усиков, В.М. Щеглов***  
*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург*

***В.П. Фоканов, А.В. Шалларь***

*НПО «ЭНТ» при Международной Академии наук экологии, безопасности человека  
и природы, Санкт-Петербург*

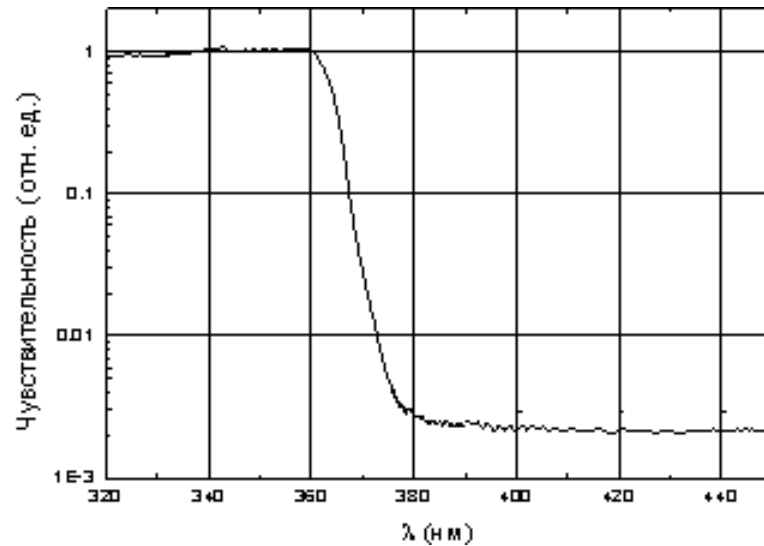
В последние годы, в связи с ухудшением экологической ситуации, обострилась проблема обеспечения населения и, в первую очередь, детских учреждений чистой водой. В научно-производственном объединении «ЭНТ» при Международной Академии наук экологии, безопасности человека и природы были разработаны такие установки производительностью до 200 м<sup>3</sup> чистой водой в час. В процессе работы установок происходит загрязнение кварцевых кожухов бактерицидной лампы и падает эффективность очистки. Для контроля за этим процессом и за ресурсом бактерицидной лампы используется ультрафиолетовый приемник.

Начало загрязнения оснастки фиксируется по падению сигнала фотоприемника. Рабочим является спектральный диапазон 250-360 нм, так как в этом диапазоне регистрирующая система наиболее чувствительна к потере прозрачности кожухов. Одним из основных требований является резкий спад fotocувствительности в области длин волн 360 нм. Это требование вытекает из того, что у бактерицидной лампы есть более слабые максимумы на длинах волн 366, 405 и 436 нм, однако эти спектральные линии не пригодны для регистрации и создают помехи.

В процессе выполнения работы был разработан фотоприемный модуль, состоящий из фотодетектора на барьере Шоттки на основе эпитаксиальных слоев GaN и малогабаритного цифрового устройства, фиксирующего величину фотоответа. Фотодетектор работает в фотовольтаическом режиме. Фотодетекторы на барьере Шоттки получали на слаболегированных кремнием эпитаксиальных слоях, выращенных методом эпитаксии из металлоорганических соединений [1] на сапфировых подложках (0001), с концентрацией  $(5-10) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Напыление металлов проводилось электронным лучом. В качестве омического контакта использовали Ti/Au (100 Å/500 Å) или Ti/Al/Ni/Au (100 Å/500 Å/200 Å/500 Å). Шоттки контакт имел диаметр 1500 мкм. Основная площадь контакта состояла из полупрозрачных слоев Ni/Au (70 Å/100 Å) со штыревыми электродами и контактной площадкой Ni/Au (200 Å/1000 Å). Высота барьера Шоттки – 1 В, что близко к разности работы выхода GaN-Ni, последовательное сопротивление в прямом направлении – 200-300 Ом. Плотность темнового тока при обратном смещении 2 В –  $10^{-8} \text{ А см}^{-2}$ . Абсолютная чувствительность на длине волны 330 нм –  $100 \text{ мА Вт}^{-1}$ . Спектральная характеристика представлена на рис. 1. Она имеет резкий спад в области 360 нм.

Таким образом, параметры полученных фотодетекторов удовлетворяют основным требованиям и находятся на уровне лучших зарубежных аналогов [2]. В

настоящее время полученные фотодетекторы в составе фотоприемного модуля проходят испытания в работающих установках очистки воды.



**Рис. 1.** Спектральная характеристика фотодетектора на барьере Шоттки на основе эпитаксиальных слоев GaN

1. W.V. Lundin, A.S. Usikov, A.D. Kryzhanovskii, D.S. Poloskin, V.V. Ratnikov, A.V. Sakharov, A.N. Titkov, V.A. Tretyakov. Book. 8 Europ. Works. Metal-Organic Vapour Phase Epitaxy and Related Growth Techn., Prague, Czech Republic, 53(1999).
2. J.Y. Dubos Phys. Stat. Sol. (a), **176**, 5 (1999).