

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДИМЕТИЛЭТИЛАМИНАЛАНА КАК ИСТОЧНИКА Al В НИТРИДНОЙ МОГФЭ

А.Е. Баранов^{1*}, Е.Е. Заварин², В.В. Лундин², М.А. Сеницын², В.С. Сизов², А.В. Сахаров²,
С.О. Усов², А.Е. Николаев², А.Ф. Цацульников²

¹УРАН АФТУ РАН Улица Хлопина, 8/3, 194021, Санкт-Петербург
тел. +79117257510, e-mail: a.baranovich@gmail.com;

²ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург

Классический способ получения нитрида алюминия в МОГФЭ – использование триметилалюминия и аммиака в качестве источников элементов III и V групп соответственно при высоких температурах (1100-1300°C). У этого способа есть свои особенности и недостатки. Так, имеет место быть паразитная реакция в газовой фазе, которая приводит к образованию наночастиц AlN [1], что, во-первых, приводит к нелинейности зависимости скорости роста от потоков прекурсоров, а во-вторых, ухудшает качество слоя. Именно по этой причине растут при низких давлениях (~100мбар). Помимо этого, продуктом пиролиза TMA при высокой температуре является не металлический алюминий, а карбид алюминия [2], что оказывает влияние на процессы поверхностной миграции компонент во время эпитаксии и приводит к невозможности реализации селективной эпитаксии AlN с раздельной во времени подачей компонент.

Исходя из вышеизложенного, представляет интерес такой источник алюминия, как диметилэтиламиналан (DMEAA). В эпитаксии арсенидов он применяется, когда необходимо уменьшить вхождение углерода в растущий слой. Также, использование этого источника может дать дополнительные положительные эффекты, связанные с тем, что кардинально изменяется химический процесс происходящий в газовой фазе. Кроме того – наличие водородной связи между аланом и диметилэтиламином позволяет предположить получение металлического алюминия или алана в результате пиролиза, что может позволить реализовать новые методы роста AlN. Поскольку одно из применений нитрида алюминия – буферные слои для роста GaN, представляет интерес исследование особенностей роста нитрида галлия на AlN, выращенном из DMEAA.

Ростовые процессы проводились на установке, созданной на базе узлов Epiquip VP-50RP, модифицированной для роста нитридов. Процесс осаждения на подложке исследовался с помощью *in-situ* лазерной рефлектометрии. *Ex-situ* образцы исследовались методами РЭМ и XRD.

Были проведены эксперименты по пиролизу DMEAA, росту нитрида алюминия из DMEAA и аммиака, росту нитрида галлия на буферном слое AlN, выращенном из DMEAA при малых потоках аммиака (порядка 1scst) на сапфировых подложках (0001) и подложках Si (111). На сапфировых подложках исследовалось влияние состава несущей смеси (соотношение азот/водород) во время роста AlN на морфологию слоя GaN и характер его роста, на кремниевых – оптимальный температурный режим ростового процесса для получения монокристаллического слоя нитрида галлия.

В результате экспериментов установлен механизм пиролиза DMEAA. При низкой температуре (250-450°C) идет осаждение металлического алюминия, при её повышении (до 450-550°C) начинает осаждаться пористый материал с развитой морфологией. При дальнейшем повышении температуры (до 850°C) начинает расти нитрид алюминия.

Также установлено, что синтез AlN из DMEAA и аммиака происходит уже при 150°C. К сожалению, сильные паразитные реакции в газовой фазе между продуктами разложения DMEAA и аммиаком сильно снижают скорость роста и ухудшают качество слоя. Однако использование достаточно низких потоков аммиака (около 1scst) позволяет получить приемлемые скорости роста и хорошее качество слоя.

В ходе экспериментов по росту GaN на буфере AlN на сапфировой подложке выяснено, что состав несущей смеси при росте AlN существенно влияет на характер роста GaN на нём. Так, увеличение доли азота в составе несущей смеси способствует двумерному росту нитрида галлия, в то время как увеличение количества водорода, наоборот, позволяет получить трехмерный рост GaN на начальных стадиях.

Таким образом, управляя составом несущей смеси во время роста буферного слоя AlN, можно контролировать характер роста нитрида галлия. Этот эффект аналогичен особенностям начальных стадий роста описанных в серии работ опубликованных нами ранее [3,4,5]. Как в случае использования зародышевого слоя GaN при росте на сапфировых подложках, так и в случае роста GaN на подложках SiC с использованием буферных слоев AlGaN, описанных в этих работах, изменяя условия отжига и роста зародышевых и буферных слоев возможно управление начальной стадией роста эпитаксиального слоя GaN меняя его характер с 3-х мерного на квазидвумерный. В

данной работе показано, что условия роста буферного слоя AlN при росте на сапфировой подложке влияют на характер начальной стадии роста эпитаксиального слоя GaN, позволяя получить трехмерный рост GaN на начальной стадии с дальнейшим переходом к квазидвумерному росту. Как и в случае других типов буферных и зародышевых слоев (и даже других типов подложек), наличие трехмерной фазы роста эпитаксиального слоя GaN на начальной стадии роста приводит к улучшению качества материала. В данной работе было показано, что в случае использования буферных слоев AlN при росте GaN на сапфировой подложке, возможно реализовать методику роста эпитаксиального слоя GaN с трехмерным ростом на начальной стадии.

При росте на кремниевой подложке найден оптимальный режим роста буферного слоя AlN, позволяющий получить монокристаллический нитрид галлия, однако, сильно напряженный. Определена оптимальная температура роста буферного слоя, позволяющая вырастить монокристаллический слой GaN на кремниевых подложках.

- [1] A.V. Kondratyev [et al.] Aluminum incorporation control in AlGaN MOVPE: experimental and modeling study. – Journal of Crystal Growth 272 (2004) 420–425.
- [2] Лундин В.В. [и др.] Газофазная эпитаксия нитрида алюминия из триметилалюминия и молекулярного азота. — Письма в ЖТФ, 2008, том 34, вып. 21.
- [3] E.V. Yakovlev [et al.] Hydrogen Effects in III-nitride. – 14th International Conference of MOVPE, Metz (France), 1-6 June 2008, Abstracts, pp. 21-23
- [4] Е.Е. Заварин [и др.] О роли водорода в формировании эпитаксиальных слоев GaN. – Тезисы докладов 6-й Всероссийской конференции нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы, 18-20 июня, 2008, стр. 65-67
- [5] В.В. Лундин [и др.] Разработка технологии выращивания эпитаксиальных III-N структур на SiC подложках для синих светодиодов методом MOCVD. – Тезисы 5-й Всероссийской конференции нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы, 31.01-2.02 2007, Москва с.14-15.

USE OF DIMETHYLETHYLAMINE ALANE AS Al PRECURSOR IN NITRIDE MOCVD

A.E. Baranov^{1}, V.S. Sizov², E.E. Zavarin², V.V. Lundin², M.A. Sinitsyn², A.V. Sakharov², S.O. Usov², A.E. Nikolaev², A.F. Tsatsulnikov.*

¹ Academic Physics and Technology University. Khlopina street, 8/3, 194021, Saint-Petersburg, phone. +79117257510, e-mail: a.baranovich@gmail.com;

² A.F.Ioffe Physical Technical Institute. Polytekhnicheskaya street, 26, 194021, Saint-Petersburg

Investigation of use of dimethylethylamine (DMEAA) alane in MOCVD of III-N materials was done. Examination of DMEAA pyrolytic decomposition, aluminium nitride synthesis from DMEAA and ammonia, analysis of the influence of carrier gas composition during AlN buffer growth using DMEAA and low ammonia flows (sapphire substrate) on GaN layer properties and growth mode will be presented. Also, examination of the most preferable temperature conditions for acquiring monocrystalline GaN layer on AlN buffer grown using DMEAA and low ammonia flows on Si (111) substrate will be reported.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В СПЕКТРАХ ЭЛЕКТРООТРАЖЕНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР ТИПА InGaN/AlGaIn/GaN

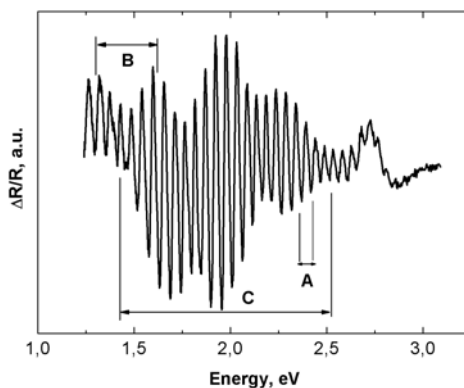
Л.П. Авакянц, П.Ю. Бокков, А.В. Червяков

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы 1 стр. 2, 119991 тел:
(495) 939-2388, факс: (495) 939-1489, эл. почта: pavel_bokov@rambler.ru

Приводятся результаты исследований интерференционных эффектов в спектрах электроотражения и электролюминесценции полупроводниковых гетероструктур AlGaIn/GaN/InGaIn – прототипов сверхярких светодиодов синего свечения.

Кристаллы светодиодов с p-n- гетероструктурами типа InGaIn/AlGaIn/GaN, выращенные методом металло-органической эпитаксии (MOCVD) на сапфировой подложке (Al₂O₃), монтировались в теплоотводящий корпус методом «flip-chip». На подложке последовательно выращивались буферный слой i-GaN (толщина < 500 нм); буферная сверхрешетка InGaIn/GaN и слой n-GaN (толщина 3.5 мкм); 4-5 квантовых ям In_xGa_{1-x}N/GaN (активная область, x=0.13-0.15, толщины квантовых ям 3 нм, барьеров 12 нм); слой, блокирующий поперечный транспорт электронов, p-AlGaIn (толщина 20 нм); и слой p-GaN (толщина 110 нм). Со стороны контакта к р-области наносилось металлическое отражающее зеркало. Исследованные образцы изготовлены ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника» и Philips Lumi LEDs. Согласно спецификации изготовителей образцы отличались количеством квантовых ям в активной области: 5 для образцов ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника» и 4 для образцов Philips Lumi LEDs.

При регистрации спектров гетероструктура освещалась через прозрачную в оптическом диапазоне сапфировую подложку. Угол падения зондирующего излучения на кристалл светодиода составлял 8°. Спектральное разрешение установки не хуже 1 мэВ. Модуляция коэффициента отражения осуществлялась приложением к контактам светодиода периодического напряжения в виде прямоугольных импульсов с частотой 370 Гц со скважностью 2 и постоянным смещением, при котором p-n – переход оставался закрытым (от -7 до +2 В).



Спектр электроотражения гетероструктуры InGaIn/AlGaIn/GaN.
Буквами А, В, С обозначены периоды интерференционных полос

В спектрах электроотражения исследуемых образцов обнаружены линия в области энергий 2.7 эВ, соответствующая межзонным переходам в активной области, и интерференционные полосы различных периодов (см. рисунок). В результате обработки спектров с учетом дисперсии показателя преломления в GaIn оценены характерные толщины областей, в которых наблюдается интерференция: 4.9 мкм, 720 нм, 240 нм. Первому значению соответствует толщина всей гетероструктуры без учета подложки, второму значению – толщина буферного слоя i-GaN, третьему – область, включающая в себя множественные квантовые ямы и слои p-AlGaIn, p-GaN. Появление в спектрах электроотражения интерференционных полос от слоя i-GaN и от области квантовых ям со слоями p-AlGaIn, p-GaN, по-видимому, связано со сравнительно большим коэффициентом

отражения от активной области гетероструктуры. Периодическое экранирование пьезоэлектрических полей в этой области при модуляции приводит к появлению интерференционного сигнала в спектрах электроотражения.

Проведенные исследования серии образцов показали, что в гетероструктурах, применяемых для изготовления светодиодов, излучающих на длине волны 460 нм, активная область расположена на расстоянии 200 - 280 нм от зеркала резонатора.

При этом исследования эффективности светодиодов показали, что большим КПД обладают образцы, в которых область множественных квантовых ям расположена на расстоянии 210 – 220 нм от зеркала резонатора. В этом случае, активная область попадает в пучность резонатора на длине волны 460 нм.

Минимальным КПД обладали образцы с активной областью, расположенной на расстоянии 270 – 280 нм от зеркала резонатора. В этом случае, активная область гетероструктуры попадает в узел резонатора на длине волны 460 нм.

Таким образом, метод спектроскопии электроотражения позволяет оценивать глубину залегания активной области гетероструктуры по отношению к зеркалу резонатора. Информация о положении области множественных квантовых ям по отношению к зеркалу резонатора гетероструктуры является практически важной и позволяет контролировать качество изготавливаемых резонаторов.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ МК-612.2008.2.

THE INTERFERENCE FRINGES IN THE ELECTROREFLECTANCE SPECTRA FROM InGaN/AlGaIn/GaN HETEROSTRUCTURES

L.P. Avakyants, P.Yu. Bokov, A.V. Chervyakov

Department of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Leninskie gory 1, building 2, Moscow, 119991, Russia

The LEDs InGaN/AlGaIn/GaN heterostructures have been studied by means of electroreflectance spectroscopy. The interference fringes were observed in the electroreflectance spectra in the range of 460 – 1000 nm. Analysis of the period of the fringes shows that they are connected with the interference in the layers of the heterostructure with thicknesses of 240 nm, 720 nm and 4.9 μm . The interference signal from the region between multiple quantum wells and reflective mirror is connected with the changing of the reflection coefficient from the multiple quantum wells due to modulation of the electric field in the pn-junction and was used to determine the position of the multiple quantum wells in the heterostructures.

ПЛЕНКИ GaN НА ПОДЛОЖКАХ Si С БУФЕРНЫМ СЛОЕМ Ge

Ю.Н. Бузынин^{1,}, О.И. Хрыкин¹, В.Г. Шенгуров², М.Н. Дроздов¹, Ю.Н. Дроздов¹, С.А. Денисов²*

¹Институт Физики Микроструктур Российской академии наук, ГСП-105, 603950, Нижний Новгород, Тел.: (831) 438–55–55, E-mail: buzynin@ipm.sci-nnov.ru;

²Физико-технический исследовательский институт при НГУ им.Н.И.Лобачевского, пр.Гагарина, д.23, корп.3, 603950, Нижний Новгород

Специфической трудностью выращивания GaN является отсутствие подложек для гомоэпитаксии. Поэтому вплоть до настоящего времени, практически вынужденным является гетероэпитаксиальный рост GaN на инородных подложках. Из-за большого рассогласования кристаллических решеток пленки и подложки, также как и обычно применяемых буферных слоев, на границе слой-подложка возникают дислокации несоответствия, а в объеме - генетически связанные с ними наклонные дислокации, деформационные дефекты упаковки, микродвойники. Это ухудшает оптические и электрофизические параметры пленок и затрудняет их приборное применение.

Огромный интерес для использования в качестве подложки для эпитаксии нитридов представляет Si - основной материал полупроводниковой электроники. Несмотря на огромную привлекательность кремниевой подложки, трудно вырастить прямо на ней слой GaN высокого качества из-за большого решетчатого несоответствия (17 %) и большого различия в коэффициентах термического расширения подложки и слоя (56 %). Путь решения проблемы лежит в разработке оптимальных буферных слоев, а также оптимизации условий выращивания пленок.

В данной работе исследуется возможность разработки и применения новых буферных слоев Ge на подложках Si для выращивания методом МОГФЭ пленок GaN. Преимущества буферных слоев Ge состоит в хорошем смачивании слоя галлием, отсутствии взаимодействия между Ga и Ge, близости коэффициентов теплового расширения Ge и GaN, имеющих рассогласование всего 5,5% [1]. Для наиболее часто используемых подложек эта величина значительно выше. Так для Al₂O₃ она составляет 34%, а SiC - 25%.

Рост буферных слоев Ge проводился на установке молекулярно-пучковой эпитаксии с газовым источником, разработанной и изготовленной в НИФТИ ННГУ. В качестве подложек использовались пластины монокристаллического кремния n- или p- типа проводимости с ориентацией (100) и удельным сопротивлением 4,5 и 12 Ом·см, соответственно. Пластины нагревались пропуском тока. Часть подложки Si была покрыта пористым слоем, другая часть оставалась от него свободной. Это позволяло проводить сравнительное исследование слоев Ge, полученных на пористой и монокристаллической частях одной и той же подложки при одинаковых условиях роста. Пористый буфер получали методом электрохимического травления. Для выращивания слоев Ge в камеру роста с базовым давлением ~1·10⁻⁸ торр напускали герман до давления 1·10⁻³ – 5·10⁻⁶ Торр, которое поддерживали постоянным в процессе роста слоя с помощью системы напуска газа.

Выращивание пленок GaN на подложки с новым буферными слоями проводилось методом МОГФЭ при пониженном давлении (76 торр) на установке, изготовленной в ИФМ РАН. В качестве материалов источников использовали триметилгаллий (Ga(CH₃)₃) и аммиак (NH₃). Газом носителем служил водород, очищенный через палладиевый фильтр. Предэпитаксиальной обработкой подложки Si с буферным слоем Ge служил ее отжиг в водороде при T = 900С. При этой же температуре проводился и рост пленки GaN.

Структурное совершенство, электрофизические и фотоэлектрические характеристики полученных буферных слоев и эпитаксиальных пленок GaN изучали с помощью стандартных методик рентгеновской дифрактометрии, оптической и атомно-силовой микроскопии, вторично - ионной масс – спектроскопии и фотоломинесценции.

Найдены условия получения на подложках Si(100) при низкой температуре (400 ÷ 500°С) зеркально гладких, однородных по площади буферных слоев Ge. Снижение температуры эпитаксии было достигнуто за счет применения дополнительного нагревателя в виде Ta-полоски, расположенной вблизи подложки и нагретой до T = 1200°С. Исследования морфологии буферных слоев толщиной ~ 0,3 мкм с помощью интерференционной измерительной системы Talysurf CCI 2000 установили, что шероховатость поверхности не превышает 0,6 нм. Рентгенодифракционные исследования свидетельствуют о том, что слой Ge, полученные при T=400°С представляют собой по структуре эпитаксиальный мозаичный монокристалл почти чистого Ge (99±2%), в состоянии, близком к полной релаксации упругих напряжений (рис1-а). Использование пористого слоя приводит к вхождению Si в растущий слой. Как показали данные рентгеновской дифрактометрии

при температуре роста 650°C содержание Si в твердом растворе Ge-Si при росте на пористом слое может достигать 45%.

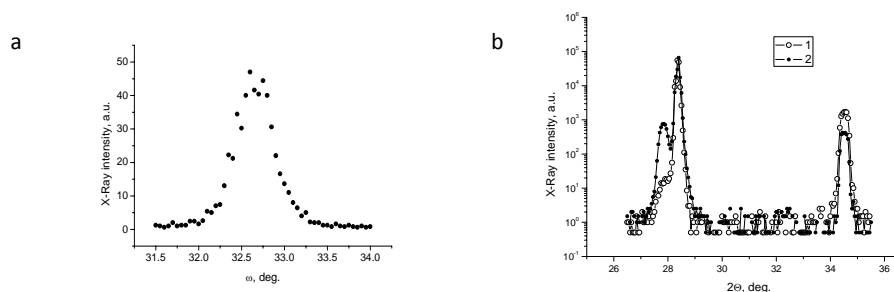


Рис.1. а- Рентгенодифракционная кривая качания буферного слоя Ge/Si(100) (FWHM ω = 0.5°) и б- XRD спектры пленки GaN на буферном слое Ge на монокристаллическом (1) и пористом (2) Si(100).

Методом МОГФЭ при пониженном давлении на новых буферных слоях получены монокристаллические однородные, гладкие пленки GaN, имеющие хорошую адгезию с подложкой (рис.1б). Важно отметить, что применение данных буферных слоев позволило снизить температуру роста монокристаллических пленок GaN до 900 °С, в то время как типичные температуры роста с другими буферными слоями составляют обычно 1000-1100°C. Рост GaN происходит непосредственно на слое Ge и не требует осаждения дополнительных буферных слоев. Снижение температуры эпитаксии, а также близость коэффициентов теплового расширения буферного слоя и гетероэпитаксиальной пленки позволяет рассчитывать на улучшение качества материала, в частности, на повышение толщины, не имеющих трещин пленок GaN, на подложках Si.

[1]. R.R.Lieten, S.Degroote, K.Cheng, M.Leys, M.Kuijk, G.Borghs. Growth of GaN on Ge (111) by molecular beam epitaxy. APL 89, 252118 (2006)

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 09-02-01311

GaN FILMS ON Si SUBSTRATES WITH Ge BUFFER LAYER

Yu.N. Buzynin^{1,*}, O.I. Khrykin¹, V.G. Shengurov², M.N. Drozdov¹, Yu.N. Drozdov¹, S.A. Denisov

¹Institute for Physics of Microstructure, Russian Academy of Sciences, GSP-105, 603950, Nizhny Novgorod, Russia, Tel.: (831) 438-55-55, E-mail: buzynin@ipm.sci-nnov.ru;

²Physicotechnical Research Institute, Nizhny Novgorod State University, pros. Gagarina, n.23, case 3, 603950, Nizhny Novgorod, Russia

Possibility of working out and application of new Ge buffer layers on Si substrates for GaN films growth by LP-MOCVD method is investigated in the given work. Conditions of reception singlecrystal, mirror smooth Ge buffer layers at low temperature (400 ÷ 500 °C) by CBD hot-wire method on Si (100) substrates are found. Singlecrystal GaN films were grown at T= 900 °C on new buffer layers by LP-MOCVD method.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ РОСТА НА МЕХАНИЧЕСКИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ПЛЕНКАХ GaN ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ HVPE

Р.И. Горбунов¹, Н.И. Бочкарева¹, В.В. Воронцов², Ф.Е. Латышев³, Ю.С. Леликов¹, А.С. Зубрилов¹, А.И. Цюк², Ю.Г. Шретер¹.

¹ ФТИ РАН им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д.26, 194021, Санкт-Петербург; тел. +7(921)9606185, shreter@peterlink.ru;

² СПбГПУ, ул. Политехническая, д.29, 195251, Санкт-Петербург;

³ НИИ Физики им. В.А. Фока СПбГУ, ул.Ульяновская, д.1, 198504, Санкт-Петербург

Метод хлорид-гидридной газофазной эпитаксии (HVPE) позволяет достичь высоких скоростей роста и получать толстые эпитаксиальные слои GaN относительно низкой стоимости. Такие слои могут быть использованы в качестве подложек для дальнейшего выращивания слоёв GaN высокого качества с низкой плотностью дислокаций.

Одной из проблем в получении толстых слоёв GaN методом HVPE является стресс, возникающий в процессе роста и при последующем охлаждении подложки с выращенной на ней плёнкой. Стресс приводит к изгибу подложки, образованию дефектов в плёнке и её растрескиванию.

Данная работа посвящена исследованию влияния параметров роста на структурное качество пленок.

Все пленки нитрида галлия были выращены на вертикальном HVPE реакторе. Реактор способен одновременно выращивать шесть подложек диаметром два дюйма. Нагрев реактора производится внешней резистивной двух-зонной печью, которая может смещаться относительно реактора, что позволяет получать большие скорости нагрева или охлаждения рабочей зоны реактора.

Рост проводился на подложках сапфира диаметром 2 дюйма, разориентированных на 0.3 градуса по направлению к плоскости А. Перед депозицией сапфировые подложки отжигались при температуре 1060°C в атмосфере аммиака в течение 10 минут. Далее наносился буферный слой при давлении 250 Торр и температуре 800С в течение 3 минут. Затем реактор нагревался до температуры роста в атмосфере аммиака. После отжига буфера проводился рост при давлении 800 Торр и температурах 1040-1130С. Скорость роста регулировалась изменением потока HCl в реактор.

На рисунке 1 представлена фотография пленки нитрида галлия в проходящем свете. Пленка толщиной 30 микрон была выращена при температуре 1125С и скорости роста 35 микрон в час. На фотографии хорошо видны многочисленные трещины в пленке. Трещины в основном параллельны направлению $\langle 10\bar{1}0 \rangle$ и формируют несколько слоев друг над другом. Подобного вида трещины вызваны растягивающим напряжением и возникают в процессе роста пленки [1].

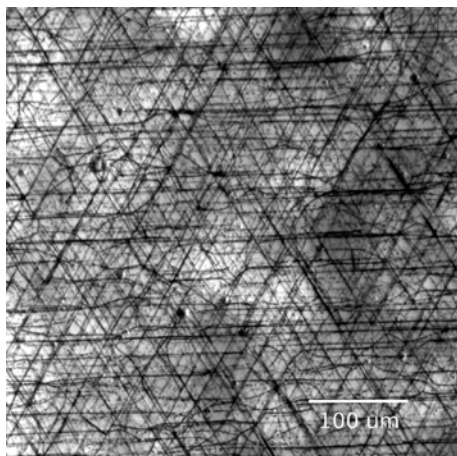


Рис.1. Пленка GaN толщиной 30 микрон, выращенная при высокой температуре и низкой скорости роста.

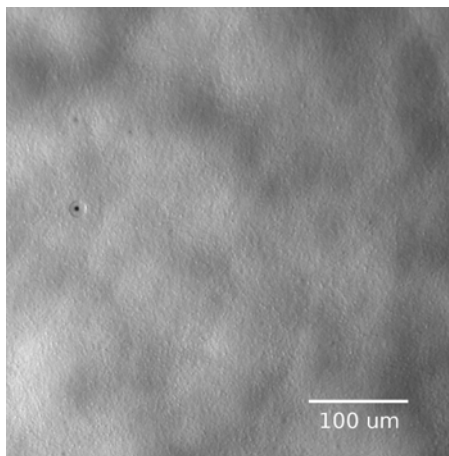


Рис.2. Пленка GaN толщиной 40 микрон, выращенная в две стадии.

Для уменьшения ростового стресса рост пленок проводился в две стадии. На первой стадии выращивался слой при низкой температуре и большой скорости роста. Такая пленка обладает меньшим ростовым стрессом, но неоднородной поверхностью, состоящей преимущественно из малоугловых плоскостей растущих зерен. На рисунке 3 показана фотография поверхности такого слоя, выращенного при температуре 1060°C и скорости роста 200 микрон в час. На рисунке 4 показан профиль этой же пленки.

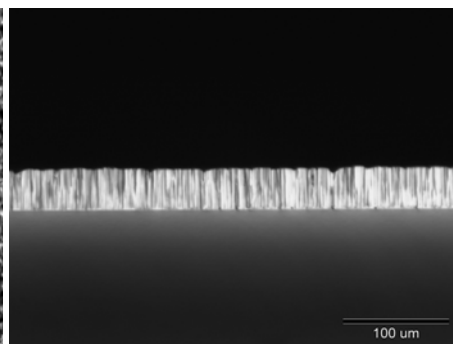
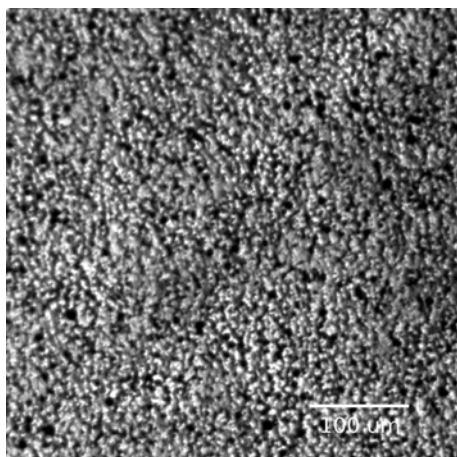


Рис.3. Пленка GaN толщиной 40 микрон, выращенная при низкой температуре и высокой скорости роста.

Рис.4. Профиль пленки GaN, выращенной при низкой температуре и высокой скорости роста.

Для выравнивания поверхности сверху выращивался слой высокого качества при высокой температуре и низкой скорости роста. На рисунке 2 показана фотография такой пленки толщиной 40 микрон в проходящем свете.

Варьирование параметров роста позволяет выращивать пленки нитрида галлия толщиной 30-100 микрон без трещин и макродефектов.

[1] E. V. Etzkorn and D. R. Clarke: J. Appl. Phys. 89 (2001) 1025.

EFFECT OF GROWTH PARAMETERS ON STRESS IN HVPE GAN FILMS

R.I. Gorbunov¹, N.I. Bochkareva¹, V.V. Voronenkov², Ph.E. Latyshev³, Y.S. Lelikov¹, A.S. Zubrilov¹, A.I. Tsuk², Y.G. Shreter^{1*}

¹ Ioffe Physical Technical Institute, 26, Polytekhnicheskaya str, 194021, St.-Petersburg; tel.+7(921)9606185, shreter@peterlink.ru;

² St.-Petersburg State Polytechnical University, 29, Polytekhnicheskaya str, 194021, St.-Petersburg;

³ Physics Institute of St.-Petersburg State University, 1 Ulianovskaya str., 198504, St.-Petersburg

One of the problems in growth of thick HVPE GaN films is growth and thermal stress. To decrease the growth stress films were grown by two stages. At the first stage GaN is grown at low temperature and high speed with low growth stress and rough surface. At the second stage high quality layer at high temperature and low growth speed is grown to planarize the surface of the film. Tuning of growth parameters allow one to grow crack-free GaN films with thickness 30-100 microns.

ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ АНСАМБЛЕЙ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК GaN В МАТРИЦЕ AlN

И.А. Александров^{1}, К.С. Журавлев¹, Р.-О. Holtz².*

¹ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. ак. Лаврентьева, 13, 630090, Новосибирск,
тел. +7(383)3304475, e-mail: aleksandrov@thermo.isp.nsc.ru;

² Linköping University, S-581 83 Linköping, Sweden

Структуры с GaN квантовыми точками (КТ) привлекают большое внимание из-за перспективы их использования в качестве активных областей светоизлучающих приборов ультрафиолетового и видимого диапазона, элементов памяти и инфракрасных фотоприёмников на межподзонных переходах. В процессе синтеза энергетически выгодно формирование симметричных КТ в виде усеченных пирамид с гексагональным основанием. Гексагональные GaN КТ отличаются гигантским встроенным электрическим полем напряженностью до нескольких МВ/см, вызванным различием спонтанной и пьезоэлектрической поляризации материала матрицы и КТ, которое значительно влияет на энергетический спектр КТ в силу квантового эффекта Штарка. Кроме того, энергетический спектр КТ зависит также от их формы, величины и пространственного распределения полей упругих напряжений и электрических полей, связанных с зарядами, локализованными на ловушках вблизи КТ.

Для получения информации о степени анизотропии полей в КТ в данной работе исследовалась линейно поляризованная в плоскости поверхности структур фотолюминесценция (ФЛ). Анизотропия КТ обычно вызывает расщепление энергетических уровней нейтральных экситонов в КТ, что позволяет регистрировать в спектрах излучения одиночных КТ дискретные линии, линейно поляризованные в перпендикулярных направлениях [1]. Кроме того, сила осцилляторов этих линий зависит от степени смешивания состояний тяжелых и легких дырок в валентной зоне [2], что приводит к различной интенсивности линий люминесценции. В результате излучение одиночной КТ становится линейно поляризованным, даже если расщепление энергетических уровней нейтральных экситонов настолько мало, что экситонный дублет не разрешается. В GaN/AlN КТ направление линейной поляризации люминесценции отдельных КТ обычно хаотично, что приводит к неполяризованной люминесценции больших ансамблей КТ. В данной работе сообщается о наблюдении линейно поляризованной ФЛ достаточно больших ансамблей КТ и обсуждается происхождение анизотропии излучения.

В работе изучались структуры с КТ GaN в матрице AlN, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках (0001) сапфира. В качестве источника активного азота использовался аммиак. Одиночный слой КТ формировался на поверхности слоя AlN при сравнительно низкой температуре подложки около 540 °С, что позволило формировать КТ без смачивающего слоя. Для изменения размеров КТ варьировалось номинальное количество осажденного GaN, равное около 1, 2 и 4 монослоям в образцах №415, 416 и 417, соответственно. Типичная плотность КТ равнялась 10^{11} см⁻². Возбуждение ФЛ осуществлялось излучением лазера с энергией фотона $\hbar\omega=4,66$ эВ, которая больше ширины запрещенной зоны GaN (3,5 эВ) и меньше таковой в AlN (6,2 эВ). Максимальная мощность излучения лазера была 5 мВт. Лазерное излучение фокусировалось на образце в пятно диаметром примерно 1,5 μ м, в которое попадает примерно 10^3 КТ. Поляризация ФЛ вращалась с помощью полуволновой пластины и анализировалась призмой Глана - Томпсона. ФЛ регистрировалась с помощью спектрометра, оснащенного ПЗС камерой, охлаждаемой жидким азотом.

Спектры микро-ФЛ структур с GaN/AlN КТ, представленные на рис.1, состоят из яркой полосы с энергией максимума, варьировавшейся в пределах 3,2 – 3,8 эВ из-за изменения размеров КТ в различных образцах. Типичная ширина полос ФЛ на полувысоте равнялась 400 мэВ. Было обнаружено, что интенсивность ФЛ образца с минимальной плотностью КТ уменьшается более чем на два порядка величины в течение примерно 30 минут под действием стационарного лазерного излучения, а затем остается постоянной. ФЛ остальных исследованных образцов была неизменной. Спектр ФЛ образца №417 был записан после стабилизации его интенсивности.

Спектры микро-ФЛ образца №417 с ортогональным направлением поляризации показаны на рис.2. Видно, что излучение линейно поляризовано, степень линейной поляризации, определенная как $P=(I_v-I_h)/(I_v+I_h)$, равна $P = 15\%$. Здесь I_v и I_h интенсивности в максимуме спектров ФЛ, с поляризацией параллельной и перпендикулярной оси призмы Глана – Томпсона, соответственно.

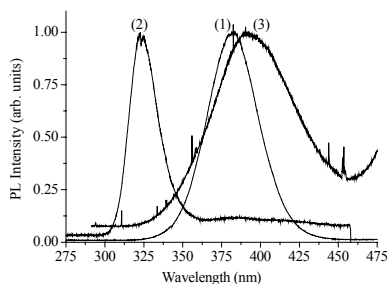


Рис.1. Нормированные спектры микро-ФЛ структур с GaN/AlN КТ, измеренные при температуре 3,6 К. (1) – образец №415, (2) – образец №416, (3) – образец №417 с номинальной толщиной GaN равной 4, 2 и 1 монослою, соответственно.

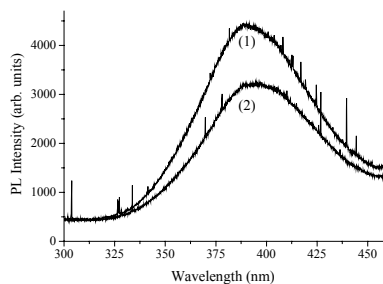


Рис.2. Спектры микро-ФЛ образца №417, измеренные при различном направлении поляризации: (1) параллельно и (2) перпендикулярно оси анализатора после примерно 30 минутного освещения лазером.

ФЛ образцов с большим покрытием GaN поляризована в меньшей степени, а именно, для образца №415 степень поляризации ФЛ равна 6%, а для образца №416 составляет только 2%, что сравнимо с точностью наших экспериментов.

Мы предполагаем, что линейная поляризация ФЛ обусловлена тем, что GaN КТ преимущественно формируются вблизи минимумов упругой энергии на поверхности слоёв AlN, близких к дефектам, таким как дислокации, которые ориентированы определенным образом. Это приводит к анизотропному распределению упругих напряжений и формы квантовых точек и, как следствие, к линейной поляризации ФЛ. Большая степень поляризации образца с минимальным содержанием GaN связана с тем, что в этом образце большая доля КТ сформировалась вблизи дислокаций. Эти дислокации могут выступать также в качестве центров безызлучательной рекомбинации, гасящих ФЛ КТ.

Работа поддержана грантом РФФИ 09-02-00974.

[1] E.Poem, J.Shemesh, I.Marderfeld, D.Galushko, N.Akopian, D.Gershoni, B.D.Gerardot, A.Badolato, and P.M.Petroff, Phys. Rev. B 76, 235304 (2007).

[2] D.Gammon, E.S.Snow, B.V.Shanabrook, D.S.Katzer, and D.Park, Phys.Rev.Lett. 76, 3005 (1996).

LINEAR POLARIZED PHOTOLUMINESCENCE FROM ENSEMBLES OF GaN QUANTUM DOTS IMBEDDED IN AlN MATRIX

I.A. Aleksandrov^{1}, K.S. Zhuravlev¹, and P.-O. Holtz²*

¹ Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
Lavrentieva avenue 13, 630090, Novosibirsk,

ph.: +7(383)3304475, e-mail: aleksandrov@thermo.isp.nsc.ru

² Linköping University, S-581 83 Linköping, Sweden

We report microphotoluminescence studies of GaN/AlN quantum dots grown along the (0001) crystal axis by molecular-beam epitaxy on sapphire substrates. To obtain quantum dots with different density and size a nominal GaN coverage was varied from 1 to 4 monolayers. The highest density of quantum dots was about 10^{11} cm^{-2} , so about 10^3 quantum dots was excited in experiments. We found that the photoluminescence intensity of a sample with the smallest amount of deposited GaN decreases in more than two orders of magnitude under continuous-wave laser exposure during about 30 minutes and then it remains stable. The photoluminescence intensity of the rest samples was time-independent quantity. The emission band of the former sample exhibits a prominent linear polarization along the growth plane. We assume that the quite high degree of polarization can be due anisotropy of strain and/or shape of the quantum dots formed near dislocations which act also as recombination centers causing photoluminescence quenching.

СОЗДАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ БРЭГГОВСКИХ ОТРАЖАТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР InAlN/GaN И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ СВОЙСТВ

Е.Е. Заварин¹, В.В. Лундин¹, М.А. Сеницын¹, А.В. Сахаров¹, С.О. Усов¹, А.Е. Николаев¹, С.И. Трошков¹, М.А. Яговкина¹, Е.В. Яковлев², Р.А. Талалаев², Д.В. Давыдов¹, А.В. Лобанова², Н.А. Черкашин³, М.Ж. Нутч³, П.Н. Брунков¹, А.Ф. Цацульников¹*

¹ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая ул., д.26, 194021, Санкт-Петербург, Россия
тел. +7(812)297-6866, e-mail: zavarin@yandex.ru;

²STR Group - Soft-Impact Ltd., а/я 89, 194156, Санкт-Петербург, Россия

³CEMES/CNRS, 29 rue Jeanne Marvig, 31055, Toulouse, France

Большое различие коэффициентов преломления для GaN и решеточно согласованного с ним раствора InAlN в сочетании с малыми напряжениями в слоях делает возможным создание бездефектных распределенных брэгговских отражателей (РБО) с высокими коэффициентами отражения. Несмотря на то, что такие структуры уже были продемонстрированы [1], очень мало доступной информации о росте и свойствах таких структур.

В данной работе слои InAlN и InAlN/GaN РБО были выращены методом МОГФЭ с использованием модернизированной установки Epiqip VP-50RP и AIXTRON 2000HT. Рост осуществлялся на слоях GaN/Al₂O₃(0001), выращенных с использованием стандартного двухстадийного метода и напрямую на Al₂O₃(0001). Структуры были исследованы с помощью спектроскопии оптического отражения (Leitz MPV-SP), растровой электронной микроскопии (РЭМ), просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), атомно-силовой микроскопии (АСМ), дифракции рентгеновских лучей (XRD).

Оптимизация роста InAlN началась с роста одиночных слоев толщиной (?) с мольной долей InN около 17% (решеточно согласованный состав с GaN при комнатной температуре). Были проведены серии экспериментов с изменением температуры роста, давления в реакторе, потоков NH₃, N₂, TMAI, TMIn. Оптимальные условия роста AlN и InN значительно различаются, поэтому начальные условия роста твердого раствора InAlN были выбраны как компромисс между нашими стандартными условиями роста AlGaIn и InGaIn и в соответствии с проведенным моделированием эпитаксиального процесса. Было показано, что в слоях InAlN наблюдается фазовый распад, который определяется соотношением скорости роста, отношением V/III и давлением в реакторе. В условиях подавления фазового распада были получены одиночные слои InAlN с мольной долей ~17% однородного состава толщиной до 700нм.

При выращивании РБО InAlN/GaN было показано, что для получения структур с резкими и плоскими интерфейсами слои GaN необходимо выращивать в условиях, способствующих планаризации их поверхности, то есть при высокой температуре и в атмосфере водорода. Поэтому оптимальным режимом роста РБО является рост InAlN при температуре 820-840°C в азоте, а слоев GaN в водороде при температуре 1030°C. Дальнейшая оптимизация условий роста РБО с малым изменением параметров роста позволила создать прекрасные РБО с коэффициентом отражения более 99% в широком диапазоне длин волн, имеющих очень гладкую поверхность и резкие интерфейсы между слоями (рис.1). Несмотря на высокую величину E_g для InAlN, легированные кремнием РБО имели σ_n~60 (Ом·см)⁻¹ при n_c=2-3·10¹⁸см⁻³ и μ_n=100-130 см²/(В·с), что позволяет применять РБО в приборных структурах. Однако детальное исследование структуры показало, что слои InAlN и РБО в целом имеют сложную дефектную структуру. При анализе изображений ПЭМ, полученных с g=0002 (рис.2), не наблюдается краевых и винтовых дислокаций, рождающихся в РБО InAlN/GaN. Однако краевые дислокации обнаруживаются при анализе изображений ПЭМ, полученных с g=2-1-10 (рис.2). Их плотность составляет около 10¹⁰см⁻², что более, чем на порядок, больше, чем в нижележащем слое GaN. Дислокации зарождаются в слое InAlN ближе к его верхней части и могут замыкаться друг на друга как в этом же слое, так и в следующем слое GaN или даже в следующем за ним слое InAlN. Плотность этих дислокаций постепенно увеличивается от нижней к верхней части РБО. Несмотря на большую плотность дислокаций внутри РБО структуры, светодиодные структуры InGaIn/AlGaIn, выращенные на таком РБО, показывали достаточно высокую эффективность. Верхний интерфейс каждого слоя InAlN достаточно развитый, в то время как нижний - плоский, что свидетельствует о полной планаризации поверхности при росте каждого слоя GaN. Анализ изображений ПЭМ высокого разрешения показал, что каждый слой InAlN содержит два подслоя один над другим. Первые 5-15 нм слоя InAlN однородные (двухмерные) и не содержат дефектов. Второй подслой содержит 3-х мерные гранулы InAlN, которые совпадают по параметру решетки в плоскости с параметром решетки GaN и в тоже время отличаются от InAlN нижнего подслоя небольшим наклоном и значительным поворотом в плоскости слоя. Более того,

каждый слой InAlN является неоднородным по составу в направлении роста. Первые 50нм слоя (и 2-D и 3-D части) испытывают напряжение сжатия, что говорит о превышении состава InAlN по InN по сравнению с более решеточно-согласованным с GaN, и состав по InN увеличивается по мере роста РБО. Кроме того, последние 2-3нм каждого InAlN слоя испытывают сильное напряжение растяжения, что соответствует составу твердого раствора очень близкого к AlN. Возможно, эти слои AlN формируются в результате отжига при нагреве слоев InAlN для роста GaN в водород-аммиачной атмосфере, что говорит о важности последовательности перехода от роста InAlN к GaN. Таким образом, оптимизированная в терминах плотности трещин структура РБО является неоднородной в терминах постоянных решетки, однако напряжения в ней компенсируют друг друга.

Работа выполнялась при поддержке РФФИ (08-02-01344а) и программы фундаментальных исследований №27 Президиума РАН.

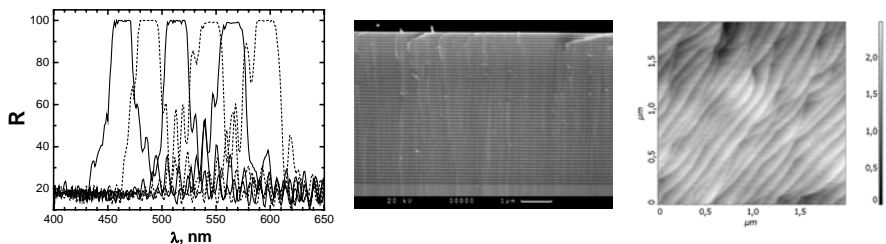


Рис.1 Спектр отражения, изображение скола(РЭМ) и поверхности(АСМ) РБО InAlN/GaN

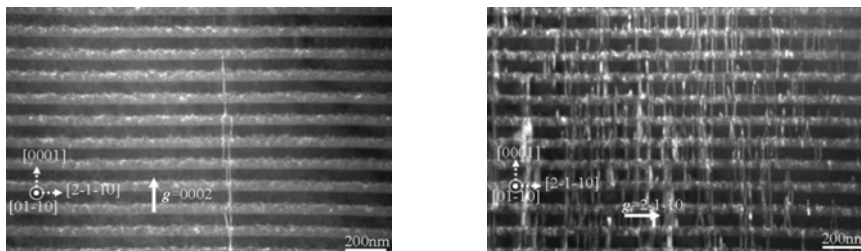


Рис.2. Изображения ПЭМ скола РБО InAlN/GaN вблизи поверхности структуры, полученные с $g=0002$ (слева) и $g=2-1-10$ (справа)

[1] R. Butter et al., Jpn. J. Appl. Phys., **44**, 7207 (2005)

GROWTH AND ADVANCED CHARACTERIZATION OF InAlN/GaN DISTRIBUTED BRAGG REFLECTORS

E.E. Zavarin^{1}, W.V. Lundin¹, M.A. Sinitsyn¹, A.V. Sakharov¹, S.O. Usov¹, A.E. Nikolaev¹, S.I. Troshkov¹, M.A. Yagovkina¹, E.V. Yakovlev², R.A. Talalaev², D.V. Davydov¹, A.V. Lobanova², N.A. Cherkashin³, M.J. Hytch³, P.N. Brunkov¹, and A.F. Tsatsulnikov¹*

¹Ioffe Physico-Technical Institute, Politechnicheskaya 26, 194021, St-Petersburg, Russia
phone +7(812)2976866, *zavarin@yandex.ru

²STR Group - Soft-Impact Ltd., P.O. Box 89, 194156, St.Petersburg, Russia

³CEMES/CNRS, 29 rue Jeanne Marvig, 31055, Toulouse, France

We have developed growth technique of InAlN/GaN DBRs with very high reflectivity (>99%) for the whole visible range. Detailed investigations have shown that in spite of good optical and morphological properties the internal structure of these DBRs is imperfect, with high density of edge-type dislocations and complex structure of InAlN layers. InAlN growth peculiarities limit the thickness of acceptable-quality material and require precise parameters optimization.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ И СТРУКТУРНЫХ СВОЙСТВ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ БРЕГГОВСКИХ ОТРАЖАТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ InAlN/GaN

С.О. Усов^{1,2,}, Е.Е. Заварин^{1,2}, А.Ф. Цацульников^{1,2}, В.В. Лундин^{1,2}, А.В. Сахаров^{1,2}, А.Е. Николаев^{1,2}, М.А. Синицын^{1,3}, Н.В. Крыжановская¹, С.И. Трошков¹, Н.Н. Леденцов¹*

¹Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург, тел. +7(812)2927132, e-mail: S.Usov@mail.ioffe.ru

²Учреждение Российской академии наук Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН, Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург

³Санкт-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН, ул. Хлопина, 8, корп. 3, 195220, Санкт-Петербург

Разработка технологии эпитаксиального роста распределенных брегговских отражателей (РБО) для видимого диапазона на основе нитридов третьей группы связана с разработкой и созданием резонансных светодиодов и вертикально-излучающих лазеров на основе InGaAlN [1]. Использование полупроводниковых монокристаллических РБО вместо диэлектрических, таких как SiO₂/Si₃N₄, SiO₂/HfO₂, TiO₂/SiO₂, позволяет упростить конструкцию и пост-ростовые операции при изготовлении светоизлучающих приборов.

В отличие от других полупроводниковых РБО использование системы материалов InAlN/GaN позволяет преодолеть проблему возникновения упругих напряжений, которые при увеличении толщины и числа периодов слоев приводят к нарушению морфологии поверхности или образованию трещин. Поскольку слой In_xAl_{1-x}N при x=0.17 является решеточно-согласованным с GaN в плоскости эпитаксиального роста, то при изменении состава In в твердом растворе InAlN от 14 до 20% рассогласование постоянной решетки с GaN находится в пределах 0.5%, что позволяет выращивать InAlN/GaN эпитаксиальные структуры большой толщины на буферных слоях GaN без ухудшения морфологии и появления трещин. Разница в показателях преломления между InAlN и GaN, составляющая 6-8% в диапазоне длин волн 400-600 нм, обеспечивает возможность создания InAlN/GaN РБО с коэффициентами отражения более 99%.

В работе проведено исследование оптических и структурных свойств распределенных брегговских отражателей на основе In_xAl_{1-x}N/GaN, имеющих максимумы отражения в широком диапазоне длин волн от 460 до 610 нм. Исследованные образцы были выращены на сапфировых подложках ориентации (0001) с буферным слоем GaN толщиной около 3 мкм методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ГФЭ МОС) на модифицированной установке Epiquip VP-50 RP. Аммиак, триметилгаллий (ТМГ), триметилиндий (ТМИ), триметилалюминий и моносилан использовались в качестве соединений – источников. При выращивании эпитаксиальных слоев GaN в качестве несущего газа использовался водород, при выращивании InAlN – азот. [2].

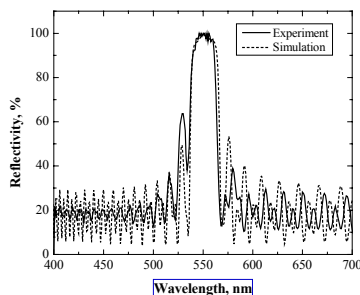
Из анализа изображений, полученных методом растровой электронной микроскопии на установке CamScan S4-90FE, установлено, что выращенные РБО на основе InAlN/GaN имеют ярко выраженную периодическую структуру с резкими интерфейсами. Структурные свойства были исследованы методом рентгеновской дифракции высокого разрешения на установке Bruker Discover D8. Спектры оптического отражения снимались при нормальном падении с использованием галогеновой лампы в качестве источника света и с нормировкой полученных спектров на отражение от эталонного образца. Моделирование спектров оптического отражения (рис. 1а) осуществлялось с помощью программы, основанной на методе матриц передачи [3, 4].

Для определения влияния параметров эпитаксиального роста на РБО были исследованы структуры, содержащие от 17 до 57 периодов слоев InAlN/GaN. Проведен анализ влияния параметров эпитаксиального роста, толщин и числа периодов слоев In_xAl_{1-x}N/GaN на коэффициент отражения, оптические и структурные свойства распределенных брегговских отражателей. Показано, что зависимость коэффициента отражения для исследуемых структур от числа пар InAlN/GaN находится в хорошем согласии с расчетной зависимостью (рис. 1б), что обеспечивает оптимизацию РБО для выбранного коэффициента отражения. Показано, что для роста In_xAl_{1-x}N/GaN РБО толщины слоев InAlN в структуре не должны превышать ~60 нм для сохранения морфологии поверхности и для предотвращения формирования дефектов в структуре.

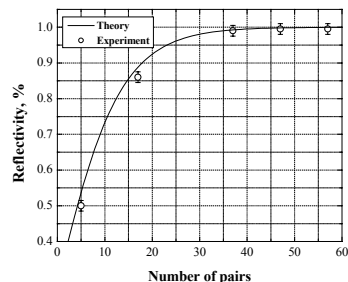
Полученные в работе РБО дали возможность вырастить светодиоды, содержащие под InGaAlN/GaN активной областью РБО InAlN/GaN с различным числом пар от 7 до 17. Исследования светодиодных структур с РБО показали, что осаждение РБО не приводит к ухудшению структурных и оптических свойств активной области светодиодов.

В результате проведенной оптимизации параметров роста и структуры полупроводниковых РБО были получены распределенные брегговские отражатели с коэффициентом отражения более 99% в широком интервале длин волн от 460 до 610 нм на основе системы материалов InAlN/GaN. Созданы светодиодные структуры на основе InGaN/GaN синего диапазона с использованием InAlN/GaN распределенных брегговских отражателей.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 08-02-01344-а) и Программой фундаментальных исследований Президиума РАН № 27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».



(a)



(b)

Рис. 1. Экспериментальные (сплошные линии) и расчетные (пунктирные линии) спектры отражения для РБО, содержащего 37 периодов слоев InAlN/GaN (a); Зависимость максимального коэффициента отражения от числа периодов InAlN/GaN в исследуемых структурах (b)

- [1] Dong-Xue Wang, Ian T. Ferguson, John A. Buck, *Applied Optics* 46, 4763-4767 (2007)
 [2] W.V. Lundin, *Proc European Workshop on Metalorganic Vapor Phase Epitaxy (EW-MOVPE) XIII*, (Ulm, Germany, 2009)
 [3] Amnon Yariv, Pochi Yeh, *J. Opt. Soc. Am.* 67, 438- 448 (1977)
 [4] H.A. Macleod, *Thin-Film Optical Filters Third Edition*. Bristol, UK: Institute of Physics Publishing, 678 pp., 2001

INVESTIGATION OF OPTICAL AND STRUCTURAL PROPERTIES OF InAlN/GaN DISTRIBUTED BRAGG REFLECTORS

S.O. Usov^{1,2,*}, E.E. Zavarin^{1,2}, A. F. Tsatsul'nikov^{1,2}, V.V. Lundin^{1,2}, A.V. Sakharov^{1,2}, A.E. Nikolaev^{1,2}, M. A. Sinitsyn^{1,3}, N.V. Kryzhanovskaya¹, S.I. Troshkov¹, N.N. Ledentsov¹.

¹Ioffe Physico-Technical Institute of the RAS, Polytechnicheskaya ul. 26, 194021, St.Petersburg, +7(812)2927132, e-mail: S.Usov@mail.ioffe.ru

² Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center of RAS, Polytechnicheskaya ul. 26, 194021, St.Petersburg

³ St Petersburg Physics and Technology Centre for Research and Education of RAS, Hlopina ul. 8-3, 195220 St.Petersburg

The structural and optical properties of InAlN/GaN distributed Bragg reflectors (DBRs), grown by metal organic chemical vapor deposition on sapphire substrates, were investigated. The structural properties were studied using scanning electron microscopy and high resolution X-ray diffraction methods. Modeling of the experimental reflection spectra were performed by the simulation based on transfer matrix method. The influence of the growth regimes and thickness of the InAlN layers on reflectance, optical and structural properties of DBRs were carried out. It was shown that optimization of growth regimes allows to realize semiconductor InAlN/GaN DBRs with high values of reflectivity (more than 99%) in the spectral range from 460 to 610 nm. Blue light-emitting diodes with InGaN/GaN active region were made using these InAlN/GaN distributed Bragg reflectors.

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ВЫСОКОМОЩНЫХ InGaN СВЕТОДИОДОВ В ШИРОКОМ ТЕМПЕРАТУРНО-ТОКОВОМ ДИАПАЗОНЕ.

А.Л.Закгейм^{*1}, Д.А.Закгейм², М.Н.Мизеров¹, А.С.Павлюченко², А.Е.Черняков¹

¹ УРАН Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26, e-mail: zakgeim@mail.ioffe.ru

² УРАН Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26; ЗАО “ЭПИ-Центр”, 194156, Санкт-Петербург пр. Энгельса, д.27

Современные тенденции в разработке конструкций InGaN светодиодов (СД) характеризуются ростом выходной мощности излучения, удельных токовых нагрузок, увеличением площади излучающих кристаллов. В качестве примера приведем СД типа PhlatLight® SST-90-W с рабочим током до 9А и световым потоком 2500лм с единичного кристалла. Две главные причины, ограничивающие сегодня энергетические возможности приборов, заключаются в следующем:

- падение внутренней квантовой эффективности с ростом тока;
- тепловые процессы, обусловленные саморазогревом, следствием которых может явиться падение эффективности, рост интенсивности катастрофических отказов и снижение ресурса.

Как для разработки конструкций мощных СД, так и для выбора режимов эксплуатации важно в «чистом» виде выделить вклад электронных и тепловых процессов в поведение приборов, а также их взаимосвязь и возможности снижения негативных последствий путем оптимизации дизайна СД. Объектом исследования являлись два варианта мощных InGaN кристаллов ($S=1\text{mm}^2$) с квантово-размерной активной областью и площадью $1\times 1\text{mm}^2$, смонтированные в корпус ИРС50:

- кристалл EZ 1000 (Сге), вертикальной конструкции, как один из лучших промышленных образцов подобных приборов (внешний квантовый выход $\eta_{\text{ext}} > 40\%$, технология изготовления “lift-off” с переносом эпитаксиальной структуры на кремниевый носитель);
- кристалл МК 24 – мезапланарной (флип-чип) конструкции, собственной разработки [1] на основе InGaN гетероструктуры с активной областью, состоящей из квантовых ям, разделенных туннельно-прозрачными барьерами. Структуры выращивались методом МOCVD на установке Veeco D180 и имели: n-слой GaN:Si толщиной 4 мкм, активную область, состоящую из нескольких квантовых ям InGaN (2 нм), разделенных барьерами GaN (2 нм), p-слой GaN:Mg толщиной 0.5 мкм. Фотографии кристаллов показаны на вставках к рис.1.а,б. Оптические измерения проводились с помощью «OL770-LED High-speed Test and Measurement System», температурные - в криостате «CCS-450 Standard Optical Closed-cycle Refrigerator Systems». Тепловое сопротивление оценивалось по методу переходных электрических характеристик прибором «Thermal tester T3Ster», либо с помощью ИК тепловизионного микроскопа [2].

На рис. 1.а,б представлено семейство зависимостей $\eta_{\text{ext}}=f(I)$ в диапазоне температур 150-450К в импульсном режиме: $\tau_{\text{и}}=20\mu\text{s}$, $Q=100$, $I = 0.01\text{-}2\text{A}$ (значения η_{ext} относятся к «голому» кристаллу). Из анализа приведенных зависимостей можно заключить следующее. Для кристаллов из обеих структур при охлаждении от комнатной температуры до 180-200К в области умеренных плотностей

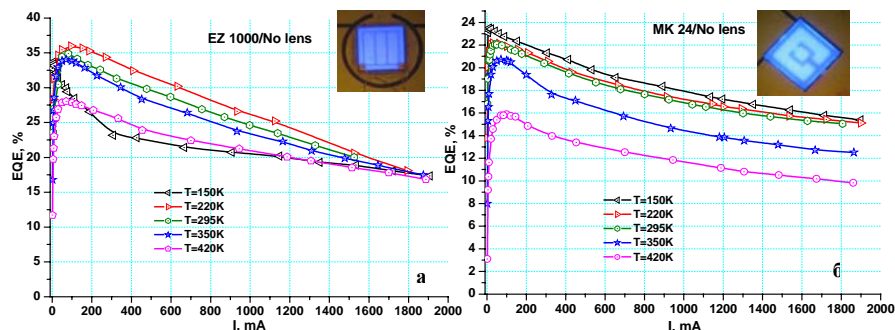


Рис.1. Зависимость внешнего квантового выхода от тока для излучающих кристаллов EZ 1000 (а) и МК 24 (б) в диапазоне температур 150-420К. Импульсный режим, без линз.

тока $J \sim 10\text{-}30\text{A/cm}^2$ наблюдается незначительный рост внешней квантовой эффективности, в пределах 6-9%. Последнее может трактоваться в пользу высоких значений внутреннего квантового

выхода η_{int} - на уровне $\sim 90\%$ при комнатных температурах. Разница в абсолютных значениях η_{ext} кристаллов EZ 1000 и МК 24 объясняется коэффициентом вывода излучения, что является предметом отдельного обсуждения. В области положительных температур 300-450K и токов 300-1000mA для обоих типов приборов наблюдается линейное падение η_{ext} с $\text{TK}\eta_{\text{ext}} \sim 0.15-0.22\%/K$.

Полученные значения $\text{TK}\eta_{\text{ext}}$ хорошо объясняют сравнительный вид представленных на рис.2 зависимостей η_{ext} от тока для непрерывного и импульсного режимов. Как видно из рис.2, влияние разогрева на мощностные характеристики в непрерывном режиме вплоть до 1A пренебрежимо мало. Действительно, из наших независимых измерений следует, что тепловое сопротивление $R_{\theta\text{j-case}}$ для кристалла МК 24 составляет $\sim 10K/W$ (для EZ 1000 - $\sim 15K/W$). При рассеиваемой на токе 1A мощности $\sim 2.8W$, связанное с перегревом снижение η_{ext} менее 5% от исходной величины.

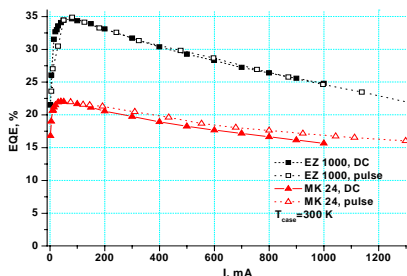


Рис.2. Сравнительный вид зависимостей $\eta_{\text{ext}} = f(I)$ в непрерывном и импульсном режиме для EZ 1000 и МК 24.

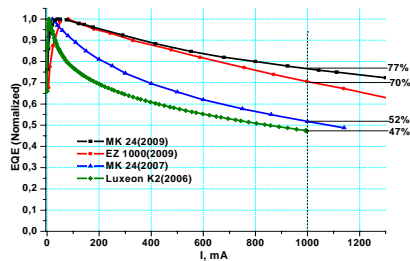


Рис.3. Прогресс в преодолении падения эффективности с током: 2006-2009гг.

Таким образом, главным фактором падения эффективности InGaN излучателей при больших токах являются электронные процессы в активной области [3-5]. На практике, за последнее время достигнут прогресс в «смягчении» падения η_{ext} с током за счет технологических «ноу-хау» ведущих исследовательских групп и фирм. На рис.3 представлены зависимости $\eta_{\text{ext}} = f(I)$ для некоторых определяющих мировой уровень СД: Luxeon K2 (Lumileds, 2006), EZ 1000 (Cree, 2009), а также наших - МК 24(2007 и 2009 гг.). Очевидна заметная тенденция уменьшения крутизны падения η_{ext} : 47% от максимума при $I=1A$ в 2006г. и 77% - в 2009г. В нашем случае сглаживание зависимости $\eta_{\text{ext}} = f(I)$ достигается за счет использования InGaN квантовых ям с туннельно-прозрачными барьерами.

- [1] Д.А.Закгейм, И.П.Смирнова, А.Л.Закгейм, Е.М.Аракчеева и др., ФТП, **39** (7), 885 (2005).
- [2] А.Л.Закгейм, Г.Л.Курышев, М.Н.Мизеров, В.Г.Половинкин, и др., ФТП, **44** (3), 390 (2010).
- [3] И.В.Рожанский, Д.А.Закгейм. ФТП, **40**(7), 861 (2006)
- [4] C. Shen, G. O. Mueller, S. Watanabe, N. F. Gardner et.al. APL **91**, 141101 (2007)
- [5] Jiuru Xu, I Martin F. Schubert et.al.. APL **94**, 011113 (2009)

FEATURES OF HIGH-POWER InGaN LEDs OPERATING IN WIDE TEMPERATURE-CURRENT RANGE.

A.L.Zakgeim^{1,}, D.A.Zakgeim², M.N.Mizero¹, A.S.Pavlyuchenko², A.E.Chernyakov¹*

¹Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center, RAS, Polytechnicheskaya 26, 194021, St.Petersburg, *e-mail: zakgeim@mail.ioffe.ru

²ioffe Physical-Technical Institute RAS; “EPI-Centre”, Engel’sa 27, 194156 St.Petersburg

The experimental dependencies of the quantum efficiency on the temperature and the current density through p-n-junction for high-power InGaN LEDs are presented. The investigated temperature range is 100 - 450K, currents - 0-2A (DC and pulse modes). As an object of study two types of emitting dies “flip-chip” and “vertical configuration” were employed. It was found that efficiency droop with current may be depressed by optimization of the active region design and current spreading condition.

МОЩНЫЕ СВЕТОДИОДЫ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Л.М. Козан^{1,2}, Н.А. Гальчина¹, А.А. Колесников², Ю.А. Портнягин³, И.Т. Рассохин¹

¹ООО «НПЦ ОЭП «ОПТЭЛ», Щербаковская ул., д. 53, 105187, г. Москва, тел. +7(495)366-05-33, e-mail: Levkogan@mail.ru

²ОАО «ОПТРОН», Щербаковская ул., д. 53, 105187, г. Москва.

³ООО «КБСП», Щербаковская ул., д. 53, 105187, г. Москва.

Для разработки мощных светодиодов (СД) с ультрафиолетовым излучением использовались кристаллы фирмы "SemiLEDs" типа SL-V-U40AC размером 1,07x1,07 мм (площадь p-n-перехода 0,97x0,97 мм). Кристаллы выполнены на основе гетероструктур в системе AlInGaN. Активная область представляет собой двойную гетероструктуру InGaN/AlGaIn. Кристаллы имеют "вертикальную" структуру.

Разработанные конструкции СД содержат ножку с наваренной выводной пластиной и полимерный купол с показателем преломления $n = 1,56$. Для эффективного вывода излучения и формирования заданной диаграммы направленного излучения в диапазоне $2\theta_{0,5} = 15-120$ град СД содержат отражатель бокового излучения кристалла и полимерную полусферическую линзу. Для получения узкой диаграммы направленности излучения с $2\theta_{0,5} = 5-10$ град и снижения потерь на сферическую aberrацию применён эллиптический полимерный купол, в котором кристалл находится во втором от вершины купола фокусе эллипса [1,2]. Тепловое сопротивление конструкций светодиодов 7-10 °С/Вт.

Спектры излучения приведены на рис.1. Как следует из рисунка, полосы излучения весьма узкие. Так, полуширина полосы излучения СД с $\lambda_{max} = 360-370$ нм составляет 10 ± 1 нм, СД с $\lambda_{max} = 380-385$ нм - 12 ± 1 нм, СД с $\lambda_{max} = 395-405$ нм - $14,5 \pm 1$ нм.

Спектральный сдвиг полосы излучения с ростом тока от 50 до 350 мА не превышает 1-1,5 нм. Полученные энергетические и электрические характеристики СД приведены в таблице.

Энергетические и электрические характеристики при $T=25 \pm 10^\circ\text{C}$.

Тип	Входные электрические параметры			Энергетические параметры			
	$J_{пр}$, мА	$U_{пр}$, В, не более	$P_{эл}$, Вт	λ_{max} , нм	P_e , мВт	$2\theta_{0,5}$, град	J_e , Вт/ср
У-345УФ (360)-5	350	4,3	1,4	360-370	30-45	5±1	0,45-0,6
У-345УФ (360)-120					50-60	120	-
У-345УФ (380)-5	350	4,0	1,2	380-385	45-60	5±1	1,8-2,1
У-345УФ (380)-120					100-135	120	-
У-345УФ (400)-5	350	4,0	1,2	395-405	105-120	5±1	2,7-3,3
У-345УФ (400)-120					250-350	120	-

Как следует из таблицы, максимальная мощность излучения $P_e = 250-350$ мВт получена на СД с $\lambda_{max} = 395-405$ нм. При уменьшении длины волны излучения до $\lambda_{max} = 380-385$ нм и $360-370$ нм мощность излучения снижается, соответственно, до 100-135 и 50-60 мВт. Максимальная сила излучения J_e создаётся в СД с углом излучения 5 ± 1 град. При длине волны излучения $\lambda_{max} = 395-405$ нм она достигает 2,7-3,3 Вт/ср, при $\lambda_{max} = 380-385$ нм - 1,8-2,1 Вт/ср. Полученные значения силы излучения весьма существенны и представляют практический интерес. Зависимости мощности излучения и силы излучения от прямого тока близки к линейной (рис.2).

Внешний квантовый выход излучения СД составил $\eta_e \approx 32\%$ (для приборов с $\lambda_{max} = 395-405$ нм), 12% ($\lambda_{max} = 380-385$ нм) и 5% ($\lambda_{max} = 360-370$ нм). Приборы можно использовать в импульсном режиме при предельно-допустимом среднем токе 200 мА. СД необходимо применять с использованием внешнего радиатора.

Для получения большей мощности излучения созданы образцы СД, содержащие 3 кристалла, соединённые последовательно. Мощность излучения при прямом токе 350 мА и прямом напряжении 10-10,5 В составила 700-800 мВт (для длины волны излучения $\lambda_{max} = 395-405$ нм) при угле излучения $2\theta_{0,5} = 20 - 120$ град.

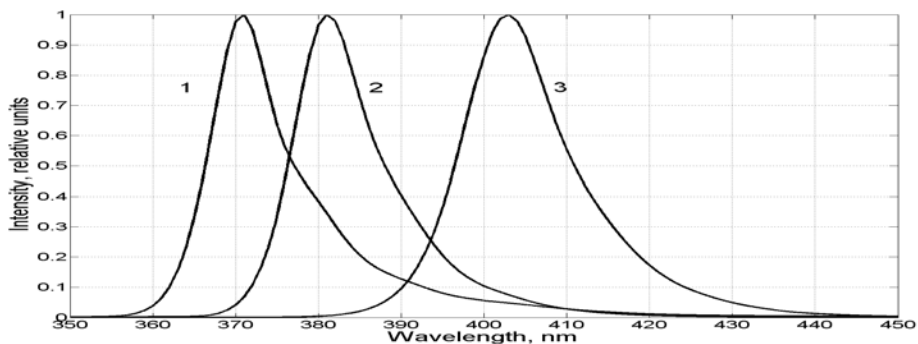


Рис. 1. Типичные спектры излучения СД с длиной волны в максимуме спектральной полосы 360-370 нм (1), 380-385 нм (2) и 395-405 нм (3).

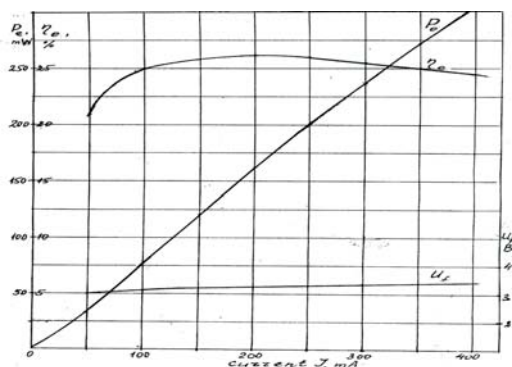


Рис. 2. Типичная зависимость мощности излучения (P_e), внешнего квантового выхода (η_e) и прямого напряжения (U_f) от прямого тока (J), снятая на СД с $\lambda_{\text{max}} = 400$ нм.

[1] Патент РФ на полезную модель № 48673 «Мощный светодиод» с приоритетом от 25.10.2004. Авторы: Л.М. Коган, И.Т. Рассохин, Н.А. Гальчина.

[2] Патент РФ на изобретение № 2207663 «Светодиод» с приоритетом от 17.07.2001. Авторы: Н.А. Гальчина, Л.М. Коган.

HIGH-POWER LIGHT-EMITTING DIODES WITH ULTRA-VIOLET RADIATION

L.M.Kogan¹*, N.A.Galchina¹, A.A.Kolesnikov², J.A.Portnjagin³, I.T.Rassohin¹.

¹Open Company 'NPC OEP 'OPTEL', street Shcherbakovskaja, д. 53, 105187, Moscow, ph. +7 (495) 366-05-33,

e-mail: Levkogan@mail.ru

²Open Company "OPTRON", street Shcherbakovskaja, д. 53, 105187, Moscow.

³Open Company "KBSP", street Shcherbakovskaja, д. 53, 105187, Moscow.

High power light-emitting diodes with ultra-violet radiation on a basis heterostructure in system AlInGaN are developed and investigated. The spectrum of radiation is characterized by narrow strips with length of a wave in a maximum of a spectral strip 360-370, 380-385 and 395-405 nanometers. Poluwidth strips accordingly, 10, 12 and 14,5 nanometers. Capacity of radiation at a current 350 mA, accordingly, 50-60 mW, 100-135 mW and 250-350 mW, that corresponds to an external quantum output of radiation of 5 %, 12% and 32 %. At light-emitting diodes with the narrow diagram of an orientation of radiation ($2\theta_{0,5}=5^\circ$) force of radiation reaches 2,7-3,3 W/sr. Dependences of capacity of radiation and force of radiation on a direct current in a range of currents 50-400 mA are close to linear.

ПЛЁНКИ НИТРИДА ГАЛЛИЯ, ВЫРАЩЕННЫЕ МЕТОДОМ ХЛОРИД-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ НА ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ АЛМАЗЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СЛОЕВ TiN И АНОДНОГО ОКИСЛА АЛЮМИНИЯ

А.А. Донсков¹, Л.И. Дьяконов¹, А.В. Говорков¹, Ю.П. Козлова^{1}, С.С. Малахов¹, А.В. Марков¹, М.В. Меженный¹, В.Ф. Павлов¹, А.Я. Поляков¹, Н.Б. Смирнов¹, Т.Г. Югова¹, М.П. Духновский², А.К. Ратникова², Ю.Ю. Фёдоров², В.И. Ратушный³, О.Ю. Кудряшов⁴, И.А. Леонтьев⁴*

¹ОАО «Гиредмет», Б. Толмачёвский пер. д.5, стр.1, 119017 г. Москва,
тел.: +7(495)9516409, e-mail: jpkozlova@rbcmail.ru,

²ФГУП «НПП «Исток», ул. Вокзальная д2А 141190 г. Фрязино,
тел.: +7(495)4658636 e-mail: istok220@mail.ru,

³ВИ(Ф) ГОИ ВПО ЮРГТИ (НПИ) ул.Ленина 73/94, 347360, г.Волгодонск Ростовской обл.,
тел.+7(86392)25438, e-mail:npil@mail.ru

⁴ООО «ТВИНН», ул. Феодосийская д.1, стр.30, 117216 г. Москва,
тел.: +7(495)6591109, e-mail: twinn_plasma@mail.ru

В последнее время возрос интерес к возможности выращивать эпитаксиальные слои нитрида галлия на алмазе. Это связано с работой над мощными транзисторными структурами на основе нитридов III группы и обусловлено очень высокой теплопроводностью алмаза. Ряду групп уже удалось продемонстрировать рост достаточно совершенных эпитаксиальных плёнок нитрида галлия на монокристаллических алмазных подложках различной ориентации [1,2]. Высказываются предположения, что можно выращивать плёнки нитридов и на значительно более дешёвых поликристаллических алмазных подложках, хотя пока эти усилия не увенчались заметным успехом [3]. В нашем докладе описываются попытки осуществить рост нитрида галлия на поликристаллическом алмазе методом хлорид-гидридной эпитаксии. Алмазные подложки были получены методом CVD на кремниевых подложках с нанесённой на них наномаской из пористого анодного окисла алюминия. После выращивания кремниевая подложка удалялась. Было выполнено несколько серий экспериментов по выращиванию плёнок нитридов. В первой серии нитрид галлия попытались нанести на ростовую поверхность алмазной подложки или на поверхность, обращённую к кремниевой подложке. В том и другом случае не удалось получить сплошную плёнку нитрида галлия. Во второй попытке на обратную сторону алмазной подложки, которая была гораздо более гладкой, чем ростовая сторона, была нанесена маска из пористого анодного окисла алюминия (толщина слоя 0.8 микрон). Выращивание методом ХГЭ происходило при температуре около 1070°C со средней скоростью около 80 микрон/час, ожидаемой из калибровочных процессов на сапфировых подложках. Перед напылением наносился тонкий (по оценке около 20 нм) слой аморфного нитрида галлия при температуре 550°C. Слой отжигался в потоке аммиака, разбавленного азотом, по мере подъёма температуры до температуры выращивания основного слоя нитрида. Этот последний выращивался в течение часа. Было установлено, что в результате роста образовалась сплошная плёнка нитрида галлия толщиной 80 микрон, соответствующей ожидаемой. Рентгенодифракционные исследования показали, что плёнка представляет собой текстуру с ориентацией (0001) и разориентацией между различными зёрнами, достигающей 6.5°. Полуширина кривой качания для отдельных зёрен очень мала, около 120 угловых секунд, что свидетельствует о высоком совершенстве отдельных блоков. Плёнка проводящая, с концентрацией электронов около 10^{19} см^{-3} . В спектре катодолуминесценции наблюдалась только лишь краевая полоса с высокой интенсивностью. В картинах распределения интенсивности МКЛ на поверхности плёнки хорошо видны крупные (десятики микрон в поперечнике) гексагональные пирамиды.

В третьей серии опытов в качестве маски при росте использовалась напылённая на «кремниевую» сторону алмазной подложки плёнка титана, которая при отжиге в аммиаке при температуре, близкой к температуре роста, распалась на островки TiN, образующие естественную наномаску. Выращивание слоя нитрида поверх такой маски в течение полутора часов привело к образованию сплошной плёнки нитрида галлия с ориентацией (0001) и полушириной рентгеновской кривой качания 245 угловых секунд. В процессе охлаждения эта плёнка отделилась от алмазной подложки так же, как это происходило при выращивании на сапфире с использованием подобной маски. Полученная плёнка нитрида галлия была проводящей. С ростовой стороны в спектре МКЛ присутствовала только краевая полоса. В картинах распределения интенсивности МКЛ наблюдалась большая плотность крупных (десятики микрон в поперечнике) гексагональных пирамид. С подложечной стороны плёнка была гладкой и блестящей, интенсивность люминесценции была заметно ниже, чем с ростовой стороны, а в спектре МКЛ помимо краевой полосы присутствовали

голубая (2.9 эВ) и жёлтая (2.3 эВ) полосы люминесценции. Кроме того, в картинах распределения краевой МКЛ по поверхности наблюдались тёмные точки, обычно связываемые с дислокациями. Плотность их составляла около 10^8 см^{-2} . Наблюдаемые различия между ростовой и подложечной стороной плёнки мы предварительно объясняем улучшением структурного совершенства плёнки по мере увеличения её толщины, а также компенсацией проводимости плёнки вблизи подложки возможным загрязнением углеродом из подложки.

Таким образом, нами показана возможность получения достаточно совершенных слоёв нитрида галлия на поликристаллической подложке из CVD алмаза в случае использования наномасок из пористого нитрида титана или пористого анодного оксида алюминия. Как мы надеемся, при оптимизации этих процессов они могут оказаться полезными для выращивания слоёв нитрида галлия на алмазе с «электронным» качеством слоя, пригодным для реализации приборных структур.

Работа выполнялась при частичной поддержке РФФИ (гранты №07-02-13523, 07-02-01121)

- [1] A.Dussaigne, M.Malverni, D. Martin, A. Castiglia, N. Grandjean, (0001) GaN grown on (111) single crystal diamond substrate for high power electronic applications, in the abstracts of International Conference on Nitride Semiconductors ICNS-8 (Jeju Island, Korea, October 17-23, 2009) paper K3, p.443-444
- [2] A.Georgakilas, G. Tsiakatouras, A.O. Ajagunna, K. Tsagaraki, M. Androulidaki, High quality (0001) GaN films grown on diamond substrates by molecular beam epitaxy, *ibid*, paper K4, p. 445-446
- [3] G.W.G. van Dremel, T. Bohen, J.G. Buijnsters, J.J. ter Meulen, P.R. Hageman, W.J.P. van Enckevort, E. Vlieg, Oriented growth of GaN on diamond substrates, *ibid*, paper MP18, p.130-131

GaN EPITAXIAL FILMS GROWN BY HVPE ON POLYCRYSTALLINE CVD DIAMOND SUBSTRATES USING SURFACE NANOSTRUCTURING WITH TiN OR ANODIC Al OXIDE

A.A. Donskov¹, L.I. Dyakonov¹, A.V. Govorkov¹, Yu.P. Kozlova^{2}, S.S. Malakhov¹, A.V. Markov¹, M.V. Mezhenyil¹, V.F. Pavlov¹, A.Y. Polyakov¹, N.B. Smirnov¹, T.G. Yugova¹, M.P. Duhnovsky², A.K. Ratnikova², Yu.Yu. Fyodorov², V.I. Ratushnyi³, O.Yu. Kudryashov⁴, I.A. Leontyev⁴*

¹Joint-stock company “Giredmet”, B. Tolmachevkii. 5-1, 119017, Moscow,

ph.: +7(495)9516409, e-mail: jpkozlova@rbcmail.ru,

²FSUE«NPP «Istok», Vokzal'naya 2A, 141190 Fryazno,

ph.: +7(495)4658636 e-mail: istok220@mail.ru

³VI(F) GOI VPO YuRGTI (NTI) Lenina 73/94, 347360, Volgogradsk Rostovskoj obl.,

ph.+7(86392)25438, e-mail:npil@mail.ru

⁴LLC «TVINN», Feodosiiskaya 1-30, 117036 Moscow,

ph.: +7(495)6591109, e-mail:leontiev-twinn@mail.ru

Growth of GaN films on alien substrates with high thermal conductivity is of utmost importance for applications in high-power HEMTs and high-power LEDs. Diamond is a very attractive option in that respect. So far it has been demonstrated that high quality GaN growth can be achieved on single crystal diamond substrates with various orientations using MBE or MOCVD techniques. Direct growth of GaN on polycrystalline CVD diamond by any technique has met with only very limited success. In our work we show that if the polycrystalline CVD diamond is separated from Si substrate and the side turned to Si is covered by either TiN or anodic Al oxide this facilitates deposition of reasonably good crystalline quality GaN films by HVPE technique. Porous TiN in these experiments was formed by Ti evaporation and subsequent in situ nitridation in the HVPE machine during pre-growth heating. The films showed the double crystal x-ray (0002) reflection curve half width of $245''$ and a strong bandedge luminescence. Thick films self-separated from the substrate. When growing on the Si side of the diamond substrate covered with porous Al anodic oxide we observed the formation of well defined (0001) GaN texture with the maximum angle between the c-axes of various grains lower than 6.5 degrees, a very low ($120''$) half-width of the (0002) rocking curves of individual grains and an intense bandedge luminescence.

This work was supported by RFBR grants #07-02-13523, 07-02-01121.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ И СТРУКТУРНЫХ СВОЙСТВ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ СВЕРХРЕШЕТОК InGaN/GaN ДЛЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ

***Н.В.Крыжановская^{1,2*}, В.В.Лундин^{1,2}, А.Е.Николаев^{1,2}, А.Ф.Цацульников^{1,2}, А.В.Сахаров^{1,2},
Н.А.Черкашин,³ М. J. Нйтс³, Г.А. Вальковский¹, М.А. Ягочкина¹, С.О. Усов²***

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия,
тел. +7(812)2927132, e-mail: kryj@mail.ioffe.ru;

² Научно – технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур
Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия

³ Center for Material Elaboration & Structural Studies of the National Center for Scientific Research
31055, Toulouse, France

Недавно нами был разработан метод формирования короткопериодных InGaN/GaN сверхрешеток (1нм/1нм) с помощью периодического прерывания роста слоя InGaN с подачей водорода в реактор [1]. Использование таких InGaN/GaN сверхрешеток в активной области светодиодов позволило нам увеличить внешнюю квантовую эффективность излучения [2], тем не менее, детальным исследований свойств InGaN/GaN сверхрешеток, благодаря которым происходит улучшение характеристик светодиодов, нами не проводилось. В данной работе нами исследованы оптические и структурные свойства InGaN/GaN сверхрешеток с различным количеством периодов.

Исследованные структуры выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии на сапфировых подложках ориентации [0001] на установке AIXTRON. Азот, водород и их смеси использовались в качестве несущих газов. Аммиак, триметилгаллий (ТМГ), триэтилгаллий (ТЭГ), триметилиндий (ТМИ), использовались в качестве соединений – источников. Последовательность слоев в структурах следующая: буферный слой GaN толщиной 4 мкм, сверхрешетка, содержащая n периодов 1 нм InGaN / 1 нм GaN, слой GaN толщиной 2 нм. Для формирования слоев сверхрешетки InGaN/GaN использовался метод конвертации слоя InGaN в GaN в атмосфере водорода. В данной работе сверхрешетки InGaN/GaN формировались путем циклического осаждения 2 нм $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$ с последующим прерыванием роста в течении 20 сек в атмосфере N_2 : $\text{H}_2 = 7:3$. В течение этих прерываний происходила декомпозиция поверхностного слоя InGaN с образованием слоя GaN толщиной ~1 нм. Для исследований были выращены три структуры: А, В и С, в которых количество периодов составляло 6, 30 и 60, соответственно.

Результаты исследований структурных свойств показывают, что исследованные образцы представляют собой хорошо сформированные периодические структуры, обладающие сложным градиентным распределением индия внутри периода и имеющие волнообразную шероховатость внутренних интерфейсов, некоррелированную в вертикальном направлении. Релаксация в структуре отсутствует. Результаты вычислений, проведенных по дифракционным кривым показали, что среднее содержание In в сверхрешетке составляет 5.0 ± 0.5 %, толщина периода 2.0 ± 0.1 нм. Для детального анализа распределения индия внутри периода использовался метод рефлектометрии и были получены карты рассеяния в обратном пространстве вблизи нулевого пика. Из полученных данных следует, что для всех образцов характерно плавное изменение содержания индия в пределах периода - сначала его концентрация возрастает с 6% до 10-12%, а затем падает практически до нуля.

Слои сверхрешетки InGaN/GaN в образце с 30-тью периодами были исследованы методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) высокого разрешения (рис.1, а). На изображении наблюдается периодическое изменение контраста изображения, соответствующее изменению состава слоев. Видно, что слои InGaN являются неоднородными – внутри слоев наблюдается формирование локальных областей, обогащенных по In и имеющих размер ~2-4 нм. Формирование подобных областей наблюдалось ранее также в тонких слоях InGaN толщиной ~3 нм [3]. Помимо образования островков в отдельных слоях InGaN, также происходит формирование областей смыкания соседних слоев InGaN. Данный эффект может быть объяснен локальной неоднородностью конвертации InGaN при прерываниях роста в атмосфере водорода. На спектрах фотолюминесценции (ФЛ) исследованных структур (рис. 1,б) наблюдаются две линии, соответствующие излучению из сверхрешетки InGaN/GaN: одна линия коротковолновая (I1) $\lambda \sim 420$ nm (2.95 эВ), другая линия длинноволновая (I2) $\lambda \sim 450$ nm (2.753 эВ). Положение линии I1 соответствует длине волны излучения твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ при $x \sim 0.1$, что хорошо согласуется с результатами структурного анализа. По мере увеличения количества периодов в сверхрешетке от 6 до 60 происходит насыщение линии I1 и увеличение интенсивности линии I2.

Мы полагаем, что длинноволновая линия I2 связана с излучением из областей сверхрешетки, в которых произошло смыкание соседних слоев InGaN, что привело к образованию локальных потенциальных минимумов.

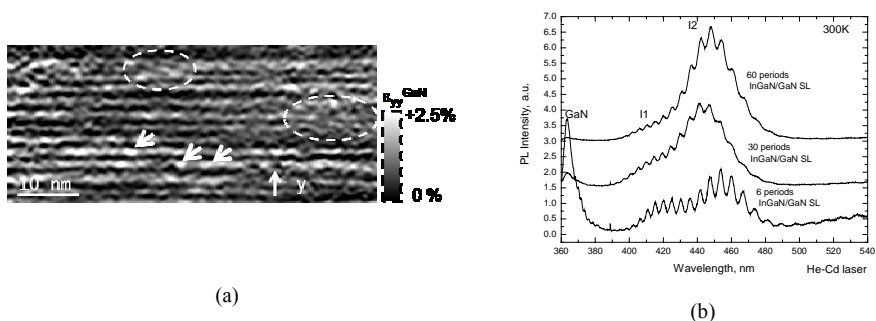


Рис.1. Анализ геометрических фаз изображения части сверхрешетки, полученного с помощью ПЭМ высокого разрешения вдоль оси зоны [-15-40]: деформация относительно GaN, (разрешение 1нм) в направлении $y=[0001]$. Темные полосы – слои GaN, светлые полосы – слои InGaN. (а); Спектры ФЛ структур А, В и С при комнатной температуре (b).

Наблюдаемая модификация энергетического спектра с изменением числа периодов сверхрешетки может быть использована для обеспечения вертикального транспорта носителей заряда в активной области светодиодных структур.

Работа проведена при поддержке Федерального агентства по образованию, проект «Технология создания монолитного полихромного инжекционного источника белого света на основе квантоворазмерных гетероструктур», Государственного контракта №02.523.12.3017 от 14 августа 2008 г и Российского Фонда Фундаментальных Исследований (07-02-01246)

- [1] W.V. Lundin, E.E. Zavarin, M.A. Sinitsyn, A.E. Nikolaev, A.V.Sakharov, A.F. Tsatsulnikov, E.V. Yakovlev, R.A. Talalaev, A.V. Lobanova, A.S. Segal, 13th European Workshop on Metalorganic Vapour Phase Epitaxy, Ulm, Germany, 7-10 June 2009, Booklet of Extended abstracts.
- [2] А.Ф.Цацульников, В.В.Лундин, А.В.Сахаров, Е.Е.Заварин, С.О.Усов, А.Е.Николаев, Н.А.Черкашин, Б.Я.Бер, Д.Ю.Казанцев, М.Н.Мизеров, Hee SeokPark, M.Hytch, F.Hue, ФТП, 44, 1, 96-100, 2010.
- [3] Yu. G. Musikhin, D. Gerthsen, D. A. Bedarev, N. A. Bert, W. V. Lundin, A. F. Tsatsul'nikov, A. V. Sakharov, A. S. Usikov, Zh. I. Alferov, I. L. Krestnikov, N. N. Ledentsov, A. Hoffmann, D. Bimberg, Appl. Phys. Lett., 8 (12), 2099, 2002.

OPTICAL AND STRUCTURAL PROPERTIES OF InGaN/GaN SHORT PERIOD SUPERLATTICE FOR LIGHT EMITTING DIODES ACTIVE REGION

N.V.Kryzhanovskaya^{1,2,}, V.V.Lundin^{1,2}, A.E.Nikolaev^{1,2}, A.F.Tsatsul'nikov^{1,2}, A.V.Sakharov^{1,2}, N.A.Cherkachin³, M. J. Hytch³, G.A.Valkovskiy¹, M.A.Yagovkina¹, S.O.Usov²*

¹ Ioffe Physico-Technical Institute of the RAS, 194021, St.Petersburg, Russia
phone. +7(812)2927132, e-mail: kryj@mail.ioffe.ru;

² Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center, RAS

³ Center for Material Elaboration & Structural Studies of the National Center for Scientific Research. 31055, Toulouse, France

This work presents the results of the investigation of the structural and optical properties of InGaN/GaN short-period superlattices. The superlattices were grown by MOCVD on sapphire substrates using a method of periodical InGaN layer growth interruptions accompanied with a hydrogen supply to the reactor. Formation of periodical InGaN/GaN structures with rough interfaces and regions of neighboring InGaN layers coalescence is observed. These regions are non-correlated in vertical directions. The coalescence of neighboring InGaN layers results in modification of the band diagram of the superlattices enhancing the carrier injection in the LED structures.

ВЛИЯНИЕ ЗАГРЯЗНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ САПФИРОВОЙ ПОДЛОЖКИ НА РОСТ НИТРИДА ГАЛЛИЯ ПРИ ХЛОРИД-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ

***Ф.Е. Латышев¹, Н.И. Бочкарева², В.В. Вороненков³, Р.И. Горбунов², Ю.С. Леликов²,
А.С. Зубрилов², А.М. Немец¹, С.Н.Петров¹, Ю.Т. Ребане², А.И. Цюк², Ю.Г. Шретер^{2*}***

¹ НИИ Физики им. В.А. Фока СПбГУ, ул.Ульяновская, д.1, 198504, Санкт-Петербург;
тел. +7(921)9606185, shreter@peterlink.ru;

² ФТИ РАН им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д.26, 194021, Санкт-Петербург;

³ СПбПУ, ул. Политехническая, д.29, 195251, Санкт-Петербург

⁴ ЦКП ЦНИИ КМ «Прометей», ул. Шпалерная, д.49, 191015, Санкт-Петербург;

При выращивании эпитаксиальных пленок нитрида галлия (GaN) с зеркальной поверхностью и толщиной 30 – 100 мкм было обнаружено сильное влияние загрязнений поверхности на процесс роста. Некоторые примеси приводят к подавлению эпитаксиального роста, в то время как другие приводят к увеличению скорости роста. Нами исследовались как случайные загрязнения подложки, так и специально вносимые загрязнения путем нанесения тонкого слоя металла на поверхность.

Эпитаксиальные пленки выращивались методом хлорид-гидридной эпитаксии (HVPE), который позволяет обеспечить высокие скорости роста и представляет большой интерес для выращивания объемных образцов и получения подложек, пригодных для гомоэпитаксии GaN [1].

В качестве подложки для гетероэпитаксии нитрида галлия использовался сапфир. Диаметр подложек составлял 50 мм. Пленки выращивались в разработанном нами шестиподложечном HVPE-реакторе.

Исследование полученных образцов производилось на сканирующем электронном микроскопе Quanta 3D FEG, производства FEI Company. Помимо получения изображения, Quanta 3D FEG позволяет осуществлять анализ состава исследуемого образца при помощи энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии. Типичный результат измерений приведен на Рис.1.

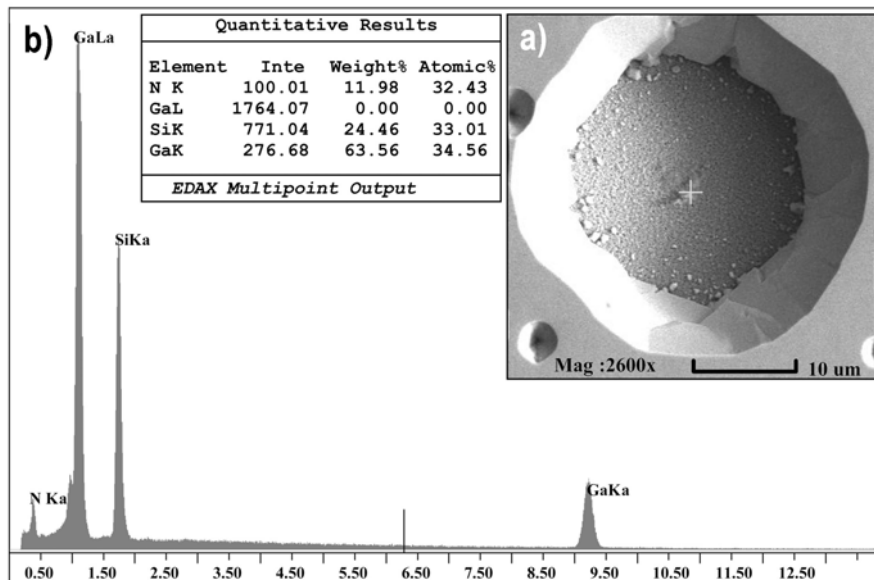


Рис.1. а) Фотография области с подавленным эпитаксиальным ростом.

б) Энергодисперсионный спектр вещества, расположенного в центре исследуемой области.

В данном случае исследовалась область размером примерно $20 \times 20 \text{ мкм}^2$ (рис.1а), в которой эпитаксиальный рост подавлен. Видно, что вне этой области эпитаксиальная плёнка нитрида галлия имеет гладкую поверхность. В центре области видно загрязнение (пылинка) размером порядка $3 \times 3 \text{ мкм}^2$. Рентгеновский спектр этого загрязнения приведен на рис.1б. Из рисунка видно, что, кроме линий галлия ($E_{K\alpha}=9.2\text{КэВ}$ и $E_{L\alpha}=1.1\text{КэВ}$) и азота ($E_{K\alpha}=0.4\text{КэВ}$), на спектрограмме наблюдается отчетливый пик, соответствующий излучению линии K_{α} кремния Si ($E_{K\alpha}=1.7\text{КэВ}$).

Подавление эпитаксиального роста области, показанной на рис.1а, можно объяснить диффузией атомов примеси по поверхности подложки и блокировкой ступеней эпитаксиального роста.

В большинстве случаев области с подавленным эпитаксиальным ростом имеют форму перевернутого усеченного конуса или пирамиды. Наклон стенок изменяется от почти вертикального до $\sim 45^\circ$, диаметр областей от нескольких микрон до нескольких сотен микрон.

При исследованиях других образцов, также было обнаружено что подавление эпитаксиального роста происходит при загрязнении поверхности роста кальцием (Ca).

В то же время нами было обнаружено, что некоторые примеси увеличивают скорость роста до трех раз. Работы по идентификации таких примесей продолжаются.

[1] Kenji Fujito, Shuichi Kubo, Hirobumi Nagaoka, Tae Mochizuki, Hideo Namita, Satoru Nagao. J. Crys. Growth, **311**, 3011 (2009).

EFFECT OF SURFACE CONTAMINATION ON HVPE EPITAXIAL GROWTH OF GALLIUM NITRIDE

Ph.E.Latyshev¹, N.I. Bochkareva², V.V. Voronenkov³, R.I. Gorbunov², Y.S. Lelikov², A.S. Zubrilov², A.M. Nemets⁴, S.N. Petrov⁴, Y.T. Rebane², A.I. Tsuk², Y.G. Shreter^{2*}

¹ Physics Institute of St.-Petersburg State University, 1 Ulianovskaya str., 198504, St.-Petersburg; tel.+7(921)9606185, shreter@peterlink.ru;

² Ioffe Physical Technical Institute, 26, Polytekhnicheskaya str, 194021, St.-Petersburg;

³ St.-Petersburg State Polytechnical University, 29, Polytekhnicheskaya str, 194021, St.-Petersburg;

⁴ СКР CRISM PROMETEY, 49, Shpalernaya str., 191015, St.-Petersburg;

There are regions with suppression of gallium nitride epitaxial growth on films grown in HVPE-process. The regions have different shape and slope of borders. An analysis of the regions was completed at Quanta 3D FEG (SEM-EDS). It is shown that impurities like Si and Ca could be found in the regions. One can assume that suppression of epitaxial growth arises from surface diffusion of impurities and their interaction with growth steps.

ГЕНЕРАЦИЯ И ОПТИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ В СТРУКТУРАХ InGaN/GaN/Si С МКЯ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ИМПУЛЬСАМИ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Е. В. Луценко^{1*}, *А. В. Данильчик*¹, *В. З. Зубелевич*¹, *В. Н. Павловский*¹, *Г. П. Яблонский*¹,
Y. Dikme,² *B. Schineller*² *M. Heuken*², *L. Rahimzadeh Khoshroo*³ *H. Kalisch*³, *R. H. Jansen*⁴,
*M. B. Danailov*⁴ *A. A. Demidovich*⁴

¹Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси. Пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь, тел. +375(17)2840419, e-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by;

²Institut für Theoretische Elektrotechnik, RWTH Aachen, Kackertstr. 15-17, 52072 Aachen, Germany;

³AIXTRON AG, Kaiserstr. 98, 52134 Herzogenrath, Germany;

⁴Синхротрон, Триест, Италия

Исследованы лазерные свойства гетероструктур с множественными квантовыми ямами (МКЯ) InGaN/GaN, выращенных на кремниевых подложках, при оптическом возбуждении лазерными импульсами фемтосекундной длительности. Методом варьирования длины возбуждающей полоски получены спектры усиления в исследуемых структурах. Показано, что спектры генерации и оптического усиления в структурах значительно уширены. Обсуждаются причины, приводящие к уширению спектров.

Исследуемые образцы были выращены на кремниевых подложках в реакторах фирмы AIXTRON методом MOCVD. Гетероструктуры имеют следующий дизайн: GaN (40 нм, 1080°C)/GaN (10 нм, 740°C)/5*{InGaN (x нм)/GaN:Si (9.6 нм)}/GaN (~ 1 мкм), где x равен 2.1 или 1.8 нм. Для оптического возбуждения исследуемых структур применялось излучение твердотельного лазера ($\lambda \sim 350$ нм, $\tau \sim 150$ фс, $\nu = 1$ кГц). Все измерения проводились при комнатной температуре.

Для измерений спектров усиления методом варьирования длины возбуждающей полоски использовалось излучение лазера, сфокусированное в полосу шириной 20 - 40 мкм, длина полоски на поверхности образца изменялась при помощи подвижного лезвия, частично перекрывающего пучок возбуждающего лазера. Для позиционирования лезвия использовался контроллер C-862 Mercury™ и устройство линейного перемещения C-413 (шаг - 3.5 нм). Метод варьирования длины возбуждающей полоски применялся с некоторыми изменениями, которые подробно описаны в [1]. Начальное положение лезвия выбиралось таким, чтобы уже регистрировалось слабое излучение с торца гетероструктуры. Интенсивность этого излучения вычиталась из измеренной интенсивности в точках L и 2L (получали I_1^* и I_2^* соответственно) и спектр усиления вычислялся по формуле:

$$g = 1/L * \ln(I_2^*/I_1^* - 1) \quad (1).$$

В исследуемых образцах была получена генерация при оптическом возбуждении лазерными импульсами наносекундной длительности. Спектры генерации имели ширину 2 - 5 нм и пороги генерации 100 - 300 кВт/см² [2]. Лазеры на этих гетероструктурах при накачке фемтосекундными импульсами, имели значительно больший порог импульсной плотности мощности.

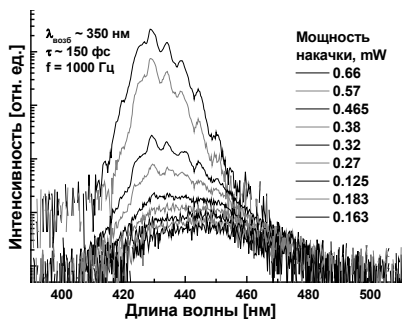


Рисунок 1. Спектры излучения с торца гетероструктуры InGaN/GaN в зависимости от средней мощности возбуждения.

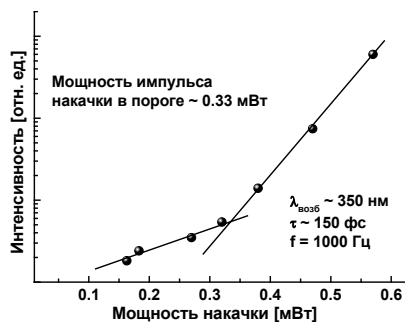


Рисунок 2. Зависимость интенсивности излучения от средней мощности возбуждения.

На рисунке 1 показаны спектры излучения с торца гетероструктуры с толщиной квантовых ям InGaN $x_1 = 2.1$ нм при оптическом возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами. При

увеличении накачки стимулированное излучение наблюдалось с порогом 0.33 мВт (рис.2), что соответствует импульсной плотности мощности 25 ГВт/см². При этом, с появлением стимулированного излучения полуширина спектра уменьшалась только до 13 нм. У гетероструктур с толщиной квантовых ям InGaN $x_2 = 1.8$ нм наблюдалось стимулированное излучение с порогом 0.25 мВт (соответствует 19 ГВт/см²). Полуширина спектра уменьшалась только до 22 нм, оставаясь значительно больше, чем при генерации с накачкой импульсами наносекундной длительности. Несмотря на такие высокие плотности мощности порога генерации, плотности пороговой энергии накачки сравнимы по величине для фемто- и наносекундного возбуждения, хотя квазистационарный наносекундный режим должен обеспечиваться импульсами большей плотности пороговой энергии.

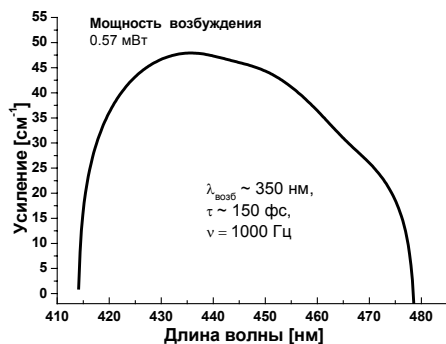


Рисунок 3. Спектр оптического усиления гетероструктуры с $x_1 = 2.1$ нм при средней мощности возбуждения 0.57 мВт.

высоких локализованных состояний в более низкие локализованные состояния. Таким образом, стимулированная рекомбинация ННЗ приводит к размытию энергетического распределения ННЗ при нестационарном фемтосекундном возбуждении. Размытие энергетического распределения ННЗ также приводит к повышению порога генерации.

Однако, как видно из рисунка 3, спектр оптического усиления при фемтосекундном возбуждении намного более широкий и плавный чем при наносекундном возбуждении [1]. Очевидно, что это и обуславливает большую ширину спектра генерации.

По-видимому, при возбуждении фемтосекундными импульсами стационарное распределение неравновесных носителей заряда (ННЗ) не успевает установиться за время испускания стимулированного излучения. Поскольку времена термализации намного меньше времен релаксации концентрации ННЗ в условиях стимулированной рекомбинации (излучения) [3], то можно предположить, что уширение спектра усиления (и соответственно генерации) обусловлено большими временами диффузии и туннелирования ННЗ из более

[1] A. V. Danilchik, V. Z. Zubialevich, A. V. Andryeuski, Y. Dikme. Proceedings of Workshop "Modern problems of physics" (May 19-21, Minsk, Belarus) p. 84-88 (2004).

[2] E. V. Lutsenko, A. V. Danilchik, N. P. Tarasuk, A. V. Andryeuski et al. Phys. Stat. Sol. (c) 5, № 6, 2263-2266 (2008).

[3] Е. В. Луценко, В. З. Зубелевич, А. В. Данильчик и др. Материалы VI Международной конференции «Лазерная физика и оптические технологии» (25 – 29 сентября 2006 года, г. Гродно) В 2ч. Ч. 1, с. 295.

LASER ACTION AND OPTICAL GAIN IN InGaN/GaN MQWs GROWN ON Si UNDER OPTICAL PUMPING BY FEMTOSECOND PULSES

E. V. Lutsenko^{1,*}, *A. V. Danilchik*¹, *V. Z. Zubialevich*¹, *V. N. Pavlovskii*¹, *G. P. Yablonskii*¹, *Y. Dikme*², *B. Schineller*², *M. Heuken*², *L. Rahimzadeh Khoshro*³, *H. Kalisch*³, *R. H. Jansen*³, *M. B. Danailov*⁴, *A. A. Demidovich*⁴

¹B. I. Stepanov Institute of Physics of NASB, Independence Ave. 68, 220072 Minsk, Belarus, tel.: +375 17 2949025, e-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by

²Institut für Theoretische Elektrotechnik, RWTH Aachen, Kackertstr. 15-17, 52072 Aachen, Germany;

³AIXTRON AG, Kaiserstr. 98, 52134 Herzogenrath, Germany;

⁴Sincrotrone Trieste S.C.p.A. 34012 Basovizza, Trieste, Italy

Laser properties of InGaN/GaN heterostructures grown on silicon substrates were investigated under optical pumping by laser pulses of femtosecond duration. Gain spectra in the investigated structures were obtained using the method of variable excitation stripe length. It was shown that laser spectra as well as optical gain spectra are broadened considerably. Reasons causing spectral broadening and high laser threshold power density are discussed.

СВОЙСТВА ОТДЕЛЁННЫХ ОТ ПОДЛОЖКИ ТОЛСТЫХ СЛОЁВ НИТРИДА ГАЛЛИЯ, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ХЛОРИД-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ НА ТЕМПЛЕЙТАХ «НИТРИД ГАЛЛИЯ-САПФИР» С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НАНОМАСКИ ИЗ TiN

А.А. Донсков¹, Л.И. Дьяконов¹, М.П. Духновский², А.В. Говорков¹, Ю.П. Козлова¹, С.С. Малахов^{1,2}, А.В. Марков¹, М.В. Меженный¹, В.Ф. Павлов¹, А.Я. Поляков¹, В.И. Ратушный³, Н.Б. Смирнов¹, Т.Г. Югова¹

¹ОАО «Гиредмет», Б. Толмачёвский пер., д.5, стр.1, 119017, г. Москва, тел.: +7(495) 9516409, e-mail: snipergrey@mail.ru

²ФГУП «НПП «Исток», ул. Вокзальная, д.2а, 141190, г. Фрязино, тел.: +7(495)4658636, e-mail: istok220@mail.ru

³ВИ(Ф) ГОИ ВПО ЮРГТИ (НПИ), ул. Ленина, д. 73/94, 347360, г. Волгодонск Ростовской обл., тел.:+7(86392)25438, e-mail: npil@mail.ru

В работе изучены структурные, электрические и оптические характеристики толстых плёнок нитрида галлия, выращенных на сапфире методом хлорид-гидридной эпитаксии (ХГЭ) с использованием тонкого подслоя титана. Были исследованы как характеристики слоёв, выращенных прямо на (0001) сапфире, так и плёнок, полученных на темплейтах «сапфир-нитрид галлия», приготовленных либо МОС-гидридной эпитаксией, либо молекулярной эпитаксией (толщина слоёв нитрида галлия составляла в обоих случаях около 3 мкм). Толщина плёнки титана составляла 30-50 нм. Перед ростом нитрида галлия методом ХГЭ подложки или темплейты с нанесённой на них титановой плёнкой нагревались в атмосфере азота до температуры роста (около 1030-1070°C), далее при подаче в реактор аммиака вместе с азотом проводилась нитридизация пленки титана в течение примерно 10 минут прежде, чем начинался рост нитридной плёнки. Соотношение реагентов элементов V/III групп при выращивании GaN составляло ~50, скорость роста - ~100 мкм/час. Изучение морфологии поверхности методом АСМ для структур, которые были подвергнуты только такому отжигу без последующего роста нитрида галлия, показали, что титановая плёнка разбивается на островки вследствие образования нитрида титана, как это описано, например, в работе [1]. Для темплейтов «нитрид галлия-сапфир», покрытых титаном, характерная высота островков заметно превышала толщину титановой плёнки, что связано, по всей вероятности, с частичным разложением плёнки нитрида галлия в окне маски TiN, образующейся при нагреве. Для плёнок с толщиной выше 200 мкм происходило частичное отделение плёнки, а при толщине выше 300 мкм – полное отделение. Изучение скола структур, а также обратной стороны отделившихся плёнок показало, что отделение происходит по границе «TiN-растущий GaN».

Исследование картин рентгеновской дифракции свидетельствовало, что плёнки, выращенные описанным образом прямо на сапфире, имели блочную структуру с предпочтительной ориентацией блоков (0001) и разориентацией блоков в текстуре, достигавшей 12°. Хотя для отдельных блоков ширина кривой качания и была достаточно низкой, менее 240 угловых секунд, плёнки нитрида галлия подобного качества вряд ли представляют практический интерес.

Слои, выращенные на темплейтах «сапфир-нитрид галлия», были монокристаллическими, с ориентацией (0001) и полушириной кривой качания уменьшавшейся от 520" до 250" по мере роста толщины плёнки от 100 мкм до 350 мкм. Морфология поверхности таких плёнок сильно зависела от скорости роста и эффективного отношения потоков компонентов V/III. Без специальной оптимизации она характеризовалась большим числом гексагональных пирамид роста, а также гексагональных ямок роста. Проведение процесса в две стадии со снижением скорости роста и увеличением отношения V/III на второй стадии, завершавшей рост, позволило снизить плотность пирамид роста и ямок роста и получить достаточно гладкую поверхность с ясно видимыми террасами роста. Электрические измерения показали, что есть тесная связь между морфологией поверхности и концентрацией и подвижностью электронов, определёнными из измерений эффекта Холла. Для плёнок с плохой морфологией измеряемые концентрация и подвижность составляли 10¹⁹-10²⁰ см⁻³ и 30-50 см²/Вс. Для плёнок же с гладкой морфологией измеряемая концентрация составляла (1-3)×10¹⁸ см⁻³ при подвижности более 100 см²/Вс. На таких плёнках удалось сформировать и диоды Шоттки с приемлемым выпрямлением. Измерение вольт-фарадных характеристик таких диодов Шоттки дало концентрацию остаточных доноров в приповерхностном слое около 10¹⁶ см⁻³, что указывает на сильное изменение концентрации доноров по толщине и существование сильно проводящего слоя ближе к подложке.

Селективное травление слоёв нитрида галлия в смеси KOH/NaOH эвтектического состава показало, что плотность дислокаций в оптимизированных плёнках меняется в зависимости от толщины в пределах 6×10⁶-10⁷ см⁻². Изучение распределения по площади пластин картин

интенсивности краевой МКЛ и наведённого тока диодов Шоттки дало близкую к указанному значению плотность тёмных точек, обычно ассоциируемых с проникающими дислокациями.

В снятых при низкой температуре (90К) спектрах МКЛ оптимизированных образцов преобладали линия экситонов, связанных на донорах около 3.47 эВ, полоса донорно-акцепторных пар вблизи 3.1-3.2 эВ и слабая желтая полоса люминесценции, что обычно для достаточно чистых и совершенных плёнок нитрида галлия. В спектрах РСГУ с электрической инжекцией наблюдались электронные ловушки с уровнем около $E_c-0.6$ эВ (концентрация около 10^{13} см⁻³) и $E_c-0.86$ эВ (концентрация около 10^{14} см⁻³). При оптическом возбуждении наблюдались дополнительно дырочные ловушки с уровнем вблизи E_v+1 эВ с концентрацией 5×10^{13} см⁻³. Все эти ловушки характерны для слоёв нитрида галлия, полученных различными методами, а наблюдаемая концентрация соответствует типичным концентрациям в чистых и совершенных плёнках и кристаллах GaN (см., например, [2]).

Таким образом, при выращивании методом ХГЭ на темплейтах «нитрид галлия-сапфир» толстых плёнок GaN при использовании промежуточных масочных слоев TiN возможно получение отделённых от подложки кристаллов с удовлетворительной морфологией поверхности, низкой плотностью дислокаций и низкой концентрацией остаточных доноров у поверхности.

Работа выполнялась при частичной поддержке РФФИ (грант № 07-02-13523 и 07-02-01121)

[1] A. Usui, T. Ichihashi, K. Kobayashi, H. Sunakawa, Y. Oshima, T. Eri, M. Shibata, Role of TiN film in fabrication of freestanding GaN wafers using hydride vapor phase epitaxy, Phys. Stat. Sol. (a), 194(2), 572-575 (2002)

[2] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, Z.-Q. Fang, D.C. Look, S.S. Park, and J.H. Han, Deep Electron and Hole Traps in Freestanding n-GaN Grown by Hydride Vapor Epitaxy, J. Appl. Phys. 92, #9, 5241-5247 (2002)

PROPERTIES OF THICK GaN FILMS GROWN BY HVPE ON GaN TEMPLATES WITH TiN MASKS

A.A. Donskov¹, L.I. Dyakonov¹, M.P. Duchnovskiy², A.V. Govorkov¹, Yu.P. Kozlova¹, S.S. Malakhov^{1},
A.V. Markov¹, M.V. Mezhenyiy¹, V.F. Pavlov¹, A.Y. Polyakov¹, V.I. Ratushnyi³, N.B. Smirnov¹,
T.G. Yugova¹*

¹Joint-stock company "Giredmet", B. Tolmachevkii, 5-1, 119017, Moscow,
ph.: +7(495)9516409, e-mail: snipergrey@mail.ru

²FSUE«NPP «Istok», Vokzal'naya 2a, 141190 Fryazno,
ph.: +7(495)4658636 e-mail: istok220@mail.ru

³VI(F) GOI VPO YuRGTI (NTI) Lenina 73/94, 347360, Volgodonsk Rostovskoj obl.,
ph.+7(86392)25438, e-mail:npil@mail.ru

Structural, electrical and optical properties of thick GaN films grown by HVPE using Ti sublayer were studied. The films were deposited directly on sapphire substrates or on GaN-on-sapphire templates prepared by MOCVD or MBE. In situ annealing of 20-50 nm Ti sublayers in ammonia before GaN deposition led to the formation of TiN and breaking of the continuous sublayer into small islands forming a natural mask during growth. Such structure created weak places in the grown GaN layers that facilitated their separation from the substrate for layers thicker than 200 µm. For structures with TiN mask deposited directly on sapphire the separation could be achieved, but the crystalline perfection of the GaN films was mediocre. The structures grown on GaN templates with TiN mask showed high crystalline quality, with the (0002) double crystal rocking curves half width decreasing from 520'' to 250'' as the films thickness increased from 100 µm to 350 µm. The dislocation density determined from selective etching, MCL imaging or EBIC imaging was in the (6-10)×10⁶ cm⁻² range. Under optimized growth conditions such self-separated GaN films showed the surface concentration of residual donors of around 10¹⁶ cm⁻³ and a low concentration of deep electron and hole traps as determined by C-V profiling and DLTS spectra measurements. The work was supported in part by a grant from RFBR (grant #07-02-13523).

ДИФФУЗИОННАЯ МОДЕЛЬ ЭКСТРАКЦИИ СВЕТА ИЗ СВЕТОДИОДНЫХ ЧИПОВ

*Ю.Т. Ребане¹, Р.И. Горбунов¹, Н.И. Бочкарева¹, А.С. Зубрилов¹,
В.В. Вороненков², Ю.С. Леликов¹, Ф.Е. Латышев³, А.И. Цюк¹, Ю.Г. Шретер^{1*}*

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург, тел. +7(921)9606185, shreter@peterlink.ru;

² Санкт-Петербургский государственный политехнический университет. Политехническая ул., 29, 195251, Санкт-Петербург

³НИИ Физики им. В.А. Фока Физического факультета СПбГУ. Ульяновская ул., 1, 198504, Санкт-Петербург

Современные мощные светодиоды используют светодиодные чипы большой площади. Экстракция света из больших чипов осложняется эффектами поглощения и рассеяния света в слоистой структуре светодиодного чипа. Оптимизация геометрии светодиодных чипов позволяет существенно увеличить коэффициент экстракции и общую внешнюю эффективность светодиодов. Однако, для оптимизации геометрии светодиодных чипов требуется проведение трудоемких численных расчетов и моделирования коэффициентов экстракции для различных вариантов их формы и структуры.

В настоящей работе мы представим аналитический метод, позволяющий легко сравнивать эффективность экстракции для различных светодиодных чипов и оптимизировать их геометрию без трудоемких численных расчетов. Предлагаемый метод основан на диффузионной модели распространения света в светодиодных чипах большой площади. Модель описывает латеральное распространение света как двумерную диффузию.

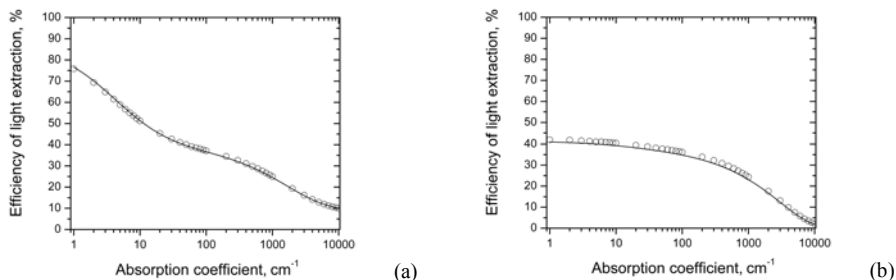


Рис.1. Зависимости коэффициентов экстракции света из светодиодных чипов от коэффициента поглощения, найденные из аналитических формул (линии), и рассчитанные численно (кружки) для обычного чипа (а) и флип-чипа (б) при коэффициенте рассеяния в активном слое $\beta = 100 \text{ см}^{-1}$

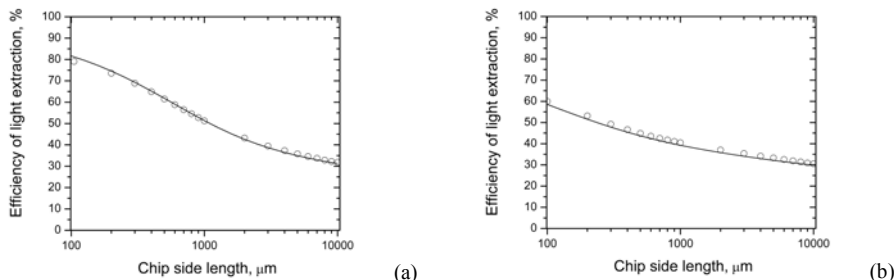


Рис.2. Зависимости коэффициентов экстракции света из светодиодных чипов от их размера, найденные из аналитических формул (линии), и рассчитанные численно (кружки) для обычного чипа (а) и флип-чипа (б) при коэффициенте поглощения в активном слое $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$

На основе диффузионной модели проведен сравнительный анализ различных путей выхода света из светодиодных чипов. Найдено общее выражение для коэффициента экстракции света, распространяющегося латерально с заданным углом отражения θ

$$\eta(\theta) = \frac{1}{\frac{S}{PL_D} \coth\left(\frac{S}{PL_D}\right) + \frac{\alpha\pi S}{TP \sin \theta}}$$

где S и P - площадь и периметр светодиодного чипа, α - коэффициент поглощения света, L_D - диффузионная длина, T - коэффициент прозрачности боковых стенок чипа.

На основе этого общего выражения получены аналитические формулы для коэффициентов экстракции для чипов с обычной геометрией на отражающей зеркальной поверхности, флип-чипов, и чипов с искусственной шероховатой поверхностью. Полученные аналитические формулы применены для расчета зависимости эффективности экстракции света от различных параметров светодиодных чипов, таких как коэффициенты поглощения и рассеяния света в чипе, размер чипа и отношение его длины к ширине, а также шероховатость поверхности чипа. Рис 1-4.

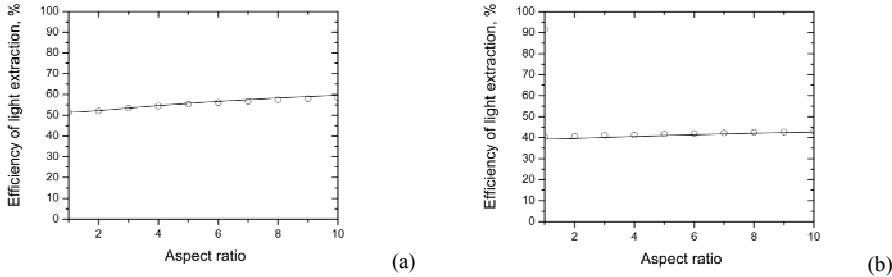


Рис.3. Зависимости коэффициентов экстракции света из светодиодных чипов от отношения их длины к ширине, найденные из аналитических формул (линии), и рассчитанные численно (кружки) для обычного чипа (а) и флип-чипа (б).

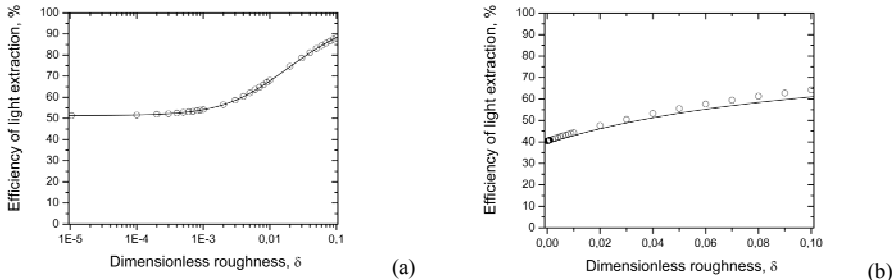


Рис.4. Зависимости коэффициента экстракции света из светодиодного чипа от параметра поверхностной шероховатости δ , найденные из аналитических формул (линии), и рассчитанные численно (кружки) для обычного чипа (а) и флип-чипа (б).

Из рисунков видно, что найденные аналитические формулы прекрасно согласуются с численными расчетами. Использование аналитических формул для коэффициентов экстракции света позволяет легко оптимизировать геометрию светодиодных чипов.

DIFFUSION MODEL OF LIGHT EXTRACTION FROM LED CHIPS

Y.T.Rebane^{1}, R.I. Gorbunov, N.I. Bochkareva¹, A.S. Zubrilov¹,
V.V. Voronenkov², Y.S. Lelikov³, F.E. Latyshev³, A.I. Tsyuk², Y.G. Shreter¹*

¹A.F.Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, Polytechnicheskaya st., 26, 194021, St. Petersburg, phone. +7(911)1453208, yrebane@yandex.ru;

² St.-Petersburg State Polytechnical University, Polytechnicheskaya st., 29, 195251, St. Petersburg

³V.F.Fock Institute of Physics St.Petersburg State University, Ulianovskaya st., 1, 198504, St. Petersburg

An investigation of the effects of light absorption, lateral light scattering by threading dislocations and surface roughening on the light extraction efficiency from large area GaN-based LEDs is performed. An analytical approach based on the consideration of the lateral propagation of light rays along LED chip as a two-dimensional diffusion process is developed. Analytical equations obtained agree well with numerical ray-tracing simulations and their using makes optimization of LED chip geometry very easy.

ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ InGaN/AlGaN ДЛЯ СВЕТОДИОДОВ БЛИЖНЕГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ДИАПАЗОНА

М.М. Рожавская^{1}, В.С. Сизов², Е.Е. Заварин², В.В. Лундин²*

¹УРАН АФТУ РАН Улица Хлопина, 8/3, 194021, Санкт-Петербург
тел. 89522040934, e-mail: lii@rambler.ru;

²ФТИ им. А. Ф. Иоффе Улица Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург

В последние годы усилия многих ученых сосредоточены на создании эффективных светодиодов ближнего УФ диапазона. Для достижения таких длин волн возможно использовать квантовые ямы GaN/AlGaN, однако в таких структурах отсутствие пространственного ограничения в плоскости интерфейса AlGaN/GaN и наличие большого числа дислокаций несоответствия ведет к уходу носителей на дефекты и безызлучательной рекомбинации[1]. В структурах синего и зеленого диапазона квантовые ямы InGaN обеспечивают пространственную локализацию носителей в связи с фазовым распадом твердого раствора InGaN и образованием потенциальных минимумов[2]. Для структур УФ диапазона этот подход также может привести к улучшению излучательных свойств. В качестве буферного слоя в таких структурах возможно использовать слои AlGaN либо GaN. Целью данной работы было создание экспериментальных образцов наноразмерных светоизлучающих гетероструктур ближнего УФ диапазона, улучшение их свойств с помощью оптимизации дизайна активных областей, а также исследование влияния буферного слоя на свойства светодиодной структуры.

Все образцы были выращены методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений на модифицированной установке Epiqip VP50-RP на сапфировых подложках (0001).

В первой серии структуры выращивались с использованием зародышевого слоя AlN. В качестве буферных использовались слои $Al_{0,22}Ga_{0,78}N$, легированные Si ($\sigma \sim 193$ (Ом·см)-1, $n \sim 1.2 \cdot 10^{19}$ см³, $\mu \sim 10^2$ см²/(В·с)). Давление при росте активной области составляло 500 мб, температура роста квантовых ям InGaN - 835С, барьеров AlGaN - 990С. Рост проходил в азот-аммиачной атмосфере с потоками аммиака 6.25л/мин и разгоняющего газа 4,5 и 12 л/мин, соответственно. Активная область первой структуры состояла из 5 квантовых ям InGaN/ $Al_{0,22}Ga_{0,78}N$ 3 нм/8 нм. Для сглаживания интерфейса InGaN/AlGaN между ямой и барьером был помещен слой GaN 2 нм. Структура имела пик фотолюминесценции на длине волны 368 нм и среднее расстояние между трещинами порядка 120 мкм. Однако при выращивании буферных слоев AlGaN:Si без активной области трещин не наблюдалось. Поэтому образование трещин можно связать с ростом активной области структуры. Для исследования влияния дизайна активной области на образование трещин было предложено модифицировать слои GaN и барьеры AlGaN. Были выращены 3 структуры, в которых менялась толщина и положение слоя GaN. Сокращение толщины слоя в 2 раза и последующий отказ от него привели к увеличению среднего расстояния между трещинами сначала в 2, а потом еще в 2 раза. Кроме того, размещение InGaN после слоя InGaN также привело к увеличению среднего расстояния между трещинами по отношению к первоначальной структуре. Также было проведено 2 эксперимента по увеличению состава барьеров AlGaN для структур, содержащих и не содержащих слой GaN в активной области. В отсутствие GaN увеличение состава барьеров не привело к снижению среднего расстояния между трещинами в структуре. При наличии слоя GaN было замечено небольшое снижение среднего расстояния между трещинами с увеличением состава барьеров. Таким образом, можно сделать вывод, что использование промежуточных слоев GaN в активной области ведет к снижению среднего расстояния между трещинами. На основе структуры, имеющей минимальную плотность трещин, был выращен светодиод. Максимум спектра электролюминесценции для него составил 368 нм. Однако интенсивность излучения была невысокой, что можно связать с большой плотностью дефектов. Таким образом, дизайн активной области значительно влияет на образование трещин в структуре.

Во второй серии экспериментов первая структура была выращена на сапфировой подложке (0001) с использованием зародышевого слоя AlN и буферного слоя $Al_{0,22}Ga_{0,78}N$. Вторая структура была выращена на GaN темплате с использованием буфера GaN. Активная область обеих структур состояла из 5 пар слоев InGaN/ $Al_{0,22}Ga_{0,78}N$ толщиной 2нм/8нм. Содержание индия в слоях InGaN составляло порядка 30%. Спектры фотолюминесценции структур имеют по 2 полосы. Первая полоса соответствует излучению из квантовой ямы, ее максимум излучения составляет 3,46 eV и 3,35 eV для 1 и 2 структур, соответственно. Вторая полоса предположительно соответствует излучению из барьеров AlGaN и составляет 3,76 эВ и 3,69 эВ, соответственно. Таким образом, общая энергия локализации носителей в квантовой яме в обоих случаях составляет порядка

300 мэВ. В работе были проведены измерения температурной зависимости фотолуминесценции (ФЛ) для указанных структур. Температурные зависимости интегральной интенсивности ФЛ для таких систем, как правило, хорошо описываются активационной моделью Аррениуса[2]:

$$I = \frac{I_0}{1 + A \cdot \exp\left(-\frac{E}{k \cdot T}\right)}$$

Где E – энергия активации, соответствующая безызлучательной рекомбинации носителей. С использованием активационной модели были получены энергии активации безызлучательной рекомбинации носителей. Для структуры на буфере GaN она составила 0,141 эВ, тогда как для структуры на буфере AlGaN - 0,04 эВ. Так как это значительно меньше, чем рассчитанная по спектрам фотолуминесценции энергия локализации, можно сделать вывод, что безызлучательная рекомбинация связана с выбросом носителей из потенциальных минимумов, образованных неоднородностью распределения индия в квантовой яме, и транспортом носителей к центрам безызлучательной рекомбинации через уровни *остаточной(?)* квантовой ямы. Кроме того, энергия активации для структуры на буфере GaN оказалась больше, чем для структуры на буфере AlGaN. Из этого следует, что использование буфера AlGaN подавляет фазовый распад твердого раствора InGaN, делая слои InGaN более однородными. Данное предположение подтверждается также меньшей полушириной спектра для структуры на AlGaN буфере (125 мэВ), чем для структуры на GaN буфере (182 мэВ).

[1] Asif Khan et al., Nature Photonics 2, 77 - 84 (2008).

[2] В. С. Сизов и др, Физика и техника полупроводников, 46, 6(2009)

InGaN/AlGaN HETEROSTRUCTURES FOR NEAR-UV LEDs

M.M. Rozhavskaia^{1}, V.S. Sizov², E.E. Zavarin², V.V. Lundin²*

¹ Academic Physics and Technology University. , 8/3, 194021, Saint-Petersburg,
phone. 89522040934, e-mail: lii86@rambler.ru;

² A.F.Ioffe Physical Technical Institute. Polytekhnicheskaya street, 26, 194021, Saint-Petersburg

Two series InGaN/AlGaN heterostructures for near UV LEDs have been grown with MOCVD and investigated. It has been shown that design of active region has a significant impact on the crack density of structures. Also it has been shown that non-radiative recombination is connected with escape of carriers from potential minimums to non-radiative centers in residual quantum well. In addition activation energy for structure with GaN buffer appears to be bigger than that for structure with AlGaN buffer. This fact means that use of GaN buffer provides better phase decomposition and leads to better carrier localization in active region of structure. This supposition is confirmed by bigger FWHM for structure with GaN buffer.

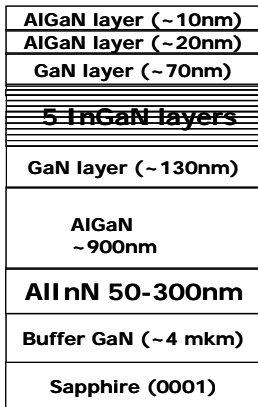
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СЛОЕВ InAlN ДЛЯ ОПТИЧЕСКОГО ОГРАНИЧЕНИЯ

А.В. Сахаров, Е.Е. Заварин, М.А. Сеницын, В.В. Лундин, Н.Ю. Гордеев, А.Ф. Цацульников*
 УРАН Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021, Политехническая 26,
 Санкт-Петербург, Россия E-mail: val@beam.ioffe.rssi.ru

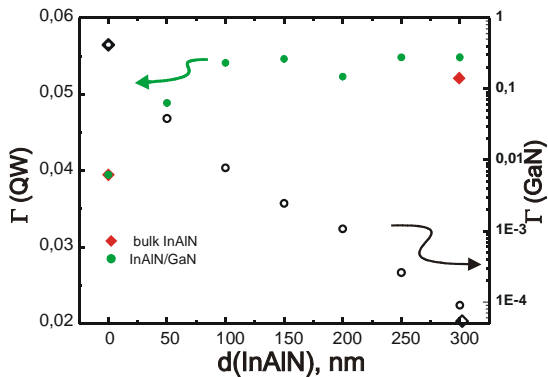
Существенный прогресс в технологии роста полупроводниковых соединений на основе III нитридов привел к созданию различных оптоэлектронных приборов, многие из которых уже нашли коммерческое применение. Однако, в системе материалов InN-AlN-GaN на данный момент достаточно хорошо исследован лишь эпитаксиальный рост и соответственно практическое использование GaN и соединений AlGaN и InGaN (для последнего - не во всем диапазоне составов). Еще одно тройное соединение - AlInN исследовано значительно хуже, что связано с особенностями его синтеза. При росте AlInN необходимо обеспечить одновременно как вхождение индия, т.е. низкую температуру роста, так и хорошую миграцию атомов алюминия по поверхности, что представляет собой крайне сложную задачу. AlInN представляет очень большой интерес для практического применения, так как позволяет изменять параметр кристаллической решетки в очень широких диапазонах. $Al_{0,83}In_{0,17}N$ является решеточно согласованным с GaN, при этом обладает существенно большей шириной запрещенной зоны, что теоретически позволяет создавать ненапряженные гетероструктуры AlInN/GaN. Кроме того, зависимость показателя преломления для AlInN такова, что решеточно согласованный с GaN материал имеет достаточно высокую разницу в показателях преломления [1], что позволяет надеяться на использование AlInN для создания волноводов с хорошим оптическим ограничением (что особенно критично для инжекционных лазеров синие-зеленого диапазона) и распределенных брэгговских отражателей (РБО) с высоким коэффициентом отражения.

В данной работе нами ставилась цель теоретического и экспериментального исследования влияния слоев AlInN на волноводные свойства лазерных структур в системе материалов InN-AlN-GaN.

Теоретический расчет распределения поля в структуре и фактора оптического ограничения были выполнены для двух длин волн (450 и 500 нм) с использованием стандартной программы расчета волноводов для серии структур, отличающихся толщиной слоя InAlN. Экспериментальные структуры были выращены методом газовой фазной эпитаксии из металлорганических соединений на подложках сапфира с использованием стандартной методики роста. Для исследования образцов использовались растровая и просвечивающая электронная микроскопия и рентгеновская дифрактометрия. Оптические исследования проводились при использовании непрерывного He-Cd или импульсного N₂ лазера в качестве источников возбуждения люминесценции.



а



б

Рис. 1. Дизайн структуры, использованной в расчетах (а); зависимость коэффициента оптического ограничения для активной области $\Gamma(QW)$ и буферного слоя $\Gamma(GaN)$ (б)

На рисунке 1 приведены дизайн структуры, использованной в расчетах, и зависимости коэффициента оптического ограничения для активной области $\Gamma(QW)$ и буферного слоя $\Gamma(\text{GaN})$. Хорошо видно, что увеличение толщины AlInN свыше 100 нм не приводит к существенному росту $\Gamma(QW)$, но сильно подавляет проникновение моды в буферный слой GaN , что может быть критичным при выращивании лазерных структур на поглощающих подложках.

Для экспериментальной проверки влияния слоя InAlN на оптическое ограничение была выращена серия структур с дизайном, максимально приближенным к использованному в расчетах. Базовая структура не содержала слоя InAlN , во второй структуре был использован слой толщиной 270 нм, что привело к сильному падению интенсивности ФЛ. Исследования показали, что при росте толстого слоя InAlN происходит существенное развитие морфологии поверхности, что и приводит к резкому ухудшению оптических свойств. Дополнительные исследования показали, что слои InAlN толщиной до 70 нм могут быть выращены с сохранением планарной поверхности, поэтому в третьей выращенной структуре слой InAlN был заменен на сверхрешетку, содержащую 5 пар InAlN/GaN с толщинами 60/60 нм. Исследование лазерной генерации проводилось в полосковой геометрии при оптической накачке излучением импульсного N_2 лазера. Лазерная генерация при комнатной температуре была получена для двух образцов: не содержащего слоя InAlN (Рис.2 а) и содержащего сверхрешетку InAlN/GaN (Рис.2 б). Для образца, содержащего толстый слой InAlN , лазерную генерацию получить не удалось. Несколько меньшая пороговая плотность возбуждения для второй структуры может быть связана с дополнительным оптическим ограничением, созданным сверхрешеткой [2], так и инжекционной накачке [3] другими исследователями.

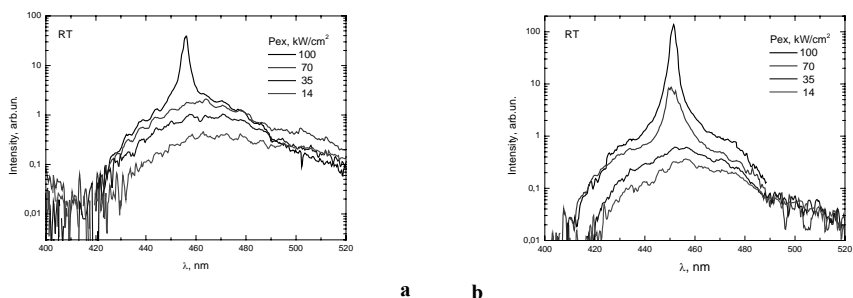


Рис.2 Спектры ФЛ, снятые при различных плотностях возбуждения при оптической лазерной накачке: а – структура без AlInN , б – со сверхрешеткой AlInN/GaN .

Работа выполнялась при поддержке РФФИ (08-02-01344а) и программы фундаментальных исследований №27 Президиума РАН.

[1] J. F. Carlin, C. Zellweger, J. Dorsaz, S. Nicolay, G. Christmann, E. Feltin, R. Butté, and N. Grandjean, *Phys. Status Solidi B* **242**, 2326 (2005)

[2] H. P. D. Schenk, M. Nemoz, M. Korytov, P. Vennéguès, A. D. Dräger, and A. Hangleiter *Appl. Phys. Lett.* **93**, 081116 (2008)

[3] A. Castiglia, E. Feltin, G. Cosendey, A. Altoukhov, J.-F. Carlin, R. Butté, and N. Grandjean *Appl. Phys. Lett.* **94** 193506 (2009)

USE OF InAlN LAYERS FOR OPTICAL CONFINEMENT

A.V. Sakharov, E.E. Zavarin, M.A. Sinitsyn, W.V. Lundin, N.Yu. Gordeev, A.F. Tsatsulnikov*

Ioffe Physico-Technical Institute, Politechnicheskaya 26, 194021, St-Petersburg, Russia

phone +7(812)2973182 E-mail: val@beam.ioffe.rssi.ru

Use of InAlN layers for optical confinement modification in III-N laser structures was studied both theoretically and experimentally. It was shown that introduction of ever thin InAlN layer sufficiently improve optical confinement, further increase of InAlN thickness suppress mode penetration to buffer layers. Reduction of lasing threshold for optically pumped lasers with InAlN layers was demonstrated.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ КИНЕТИКА MOVPE РОСТА III-N МАТЕРИАЛОВ

*В.В. Лундин¹, Е.Е. Заварин¹, М.А. Сеницын¹, А.В. Сахаров¹, А.Е. Николаев¹,
А.С. Сегаль², Е.В. Яковлев², О.В. Боро²*

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, 194021, С.-Петербург;
²ООО “Софт-Импакт”, пр. Энгельса, 27, 194156, С.-Петербург,
тел. +7(812)7031522, e-mail: alex.segal@str-soft.com

MOVPE рост нитридов III группы (III-N) и аналогичных соединений V и III группы (III-V) в настоящее время исследуется, в основном, в температурном диапазоне, соответствующем росту приборных гетероструктур (650-1300 °С в зависимости от материала). Более низкий температурный диапазон также вызывает интерес в связи с ростом зародышевых и релаксационных слоев, а также осаждением паразитных депозитов, однако имеющиеся в литературе данные по низкотемпературной кинетике III-N и III-V MOVPE немногочисленны и зачастую противоречивы.

В настоящей работе исследован MOVPE рост AlN, GaN и AlGaIn в температурном диапазоне 300-700 °С. Рост проводился в горизонтальном лабораторном реакторе с индукционным нагревом. В качестве прекурсоров III группы использовались TMGa и TMAI, в качестве прекурсора V группы – аммиак, в качестве несущего газа – водород или азот. Реактор был оборудован системой оптической рефлектометрии, позволяющей проводить *in-situ* мониторинг скорости роста (подробное описание системы приведено в [1]).

Зависимости скоростей роста AlN и GaN от температуры, измеренные при различных расходах NH₃, приведены на рис. 1 и 2. Видно, что переход между кинетическим и транспортным режимами роста для AlN происходит при существенно меньшей температуре (~395-415 °С), чем для GaN (~495 °С и выше). Зависимость скорости роста AlGaIn от температуры, измеренная в диапазоне 350-450 °С, оказывается близкой к приведенной зависимости для AlN, т.к. GaN-составляющая твердого раствора растет в этой области в глубоко кинетическом режиме и дает малый вклад в скорость роста. Энергии активации скорости роста AlN, GaN и AlGaIn оказываются близкими друг к другу и составляют 33.1-33.6 ккал/моль. Рис. 3 показывает аналогичные температурные зависимости скорости роста AlN при давлениях 100 мбар (парциальное давление NH₃ 20 мбар) и 800 мбар (парциальное давление NH₃ 300 мбар). При большем давлении скорость роста оказывается существенно ниже в транспортном режиме и существенно выше в кинетическом режиме. При этом температура перехода между двумя режимами смещается в область низких температур, и AlN удается вырастить при температуре 325 °С.

Увеличение скорости роста AlN с давлением в кинетическом режиме происходит за счет увеличения парциального давления аммиака, что подтверждается прямыми измерениями скорости роста при варьировании расхода NH₃. Рис. 4 показывает соответствующие зависимости скоростей

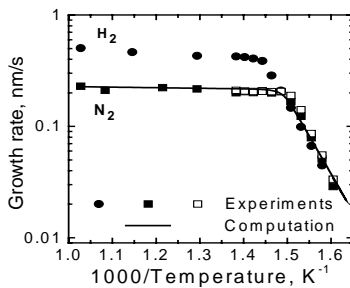


Рис. 1. Скорость роста AlN в зависимости от температуры. Давление 100 мбар, полный расход 5 л/мин, TMAI 50 см³/мин; ■ – несущий N₂, NH₃ 500 см³/мин (базовый режим); □ – несущий N₂, NH₃ 1000 см³/мин; ● – несущий H₂, NH₃ 1000 см³/мин; сплошная линия – расчет для базового режима.

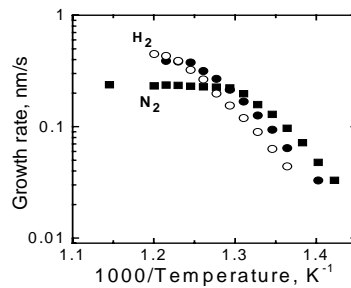


Рис. 2. Скорость роста GaN в зависимости от температуры. Давление 200 мбар, полный расход 7 л/мин, TMGa 25 см³/мин; ■ – несущий N₂, NH₃ 2500 см³/мин; ● – несущий H₂, NH₃ 2500 см³/мин; ○ – несущий H₂, NH₃ 1250 см³/мин.

роста AlN и GaN от парциального давления NH₃, которые хорошо аппроксимируются степенными функциями с показателем ~1/3. В то же время скорость роста в кинетическом режиме оказывается почти независимой от расходов прекурсоров III группы.

В работе была предложена модель процесса, объясняющая влияние аммиака на скорость роста в кинетическом режиме. Модель следует подходу работы [2], согласно которому скорость роста в кинетическом режиме лимитируется десорбцией адсорбированных на ростовой поверхности метильных групп. Одновременно предполагается, что аммиак распадается на поверхности в квазиравновесном режиме с образованием адсорбированных атомов водорода. В итоге влияние аммиака на скорость роста в кинетическом режиме ассоциируется с взаимодействием адсорбированных на поверхности CH₃ и H согласно реакции $V\text{-CH}_3 + V\text{-H} \rightarrow \text{CH}_4 + 2\text{-V}$, приводящей к появлению свободных адсорбционных сайтов (V). Скорость роста AlN в NH₃/N₂ атмосфере в зависимости от температуры и парциального давления NH₃, рассчитанная с использованием разработанной модели, показана на рис. 1 и 4 сплошными линиями, видно хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных.

Для сравнения были проведены аналогичные исследования MOVPE роста AlAs и GaAs из TMAI, TMGa и AsH₃, которые выявили ряд общих с III-N закономерностей. В частности, было найдено, что переход между транспортным и кинетическим режимами роста для AlAs происходит при меньшей температуре, чем для GaAs, и что скорости роста в кинетическом режиме увеличиваются с парциальным давлением AsH₃, следуя степенной зависимости.

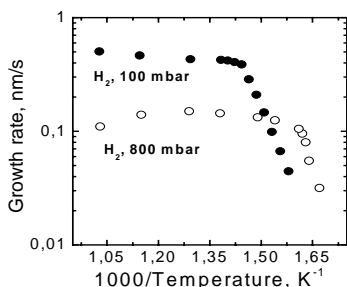


Рис. 3. Скорость роста AlN в зависимости от температуры: несущий H₂, TMAI 50 см³/мин; ● – давление 100 мбар, NH₃ 1000 см³/мин, полный расход 5000 см³/мин; ○ – давление 800 мбар, NH₃ 5000 см³/мин, полный расход 13300 см³/мин.

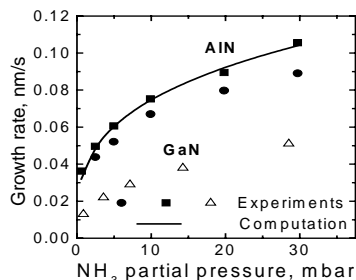


Рис. 4. Скорости роста AlN и GaN в зависимости от парциального давления NH₃. AlN: температура 370 °C, давление 100 мбар, TMAI 50 см³/мин, ● – несущий H₂; GaN: температура 450 °C, давление 200 мбар, TMGa 25 см³/мин, △ – GaN, несущий N₂; сплошная линия – расчет для базового режима.

[1] E.E. Zavarin, D.S. Sizov et al, Electrochem. Soc. Proc. 2005-09 (2005) 299.

[2] R.A. Talalaev, E.V. Yakovlev et al, J. Cryst. Growth 230 (2001) 232.

LOW-TEMPERATURE KINETICS OF III-N MOVPE GROWTH

*W.V. Lundin¹, E.E. Zavarin¹, M.A. Sinitsyn¹, A.V. Sakharov¹, A.E. Nikolaev¹,
A.S. Segal², E.V. Yakovlev², O.V. Bord²,*

¹Ioffe Physico-Technical Institute, 26 Polytekhnicheskaya, 194021 St.Petersburg, Russia

²STR Group – Soft-Impact Ltd., 27 Engels av., 194156, St.Petersbourg, Russia
tel.: +7(812)7031522, e-mail: alex.segal@str-soft.com

Low-temperature kinetics of AlN, GaN, AlGaIn, AlAs, and GaAs MOVPE using TMAI, TMGa, and NH₃/AsH₃ as the precursors is studied by *in-situ* measurements of the growth rates in variation of temperature, pressure, precursor flow rates, and carrier gas. The growth rate activation energies are found for all the processes. Considerable effect of the ammonia flow rate on the growth rate under kinetically limited conditions is revealed. Model of surface kinetics consistent with main experimental observations is suggested.

ОТРАЖАЮЩИЕ КОНТАКТЫ ИТО/Ag ДЛЯ ВЫСОКОМОЩНЫХ ФЛИП-ЧИП СВЕТОДИОДОВ AlGaInN

И.П. Смирнова^{1}, Л.К. Марков¹, Е.М. Аракчеева¹, М.М. Кулагина¹, Д.А. Закгейм¹, М.В. Кукушкин²*
¹Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая, 26
^{*}e-mail: irina@quantum.ioffe.ru;

²ЗАО «ИФ«ТЕТИС», 194156 Санкт-Петербург, пр. Энгельса, 27

Несмотря на постоянный прогресс в области разработки светодиодов на основе AlGaInN, увеличение внешней квантовой эффективности остается основной задачей для светодиодов большой мощности, предназначенных для использования в качестве источников белого света. Поскольку технология получения лейкосапфировых подложек хорошо отработана и экономически оправдана, светодиодные гетероструктуры AlGaInN в основном выращиваются на подложках из сапфира, для которых эффективность вывода излучения ограничена эффектом полного внутреннего отражения генерируемого света на границах полупроводника с воздухом и с подложкой. Действенными способами повышения эффективности вывода генерируемого излучения являются создание отражающих контактов и применение обращенной (флип-чип) конструкции.

В то же время, из-за довольно резкого падения эффективности излучения приборов с ростом тока накачки в структурах AlGaInN (т.н. efficiency droop), для достижения рекордных значений выходной оптической мощности необходимо понижать плотность тока в кристалле. Следуя этому, ведущие мировые производители светодиодов разрабатывают кристаллы с размерами до 4x4мм², что в 16 раз превышает по площади широко используемый в последнее время «миллиметровый» кристалл (1x1мм²). Однако, с увеличением геометрических размеров кристалла эффективность вывода света падает [1,2]. Учитывая, что из-за явления полного внутреннего отражения большая часть излучения, прежде чем покинуть кристалл, испытывает многократное отражение внутри него, даже небольшой выигрыш в коэффициенте отражения может существенно сказаться на повышении внешнего квантового выхода светодиода. Это означает, что в кристаллах большой площади особенно актуальна задача дальнейшего повышения отражательной способности контакта к области p-GaN при одновременном обеспечении низкого контактного сопротивления.

Для полупрозрачных p-контактов в ряде случаев применяются пленки оксидов индия и олова (Indium Tin Oxide, или ИТО), обладающие более высоким коэффициентом пропускания по сравнению с тонкими металлическими слоями. Свойства тонких пленок ИТО во многом определяются режимами нанесения и последующего отжига. Следует также отметить, что поскольку оптические приборы на основе нитридов имеют значительный коммерческий потенциал, детали технологии, как правило, не сообщаются в открытых публикациях. В настоящей работе исследовались оптические и электрические свойства пленок ИТО в зависимости от технологических режимов их получения с целью использования данных пленок для отражающего p-контакта в светодиодах AlGaInN флип-чип конструкции.

Для нанесения пленок ИТО применялся метод электронно-лучевого испарения. Для оценки отражательной способности контактов, определения оптимальных толщин слоев и режимов получения пленок на стандартные покровные стекла толщиной 0,17 мм наносились слои ИТО различной толщины (2-200 нм), которые сверху закрывались слоем серебра толщиной 250 нм.

Коэффициент отражения образцов измерялся по стандартной технологии в интегральной сфере с использованием спектрометра OL 770 производства фирмы Optronic Laboratories, Inc. Результаты экспериментов сравнивались с отражением от комбинации металлов, ранее используемой нами для изготовления отражающих контактов к слою p-GaN [2,3]: 1.5 нм никеля и 250 нм серебра (Рис. 1).

Были изготовлены светодиоды средней (площадь активной области ~ 0.17мм²) и высокой мощности (~ 1мм²) со следующими отражающими p-контактами: ИТО(2.5нм)/Ag(250нм) и Ni(1.5нм)/Ag(250нм). В качестве n-контакта использовалась система Ti/Ag. Было проведено измерение оптических и электрических параметров изготовленных приборов. Сравнение вольт-амперных характеристик не выявило заметного ухудшения ВАХ. Зависимости внешней квантовой эффективности кристаллов от тока накачки для мощных светодиодов (~ 1мм²) приведены на Рис. 2. Измерения проводились до разделения пластины на отдельные чипы. Из рисунка видно, что применение пленок ИТО в качестве первого слоя в двухслойной системе p-контакта позволяет значительно (более 15%) увеличить значение внешней квантовой эффективности светодиодов. Сравнение кристаллов средней и высокой мощности показало, что замена традиционного отражающего p-контакта Ni/Ag на контакт на основе ИТО/Ag существенно эффективнее для кристаллов большей площади.

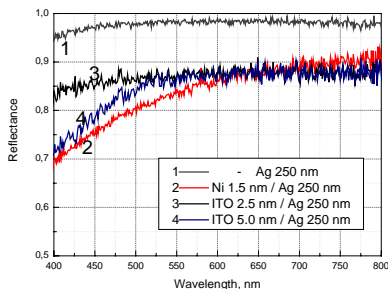


Рис. 1. Спектры отражения исследованных образцов.

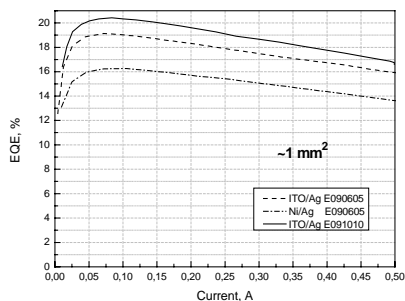


Рис. 2. Зависимость внешней квантовой эффективности от тока накачки.

- [1] V.A.Zabelin, D.A.Zakheim, S.A.Gurevich, *IEEE J. of Quantum Electronics*, **40**, 1675 (2004)
 [2] Д.А.Закгейм, И.П.Смирнова, И.В.Рожанский и др. *ФТП* **39**, 885 (2005).
 [3] И.П.Смирнова и др. Нитриды Галлия, Индия и Алюминия - структуры и приборы. Тезисы докладов 5-й Всероссийской конференции, с.63 (Москва, 2007).

REFLECTIVE CONTACTS ITO/Ag FOR HIGH-POWER FLIP-CHIP AlGaInN-BASED LEDs

I.P.Smirnova^{2,1}, L.K.Markov¹, E.M.Arakcheeva¹, M.M.Kulagina¹, D.A.Zakheim¹, M.M.Kukushkin²

¹A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, RAS, 194021 St. Petersburg

*e-mail: irina@quantum.ioffe.ru

²ZAO „TETIS“, 194156 St. Petersburg

In this work, we developed a fabrication technique of thin indium tin oxide (ITO) films. We studied the influence of fabrication regimes of ITO films on their optical and electrical properties. The reflection spectra of two-layered system ITO/Ag were measured. It was shown that the reflectivity of ITO(2.5nm)/Ag(250nm) coating was significantly higher than that for the standard Ni(1.5nm)/Ag(250nm) *p*-contact. The LED chips with ITO/Ag as a reflective *p*-contact showed an increase in the external quantum efficiency by more than 15%. It is also shown that a use ITO/Ag contacts is more effective for LED chips of large area (~1mm² and more) due to multiple light reflection in the active region.

ЧАСТОТНЫЕ И ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ВОЛЬТ-ФАРАДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ СТРУКТУР InGaN/GaN С МНОЖЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

О.А. Солтанович¹, Н.М. Шмидт², Е.Б. Якимов¹*

¹ ИПТМ РАН, Институтская 6, 142432, Черноголовка, тел. +7(49652)44092, e-mail: solt@iptm.ru;

² ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая 26, 194021 С.-Петербург.

Исследование вольт-фарадных характеристик (ВФХ) светоизлучающих структур InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами (МКЯ) [1-3] позволяет получить важную информацию о количестве заряда, захваченного в квантовых ямах, о расположении квантовых ям внутри области пространственного заряда, о концентрации легирующей примеси в ямах и барьерах. Однако величина емкости и форма ВФХ таких структур обычно зависят от температуры, что при формальной обработке приводит к тому, что получаемые эффективные профили распределения носителей заряда не соответствуют параметрам реальной структуры, что выражается, например [4], в сдвиге положения квантовых ям относительно границы p-n перехода в зависимости от температуры. Поэтому выяснение факторов, влияющих на изменение емкости с температурой, является необходимым для количественной характеристики таких светоизлучающих структур емкостными методами.

Некоторые из возможных факторов (в частности, влияние недостаточно быстрого отклика носителей в квантовых ямах на тестовый сигнал измерения емкости при низких температурах) рассматривались нами ранее [5] на основе моделирования низкочастотных (НЧ) и высокочастотных (ВЧ) ВФХ для этих структур. Следует отметить, что сложности в интерпретации ВФХ и получаемых профилей распределения носителей заряда для реальных структур во многом связаны с тем, что измеряемые в стандартных условиях ВФХ (например, при комнатной температуре и на частотах 100 кГц, 1 или 2 МГц), скорее всего, не являются предельными приближениями низкочастотной (все носители заряда успевают откликаться на тестовый сигнал измерения емкости) либо высокочастотной (заряд в квантовых ямах не успевает следовать за тестовым сигналом) ВФХ. При этом, насколько нам известно, отсутствуют систематические экспериментальные работы, позволяющие уверенно утверждать, при каких условиях измерений для этих структур реализуются варианты низко- или высокочастотной ВФХ.

В настоящей работе проведены исследования частотной зависимости ВФХ светоизлучающих структур InGaN/GaN с МКЯ в диапазоне частот 60 Гц – 5 МГц при различных температурах в диапазоне от 77 до 300 К. Светоизлучающие структуры на основе системы InGaN/GaN были выращены методом MOCVD на сапфире с ориентацией (0001) и состояли из слоя n-GaN толщиной 3 мкм, легированного кремнием ($N_d \sim 5 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$), буферной сверхрешетки GaN/InGaN с низким содержанием In (<10%), активного слоя с областью квантовых ям (3 нм InGaN и 12 нм GaN) и верхнего слоя p⁺-GaN толщиной порядка 0.1 мкм, легированного Mg до концентрации порядка 10^{20}см^{-3} . Барьеры Шоттки, используемые для измерений ВФХ, создавались напылением тонких слоев Ni и Au с последующим вытравливанием мезы. Измерения ВФХ проводились измерителями импеданса HP/Agilent 4284A и 4285A при тестовом сигнале 35 мВ с помощью погружного азотного криостата, позволяющего стабилизировать температуру в диапазоне 77 - 300 К.

Показано, что на исследуемых образцах, являющихся типичными светоизлучающими структурами, измеренные при комнатной температуре ВФХ действительно не являются крайними НЧ или ВЧ приближениями, а представляют собой переходный вариант между этими предельными случаями. При этом, уменьшение частоты тестового сигнала приводит к таким же изменениям в ВФХ (и, соответственно, в получаемых профилях эффективного распределения носителей заряда), которые наблюдаются при повышении температуры измерений (Рис. 1). Обнаружено, что для каждой исследованной температурной точки существует предельная НЧ ВФХ (когда с дальнейшим уменьшением частоты форма и положение ВФХ не изменяются), показано, что низкочастотные ВФХ совпадают с хорошей точностью для разных температур (Рис. 2) и определены значения частоты тестового сигнала, при которой реализуется НЧ ВФХ для каждой температуры. С целью восстановления параметров исследуемых структур проведено численное моделирование ВФХ в приближении НЧ ВФХ и сопоставление с экспериментальными характеристиками.

Надо отметить, что достичь предельной ВЧ ВФХ в исследованном диапазоне частот и температур не удалось, что связано, по-видимому, с невозможностью корректных измерений емкости при частотах выше 5 МГц на имеющемся у нас оборудовании.

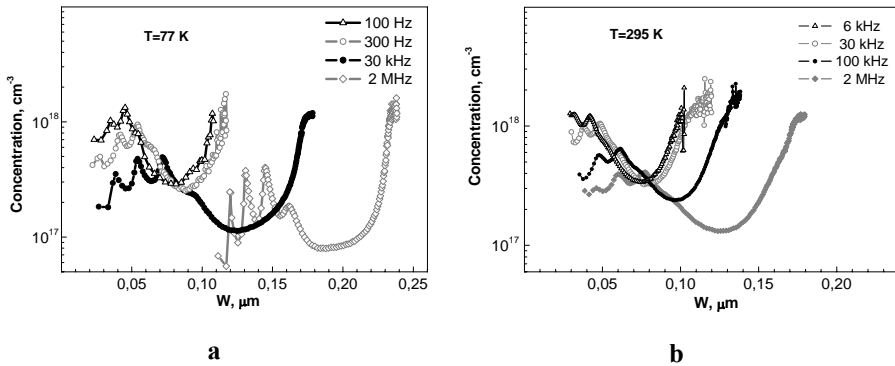


Рис.1. Частотные зависимости эффективных профилей распределения носителей заряда, полученные при стандартной обработке ВФХ, измеренных при разных температурах на гетероструктуре InGaN/GaN с 5 квантовыми ямами; (a) при $T=77$ К, (b) при $T=295$ К.

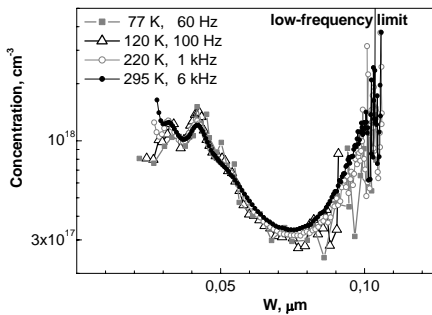


Рис.2. Эффективные профили распределения носителей заряда в гетероструктуре InGaN/GaN с 5 квантовыми ямами, полученные из предельных низочастотных ВФХ при разных температурах. Экспериментально установленные значения частот, при которых реализуются условия для НЧ ВФХ, зависят от температуры.

- [1] F. Manyakhin, A. Kovalev, and A. E. Yunovich, MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. **3**, 53(1998).
- [2] A.Y. Polyakov et al., J. Appl. Phys. **91**, 5203 (2002).
- [3] F. Rossi, M. Pavesi et al. J. Appl. Phys. **99**, 053104 (2006).
- [4] O.A. Soltanovich, N.M. Shmidt, E.B. Yakimov, Abstr. of 31th Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits held in Europe (Venice, May 20-23, 2007), Univ. of Padova, p. 25.
- [5] O.A. Солтанович, Н.М. Шмидт, Е.Б. Якимов, Тез. докладов 6-й Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия - структуры и приборы» (Санкт-Петербург, 18-20 июня 2008) с. 204.

FREQUENCY AND TEMPERATURE DEPENDENCES OF CAPACITANCE –VOLTAGE CHARACTERISTICS IN InGaN/GaN MULTIPLE QUANTUM WELL LIGHT-EMITTING STRUCTURES

O.A. Soltanovich^{1*}, N.M. Shmidt², E.B. Yakimov¹

¹ Institute of Microelectronics Technology RAS, Institutskaya, 6, 142432, Chernogolovka, Russia, phone +7(49652)44092, e-mail: solt@iptm.ru;

² Ioffe Physico-Technical Institute RAS, Polytekhnicheskaya, 26, 194021, St. Petersburg, Russia.

Frequency dependence of capacitance-voltage (C-V) characteristics in MQW InGaN/GaN heterostructures in the range of 60 Hz - 5 MHz is investigated for the temperatures 77 - 300 K (Fig.1). It is shown that usually measured at room temperature C-V profiles correspond to an intermediate case between low- and high-frequency capacitance approximations. It is found experimentally that C-V profiles in low-frequency limit have the same form for different temperatures (Fig.2). The numerical simulation of C-V profiling procedure in low-frequency limit is carried out and is compared with the experimental data.

СИНТЕЗ И ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ОКСИАНИОННЫХ ФОТОЛЮМИНОФОРОВ ДЛЯ КОМПОЗИТНЫХ БЕЛЫХ СИД

Сощин Н.П., Личманова В.Н., Большухин В.А., Кириллов Е.А.

НПК «Люминофор», Заводской пр. 2, 141190 г. Фрязино МО,
тел. +7(495)4658888, e-mail: inpec@mail.ru

Соединения, анионную подрешетку которых составляют силикаты, алюминаты и галлий - алюминаты, являются эффективными катодо- радио- рентгено и фотолюминофорами. Так иттрий - алюмогаллиевый гранат $(Y,Gd,Tb)_3(Al,Ga)_5O_{12}$ является самым эффективным узкополосным катодолюминофором для экранов проекционных бортовых ЭЛП, в которых плотность возбуждающего электронного потока доходит до $10A/cm^2$ (в пятне) [1]. Энергетический порог электронного возбуждения благодаря частичной замене галлием алюминия понижается до $U_a=150-200эВ$, обеспечивая при этом световую отдачу $\zeta=18-20$ люмен/Вт. Состав $(Y,Gd,Ce)_3Al_5O_{12}$, активированный церием, является до настоящего времени непревзойденным широкополосным катодолюминофором в телевизионных системах бегущего луча [2]. В наших работах была показана возможность существенного уменьшения времени релаксации этого материала до 20 наносекунд путем введения в состав основы супертушителей, например, $-иона$ иттербия, образующего с основным активатором донорно-акцепторную пару $Ce-Yb$ с ультракороткой длительностью послесвечения.

Гадолиниевый гранат $(Gd,Tb,Ce)_3(Al,Ga)_5O_{12}$, благодаря гигантскому взаимодействию с тепловыми и ультрахолодными нейтронами (сечение поглощения 72000 барн), является уникальным детектором для новых устройств контроля легкоатомных взрывоопасных материалов. Ортосиликаты иттрия, гадолиния, лютеция, церия $\sum L_n 2SiO_5$ являются очень эффективными сцинтилляторами для контроля жесткого гамма-излучения ядерных реакторов. Все эти материалы были разработаны и выпускались в опытном производстве в г. Фрязино, что послужило основой для создания эффективных фотолюминофоров (ФЛ) с излучением в зелено-оранжевом диапазоне видимого спектра и изучения особенностей применения ФЛ в композитных светоизлучающих диодах с белым цветом свечения (КСИД).

Основными направлениями проводимого исследования при создании этих новых фотолюминофоров являлись:

- Обеспечение специальных полос поглощения в областях 380-420 и 450-470 нм первичного коротковолнового излучения $InGaN$. Это достигалось путем образования при синтезе материала полос переноса заряда (ППЗ) с ионов кислорода или галогенидов на активаторные центры Ce^{+3} и Eu^{+2} .
- Увеличение квантового выхода излучения ФЛ до 0,95-0,97 -для алюминатных и 0,75-0,78 -для силикатных материалов, благодаря использованию специального особо чистого нанодиспергируемого сырья $Al(OH)_3$, Y_2O_3 , Gd_2O_3 , Ga_2O_3 и контролируемым восстановительным условиям синтеза при $T>1350^{\circ}C$.
- Контроль за формой, морфологией и удельным объемом зерен ФЛ, снабженных специальными понижающими отражение нано- толщинными покрытиями из силикатов либо фосфатов Zn,Ca,Al .
- Направленное формирование активирующих полиэдров, например из $CeOF$ или EuF_2 , обеспечивающих повышенную концентрацию активных центров и высокую линейность фотолюминесценции при значительных мощностях возбуждения.
- Расчетное управление схемами гомовалентного замещения в матрицах ФЛ типа $Al \rightarrow Ga$; $Al \rightarrow Sc$; $Al+Al \rightarrow B+Ga$; $Y \rightarrow (Gd,Tb,Lu,Yb,Pr)$; $Ba \rightarrow Ca \rightarrow Sr$ с целью плавного сдвига основного максимума излучения активаторных центров Ce^{+3} и Eu^{+2} .
- Дозированное гетеровалентное замещение типа $Al+Al \rightarrow Mg+Si$; $Y+Al \rightarrow (Ba+Mg)+Si$; $2O \rightarrow F+N$ для скачкообразных, преимущественно длинноволновых сдвигов излучения, для иона Ce^{+3} от $\lambda=540$ нм до $\lambda=580$ нм и иона Eu^{+2} от $\lambda=520$ нм до $\lambda=550$ нм.
- Образование гетеротипных твердых растворов шпинелей элементов 2а подгруппы в гранатных соединениях редкоземельных элементов $\sum(Ln_3)Al_5O_{12}$, позволяющее направленно изменять термостойчивость гранатов при существенном уменьшении расхода дорогостоящего сырья.

Необходимо отметить, что контроль выходных параметров синтезируемых материалов осуществлялся при электронном ($E=10\text{кВ}$) и фотовозбуждении ($\lambda=405, 450, 460, 470\text{нм}$), что позволяет четко контролировать фазовую однородность и спектральную чистоту синтезируемых материалов по всем необходимым (более 6) параметрам. В табл. 1 приведены составы и основные параметры ФЛ для композиционных СИД.

Таблица 1

	Состав Фл марка	λ возбуждения нм	λ излучения нм	Квантовый Выход %	Размер Зерен	Термо- устойчивость Т°С
1	(Y,Gd,Ce)Al ₅ O ₁₂	450-470	540-560	94-96	6.0	110
2	$\Sigma(\text{Ln})_3(\text{Al},\text{B},\text{Ga})_5\text{O}_{12}$	435-475	535-560	95-97	4.5-5.0	115
3	$\Sigma(\text{Ln})_3(\Sigma\text{Me})_5\text{O}_{12}$	440-470	530-560	92-94	1.5-2	110
4	$(\Sigma\text{Gd},\text{Ln})_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$	455-475	560-595	90-92	4-6	115
5	$(\Sigma\text{Me}\Sigma\text{Ln}) \alpha \text{ Al}_2\text{O}_3\beta$	440-485	535-575	85-87	2-6	125-135
6	$(\Sigma\text{Me})_4\text{Si}_4\text{O}_{16}$	380-420 450-475	525-560	75-80	8-10	100-105

В настоящее время наша организация сотрудничает с большинством компаний, разрабатывающих КСИД в России. При этом, например, для белых СИД с применением фотолуминофора ФЛЖ-7 на основе $(\text{Gd},\text{Ce})_3(\text{Al},\text{Ga})_5\text{O}_{12}$ достигнуты высокие значения их эффективности свыше $\eta > 100\text{лм/Вт}$ для $T_{\text{цв}} > 5000\text{К}$, $\eta > 80\text{лм/Вт}$ для $T_{\text{цв}} \leq 3500\text{К}$, $\eta > 40\text{лм/Вт}$ для $T_{\text{цв}} = 2200\text{К}$ и высокая эффективность зеленых КСИД -свыше 100 лм/Вт.

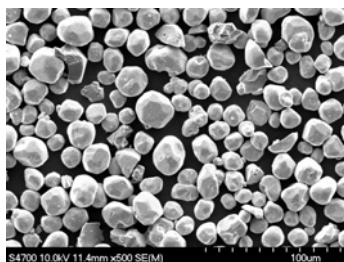


Рис.1. Гранулы фотолуминофора ФЛЖ-7М

[1] Социн Н.П., Большухин В.А. Тезисы докладов на конф. «Eurodisplay'07», Россия, ФИАН - сентябрь 2007 г.

[2] G Blasse. Phosphor Materials N-Y, Amsterdam, Springer, 1994 P324.

[3] Большухин В.А., Личманова В.Н., Социн Н.П. Новые рентгеновские и радиолуминофоры «Электронная промышленность» приборы управление N1.2006 стр. 29-38

SYNTHESIS AND OPTIMIZATION OF OXYANION-BASED PHOSPHORS PARAMETERS FOR WHITE LEDS

N.P. Soshchin, V.N.Litshmanova, V.A.Bolshukhin, E.A.Kirillov

NPК Luminophor, Zavodskoy Pr.2, 141190,Fryazino, Moscow reg., Russia

The analysis of mechanism the energy transformation and the emission efficiency for different types of oxyanion-based phosphors was carried out. It was developed a generalized approach to the synthesis and properties of the optimum phosphors for application in composite white light-diodes LED based on InGaN. The efficiency values of white light for LED with PLY-7 yellow phosphor based on $(\text{Gd},\text{Ce})_3(\text{Al},\text{Ga})_5\text{O}_{12}$ were obtained significantly high, over: 100 lm/W -for color temperature $T > 5000\text{К}$, $\eta > 80 \text{ лм/Вт}$ -for color temperature $T \leq 3500\text{К}$, $\eta > 40 \text{ лм/Вт}$ - for color temperature $T = 2200\text{К}$ and $\eta > 100 \text{ лм/Вт}$ -for green LED.

ОПТИМИЗАЦИЯ СВЕТОВОГО ПОТОКА МОЩНОГО БЕЛОГО СВЕТОДИОДА С СИЛИКАТНЫМ ЛЮМИНОФОРОМ

А.В. Феопѣнтов, Л.М. Втюрина*

ЗАО Светлана-Оптоэлектроника. Пр. Энгельса, д.27, 194156, Санкт-Петербург,
тел. +7(812)7030426, e-mail: A.Feopentov@gmail.com;

К настоящему времени массово выпускаемые белые светодиоды с потребляемой мощностью не менее 1 Вт, применяющиеся в качестве источников света в системах общего освещения, характеризуются значениями световой отдачи порядка 70 – 90 лм/Вт (при токе 350 мА). Технически это позволяет им конкурировать с современными ламповыми источниками света, например, с компактными люминесцентными лампами. При этом повышение светового потока светодиода даже на несколько процентов оказывает положительное влияние на внедрение светодиодной техники.

В рамках проведенной работы решена задача оптимизации светового потока мощного белого светодиода с номинальным током 350 мА, изготовленного согласно заданному конструктивному исполнению.

Эксперимент проводился на светодиоде ИРС-50, который был разработан и выпускается ЗАО «Светлана-Оптоэлектроника». Его основные характеристики приведены в публикации [1]. Это светодиод с металлическим теплоотводом и линзой из поликарбоната, заполненной силиконовым гелем. Люминофорный слой светодиода, размещенный поверх светоизлучающего кристалла, состоит из собственно люминофора (порошкового кристаллического материала) и силиконового эластомера. Принципиальные конструктивные факторы в процессе эксперимента не изменялись. Варьировался цвет излучения посредством изменения концентрации люминофора в люминофорном слое. Хотя для практических целей было необходимо изучить характер изменения светового потока только в диапазонах нейтрального и теплого белого цвета, исследование проводилось в более широком диапазоне с включением области холодного белого цвета с тем, чтобы достичь лучшего понимания закономерностей изменения эффективности преобразования энергии излучения.

В качестве люминофора был использован материал Y4750 производства компании Intematix. Это силикатный люминофор, излучающий в желтой области спектра при возбуждении синим излучением. При длине волны возбуждения 460 нм его квантовая эффективность составляет 79 %, коэффициент отражения – 27 %, пиковая длина волны излучения – около 570 нм, а координаты цветности (x , y , CIE1931) – (0,469; 0,520). Результаты эксперимента представлены на рис. 1. В случае вариации цвета излучения за счет изменения концентрации люминофора в люминофорном слое и при использовании люминофора одного типа координаты излучения светодиода на диаграмме цветности CIE1931 смещаются по одной линии, поэтому здесь можно ограничиться построением зависимостей энергетических и световых параметров от одной координаты цветности. Для этого удобно использовать координату цветности x .

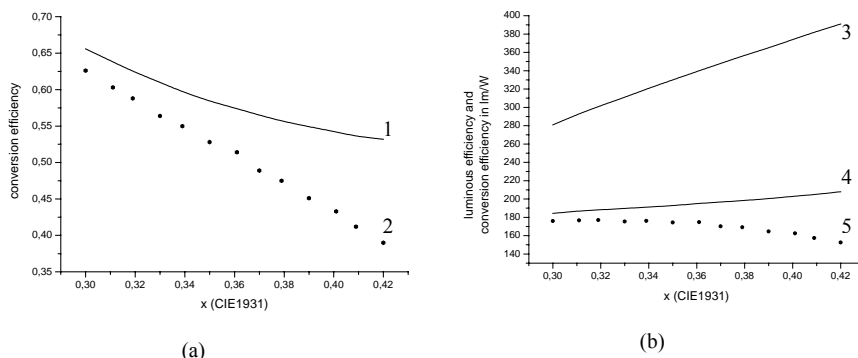


Рис.1. Эффективность преобразования энергии излучения в энергетическом выражении (а) и выраженная в световых единицах (б) в зависимости от цвета излучения.
1,4 – теоретическая эффективность преобразования; 2,5 – эффективность преобразования, полученная в эксперименте; 3 – световая эффективность спектра излучения светодиода

Для оценки эффективности преобразования энергии излучения в светодиоде была применена методика, изложенная в публикации [2]. В ней энергетическая эффективность преобразования определяется как отношение потока (мощности) излучения белого светодиода к потоку излучения синего светодиода аналогичной конструкции, не содержащего люминофора. Отклонение экспериментальной эффективности преобразования от теоретической, как показывают результаты эксперимента (рис. 1,а), возрастает по мере увеличения координаты цветности x . То есть, при сдвиге цвета излучения к желтой области возрастают дополнительные потери энергии излучения, обусловленные особенностями конструктивного исполнения светодиода. Так как сдвиг цвета в данном случае определяется увеличением концентрации люминофора в люминофорном слое, возрастание дополнительных потерь объясняется с помощью известного закона Бугера-Ламберта-Бера, согласно которому интенсивность выходящего из слоя излучения падает экспоненциально при увеличении концентрации диспергированного вещества. Закон Бугера-Ламберта-Бера может применяться для коллоидного раствора высокой дисперсности, частным случаем которого является рассматриваемый люминофорный слой.

Поскольку целевым параметром белого светодиода при заданной потребляемой мощности является световой поток, а не поток излучения, эффективность преобразования энергии излучения была выражена в световых единицах (рис. 1,б). Эффективность преобразования в световых единицах (лм/Вт) была получена как произведение энергетической эффективности преобразования (рис. 1,а) и световой эффективности спектра излучения (рис. 1,б). Зависимость эффективности преобразования от цвета излучения на рис. 1,б имеет максимум вследствие того, что энергетическая эффективность преобразования уменьшается, а световая эффективность, напротив, увеличивается при возрастании координаты цветности x . Так как эффективность преобразования в световых единицах в заданных условиях прямо пропорциональна световому потоку, положение максимума показывает диапазон цвета излучения, в котором в данном конструктивном исполнении светодиода достижим максимальный световой поток.

Типичный уровень светового потока светодиода ИРС-50 при токе 350 мА составляет 65 лм для цвета излучения, характеризуемого координатой цветности x на уровне 0,38 и коррелированной цветовой температурой (КЦТ) около 4000 К. Согласно полученным результатам, максимальный поток достигается в диапазоне координаты x от 0,31 до 0,32 (КЦТ от 6300 до 7300 К), и превышает типичный на 5 %. В качестве окончательного результата оптимизации выбран диапазон координаты x от 0,34 до 0,36 (КЦТ от 4500 до 5000 К), который, с одной стороны позволяет оставаться в границах области достаточно комфортного нейтрального белого цвета, а, с другой стороны характеризуется повышением светового потока на 4 % относительно типичного значения.

В результате проведенной работы показана возможность контролируемого увеличения светового потока мощного белого светодиода при изменении цвета излучения. За счет сдвига цветности излучения в пределах области нейтрального белого цвета световой поток повышен на 4 %. Выявленные закономерности позволяют объяснить характер изменения эффективности преобразования энергии излучения в белом светодиоде с одним люминофором при варьировании его концентрации в люминофорном слое.

[1] Богданов А.А., Васильева Е.Д., Зайцев А.К. Светотехника, №3, с. 12-19 (2007).

[2] Богданов А.А., Феопентов А.В. Светотехника, №4, с. 32-34 (2007).

THE OPTIMIZATION OF LUMINOUS FLUX OF HIGH-POWER WHITE LED WITH SILICATE PHOSPHOR

A.V. Feopentov, L.M. Vtyurina*

Svetlana-Optoelectronics JSC. Pr. Engelsa, 27, 194156, Saint-Petersburg, Russia
tel. +7(812)7030426, e-mail: A.Feopentov@gmail.com

In that work the problem of optimization of luminous flux of high-power white LED with operating current of 350 mA manufactured according to given form factor is solved.

As a result, the possibility of controllable increase of luminous flux by changing of emission color is shown. Luminous flux is increased by 4 % due to the shift of emission color within the area of neutral white color. Found patterns allow to explain the nature of change of conversion efficiency of white LED with one phosphor when the concentration of phosphor in the layer is varied.

ПУЛЬСАЦИИ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СИНИХ И ЗЕЛЕННЫХ СВЕТОДИОДОВ ПРИ НИЗКИХ ЗНАЧЕНИЯХ ПРЯМОГО НАПРЯЖЕНИЯ СМЕЩЕНИЯ

Ю. В. Трофимов, В. И. Цирко

Государственное предприятие «ЦСОТ НАН Беларуси»; Логойский тракт, 22, к. 2207, 220090,
г. Минск, Республика Беларусь; тел.: +375(17)2811335, e-mail: tsvirko@inel.bas-net.by

В настоящей работе изучались вольтамперные и вольтсветовые характеристики (ВАХ и ВСХ) образцов светодиодов на основе нитрид галлиевых соединений. Исследовались светодиоды различных производителей. Образцы с помощью специальных адаптеров (без пайки) устанавливались на активное теплоотводящее основание, температура которого поддерживалась постоянной с точностью 0,2°C. Измерения ВАХ и ВСХ проводились одновременно в автоматическом режиме с помощью источника питания мультиметра Keithley 2400, радиометра EG&G 550 и мультиметра HP 34401A. На образец подавалось постоянное напряжение прямого смещения с шагом от 0,01 до 0,1 мВ. На ВСХ были четко зафиксированы пульсации электролюминесценции синих и зеленых светодиодов при значениях напряжения прямого смещения ниже напряжения «включения». При прохождении через область пульсаций на ВАХ образцов наблюдались многократные переключения между двумя зависимостями, которые описывают ВАХ до и после области пульсаций.

На рисунках 1 и 2 приведены ВАХ и ВСХ двух образцов: синего (LXML-PR01-0275, C4F) и зеленого (LXML-PM01-0080, L4C) светодиодов производства Philips Lumileds. На рисунках 1с и 2а зависимости сдвинуты вдоль вертикальной оси для удобства рассмотрения. С увеличением температуры области пульсаций закономерно сдвигались в сторону меньших значений напряжения (рис.1а,с и рис.2). У синего образца была обнаружена только одна область пульсаций в диапазоне напряжений от 2 до 2,5 В. Ширина области пульсаций и амплитуда пульсаций синего светодиода возрастали при увеличении температуры.

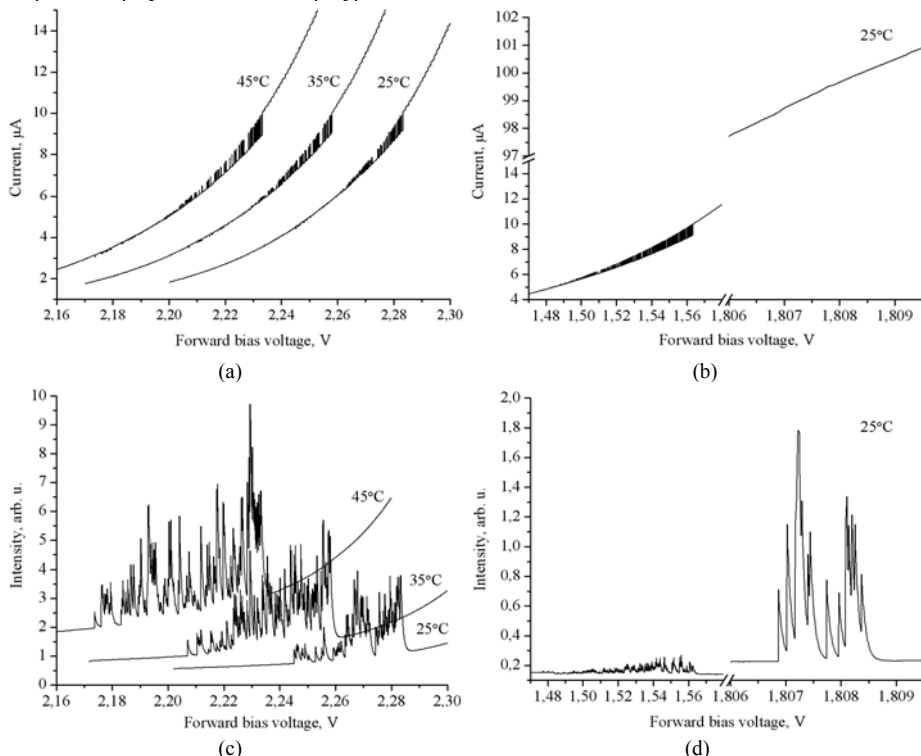


Рис. 1. ВАХ (а, б) и ВСХ (с, д) синего (а, с) и зеленого (б, д) образцов светодиодов при различных температурах корпуса

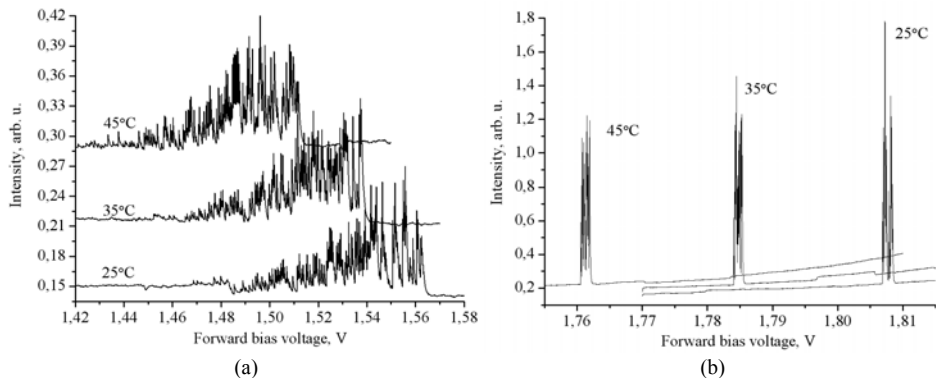


Рис. 2. Области пульсаций №1 (а) и №2 (б) на ВСХ образца зеленого светодиода при различных температурах корпуса

Для зеленого светодиода было зафиксировано две области пульсаций в диапазоне напряжений от 1,4 до 1,9 В, существенно различающиеся по ширине и амплитуде. Изменение температуры в диапазоне от 25 до 45°С не выявило существенных изменений ширины областей и амплитуды пульсаций. Значения ширины (по основанию) областей №1 (рис.2а) и №2 (рис.2б) составили 90 и 1,8 мВ, соответственно. Амплитуды пульсаций в областях №1 и №2 различались более чем на порядок. Характерные для синего светодиода переключения на ВАХ наблюдались только в области №1 ВСХ зеленого светодиода (рис. 1б).

Наблюдаемые на ВСХ пульсации электролюминесценции представляют собой набор отдельных вспышек, появление которых вызывается постоянным увеличением напряжения. Иногда можно различить отдельные вспышки на ВСХ (рис. 1д), что позволяет в относительном временном масштабе оценить характер их затухания. Такая форма пульсаций, вероятно, обусловлена излучательными переходами между состояниями с ограниченным числом возбужденных носителей. Диапазон напряжений, при которых наблюдаются пульсации ВСХ синего светодиода примерно соответствует туннельным излучательным переходам в голубых светодиодах на основе InGaN/GaN [1]. Однако в данном случае величина тока в несколько раз ниже, чем в случае стационарной туннельной рекомбинации (30 мкА). Так как пульсации ВСХ наблюдаются при значениях напряжения гораздо меньших напряжения «включения» основной линии электролюминесценции, то пульсации, скорее всего, обусловлены туннельной излучательной рекомбинацией между глубокими центрами в активной области синего светодиода. Аналогичный вывод можно сделать для области пульсаций №1 зеленого светодиода. Стационарная туннельная излучательная рекомбинация в зеленых светодиодах ранее не наблюдалась. Для более детального изучения описанных явлений нужно проводить дальнейшие исследования. Необходимо отметить, что пульсации на ВСХ и «переключения» на ВАХ не наблюдаются, если измерять падение напряжения и световой отклик светодиода в зависимости от величины тока. Резкая граница начала пульсаций в области №2 позволила определить температурный коэффициент напряжения зеленого светодиода. При дискретности изменения напряжения 0,01 мВ было уверенно получено значение 2,3 мВ/°С.

[1] В.Е. Кудряшов, и др., ФТП 31, No. 11, 1997.

ELECTROLUMINESCENCE RIPPLES OF BLUE AND GREEN LEDS AT LOW FORWARD BIAS VOLTAGES

Y.V. Trofimov, V.I. Tsvirko

Center of LED and optoelectronic technologies of National academy of sciences of Belarus,
Lagoiski trakt, 22, Minsk, 220090, Republic of Belarus, e-mail: tsvirko@inel.bas-net.by

Voltage-current and voltage-radiation characteristics of blue and green LEDs are investigated. Electroluminescence ripples under forward bias voltage changing are found out in the range below “turn-on” voltage. The possible reason of ripples is tunnel emitting recombination between deep centers in LED active region.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РАСТЕКАНИЯ ТОКА И ТЕПЛА В МОЩНЫХ InGaN СВЕТОДИОДАХ ФЛИП-ЧИП И ВЕРТИКАЛЬНОЙ КОНСТРУКЦИИ

*А.Л.Закгейм, М.Н.Мизеров, А.Е.Черняков**

Учреждение Российской академии наук Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26, Россия.
*e-mail: chernyakov@mail.ioffe.ru

Среди главных требований, предъявляемых к современным конструкциям мощных InGaN излучающих кристаллов, помимо высокой оптической эффективности, стоят низкое тепловое сопротивление и однородность растекания тока через p-n-переход большой площади (отметим, что площадь 1-2мм² стала стандартной величиной, а у некоторых образцов она достигла 12мм² при рассеиваемой мощности в десятки ватт [1,2]). Большинство высокоомощных светодиодных кристаллов изготавливается сегодня в двух конструктивных вариантах:

- мезапланарной (флип-чип) конфигурации с расположением обеих контактных площадок на тыльной стороне структуры. Преимущества – отсутствие затенения и близость теплоотвода к активной области, недостаток – большая латеральная (вдоль p-n-перехода) составляющая тока - рис. 1а;
- «вертикальной» конфигурации с расположением контактных площадок на противоположных сторонах кристалла и переносом InGaN структуры методами “lift-off” и “bonding” на кремниевый или металлический носитель - рис. 1б.

В данной работе мы проводили сравнительное исследование процессов тепло- и токорастекания в обеих конструкциях в широком диапазоне уровней возбуждения. При этом в качестве представителей приборов первого типа использовались собственные излучающие кристаллы МК-24 [3], а второго – излучающие кристаллы Cree и SemiLED. Кристаллы собирались в корпуса с эффективным теплоотводом типа IPC50 и не закрывались линзами.

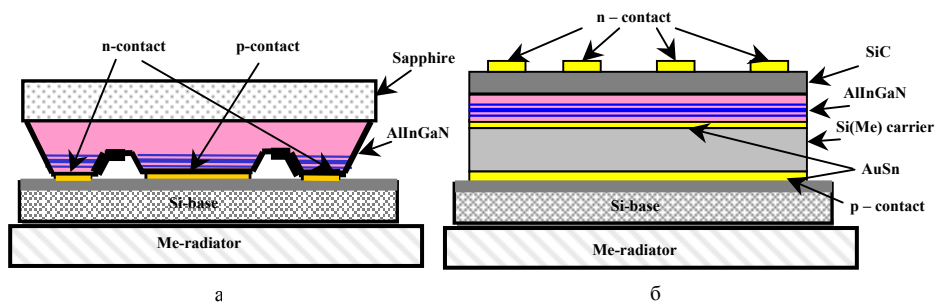


Рис. 1. Схематическое изображение СД различных конструкций: а – мезапланарная (флип-чип) конструкция; б – вертикальная конструкция.

Общее тепловое сопротивление светодиодов и доля в нем отдельных элементов конструкции определялось по методу переходных электрических характеристик с помощью “Thermal tester T3Ster”, а для прецизионного исследования температурных полей применялся метод ИК тепловизионной микроскопии [4,5]. Поле зрения ИК-микроскопа составляло 1920x1920 мкм, разрешающая способность по координате ~3мкм, по температуре ~2К, время накопления варьировалось в диапазоне 10-150мс.

Одной из основных методических проблем при тепловизионном методе исследования является прозрачность GaN в ИК области и сильные различия в излучательной способности материалов используемых в конструкции приборов: контакты, отражающие покрытия, элементы монтажа и др. В силу указанных причин важную роль играет исходная калибровка, при которой температура исследуемого объекта задается внешним нагревателем с регистрацией соответствующей интенсивности ИК-излучения.

Как было показано нами ранее, для приборов с однородным теплосъемом и минимизированными омическими потерями основную роль в распределении температурных полей играет выделение тепла в активной области за счет безызлучательной рекомбинации. Поскольку

оно прямо пропорционально плотности тока в данной точке тепловой мэппинг отражает не только картину распределения температуры по площади, но и плотности тока – “current crowding” [5].

В работе детально исследуется влияние токовых режимов на распределение температуры и плотности тока по площади указанных выше типов кристаллов в их взаимосвязи с выходными электрооптическими характеристиками светодиодов. В качестве иллюстрации на рис.2 приведены картины температурного мэппинга для кристаллов МК-24 и Cree EZ1000 при близком к максимальному режиму работы $I=1A$ ($J\sim 100 A/cm^2$). Хотя общий разогрев при этом остается вполне допустимым, хорошо видно различие в распределении температуры (тока) по площади. Так для кристалла МК-24 (рис. 2а) со специально оптимизированной геометрией контактных площадок не наблюдается значительных тепловых градиентов по площади прибора. В то же время для кристалла EZ1000 (рис. 2б) имеет место избыточный разогрев вблизи контактных площадок, или, другими словами, контактная группа не обеспечивает равномерное распределение тока величиной в 1А по всей площади кристалла.

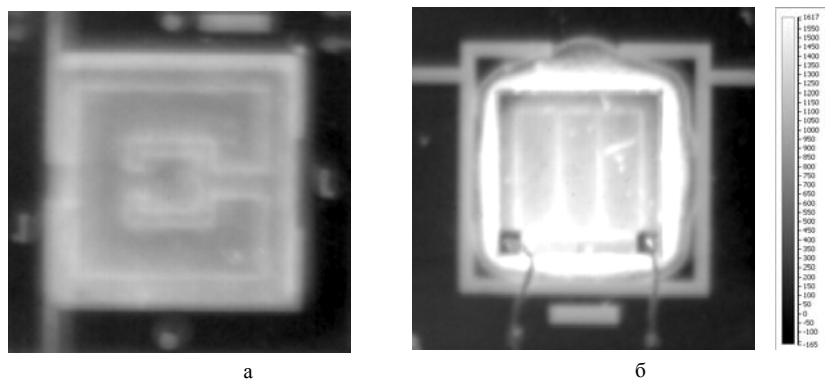


Рис. 2. Цифровые фотографии излучающих кристаллов в ИК диапазоне при пропускании тока $I=1A$: а – МК-24 флип-чип; б – Cree EZ1000 вертикальная конструкция (шкала – отн.ед.)

[1] Website: <http://www.cree.com/products/pdf/CPR3CR.pdf>

[2] Website: <http://www.luminus.com>

[3] Д.А.Закгейм, И.П.Смирнова, А.Л.Закгейм Е.М.Аракчеева и др., ФТП, **39** (7), 885 (2005).

[4] V.K. Malyutenko1, O.Yu. Malyutenko, A.V. Zinovchuk A.L. Zakheim, D.A. Zakheim et al. Proc. of SPIE **5941**, 59411K-1, (2005)

[5] А.Л.Закгейм, Г.Л.Курышев, М.Н.Мизеров, В.Г.Половинкин, и др., ФТП, **44** (3), 390 (2010).

COMPARATIVE ANALYSIS OF THERMAL AND CURRENT SPREADING IN HIGH-POWER InGaN LEDs with FLIP-CHIP AND VERTICAL STRUCTURE

*A.L.Zakheim, M.N.Mizerov, A.E.Chernyakov**

Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center, RAS,
Polytechnicheskaya 26, 194021, St.Petersburg, * e-mail: chernyakov@mail.ioffe.ru

In this report we study local temperature gradients associated with current crowding effects in two versions of designs of high-power InGaN/GaN blue dies: “Flip-chip” and “vertical configuration”. IR-microscope highly spatially resolved technique has been employed. It was observed remarkable current crowding effect in dies of vertical configuration.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ И БУФЕРНОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ НА СПЕКТРЫ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ InGaN/ GaN СВЕТОДИОДОВ СИНЕГО СВЕЧЕНИЯ

А.В. Чувач^{1}, Б.С. Явич²*

¹ Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, 119991
тел: (495) 939-29-94, факс: (495) 939-14-89, эл. почта: s.alexey@gmail.ru

² ОАО «Светлана-Оптоэлектроника», Санкт-Петербург, а/я 78, 194156

Одной из основных проблем использования в качестве источников света светодиодов на основе InGaN/AlGaIn/GaN гетероструктур является проблема повышения эффективности преобразования электрической энергии в световую. Возможной причиной падения эффективности является перетекание электронов из активной области в р-слой [1]. В настоящей работе приведены результаты исследования вольтамперных характеристик (ВАХ), спектров электролюминесценции (ЭЛ) и эффективности тестовых AlGaInN светодиодных структур в сопоставлении с изменением параметров InGaN/GaN буферной сверхрешетки, квантоворазмерной активной области и р-Al(Ga)N области.

Кристаллы светодиодов с p-n- гетероструктурами типа InGaN/AlGaIn/GaN были выращены на сапфировой подложке (Al₂O₃) методом металлоорганической эпитаксии (MOCVD) и смонтированы в теплоотводящий корпус методом «flip-chip». На подложке последовательно выращивали низкотемпературный GaN зародышевый слой; переходной нелегированный GaN; слой n-GaN (толщина 3.5 мкм), буферную InGaInN/GaN сверхрешетку, легированную Si; активную область с In_xGa_{1-x}N/GaN квантовыми ямами (x=0.13-0.15, номинальные толщины квантовых ям 3 нм, барьеров 12 нм); слой p-AlGaIn, блокирующий поперечный перенос электронов (толщина 20 нм), и слой p-GaN (толщина 110 нм). Со стороны контакта к р- области наносилось отражающее зеркало.

Регистрация спектров ЭЛ проводилась при комнатной температуре в диапазоне токов 1 – 350 мА. Спектральное разрешение установки на базе призмного монохроматора не хуже 0,1 нм.

На рис.1 приведены спектры ЭЛ структур с MQW (рис.1а) и SQW (рис.1б) активными областями. Видно, что в случае SQW структуры с увеличением инжекционного тока наблюдается сдвиг максимума спектра в длинноволновую область (440 ч 460 нм), более заметная зависимость положения максимума от силы тока и появление коротковолновой полосы малой интенсивности с максимумом 3.03 эВ. Это связано с тем, что в SQW структурах при увеличении тока наблюдается больший сдвиг электронного квазиуровня Ферми в яме и часть неравновесных носителей перетекает в р- область и рекомбинирует на Mg акцепторе.

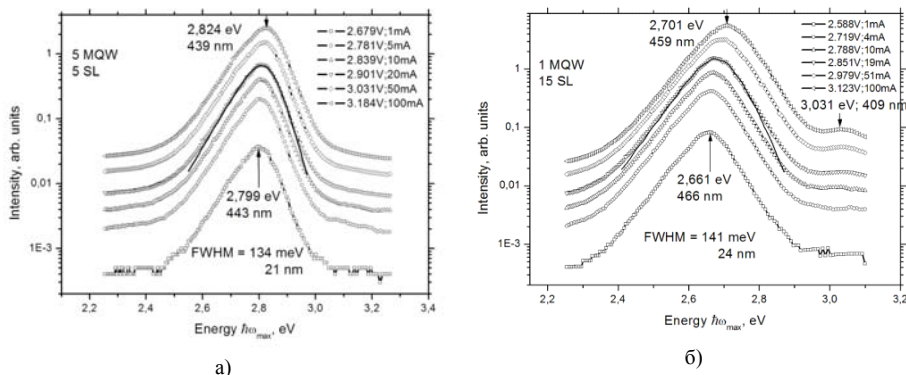


Рис. 1. Спектры электролюминесценции образцов с 5 квантовыми ямами и 5 периодной буферной сверхрешеткой (а) и 1 квантовой ямой и 15 периодной буферной сверхрешеткой (б).

Исследовано влияние концентрации легирующей примеси и толщины р-AlGaIn барьера и р-GaN контактного слоя на ВАХ, эффективность и спектры ЭЛ светодиодов. Обнаружено, что положения максимумов в спектрах ЭЛ светодиодов изменяются с увеличением концентрации Mg

акцепторов немонотонно. Увеличение номинальной концентрации в 1,5 и 2 раза приводило к смещению максимума от 461 до 457 и 477 нм, соответственно. Эффективность светодиодов при больших токах возрастает с увеличением концентрации акцепторов.

Приведены данные о влиянии вариаций расстояния от буферной сверхрешетки до активной области и числа квантовых ям (1 или 2) в активной области на ВАХ, эффективность и спектры ЭЛ светодиодов. Обнаружено, что положение основного спектрального максимума изменялось в пределах 2,719–2,707 эВ (458–455 нм) и для среднего расстояния до буферной сверхрешетки было минимальным по энергии. Показано, что в спектрах образцов с одной квантовой ямой с увеличением силы тока до 100 мА проявляется полоса в области высоких энергий, $\hbar\omega_{\max 2} = 3,099 - 3,01$ эВ. В этих пределах положение $\hbar\omega_{\max 2}$ сдвигалось в коротковолновую область с увеличением расстояния до буферной сверхрешетки. В образцах с двумя квантовыми ямами интенсивность этой полосы на порядок меньше. Это можно объяснить, если предположить, что высокоэнергетичная полоса соответствует рекомбинации в р-GaN барьере, куда электроны перетекают при большой плотности тока после заполнения квантовых ям. При данной плотности тока для образца с двумя квантовыми ямами этот эффект менее вероятен. Наибольшая эффективность излучения светодиодов в области токов до 100 мА достигается при минимальном расстоянии между буферной сверхрешеткой и активной областью.

Показано, что положение MQW активной области по отношению к зеркалу резонатора гетероструктуры со стороны р- области, определенное из опытов по электроотражению, влияет на внешний квантовый выход излучения [2].

В заключение работы будут приведены расчеты энергетической диаграммы исследованных гетероструктур.

[1] Min-Ho Kim, Martin F. Schubert, Qi Dai, Jong Kyu Kim, E. Fred Schubert, Joachim Piprek, Yongjo Park. Appl. Phys. Lett., **91**, 183507 (2007).

[2] Е.Д.Васильева, В.В.Уелин, А.В.Феопентов, Б.С.Явич, П.Ю.Боков, П.В.Иванников, А.В.Чуяс, А.Э.Юнович. Тезисы докладов IX Российской конференции по физике полупроводников (Новосибирск – Томск, сент. – окт. 2009), стр. 122.

INFLUENCE OF CHANGING PARAMETERS OF ACTIVE REGION AND BUFFER SUPERLATTICE ON SPECTRA AND EFFICIENCY OF BLUE InGaN/GaN LIGHT-EMITTING DIODES

A.V.Chuyas^{1}, B.S.Yavich²*

¹ M.V. Lomonosov Moscow State University, Physics Dept. Leninskie gory 1 Building 2, Moscow, Russia, 119991, e-mail: c.alexey@gmail.ru

² JSC «Svetlana-Optoelectronica», Saint-Petersburg, Postbox 78, Russia, 194156

Influence of changing parameters of InGaN/GaN active region and buffer superlattice on efficiency and electroluminescence spectra of blue light-emitting diodes (LEDs) was studied. Increasing number of periods and concentration reduction of Si- donors in the buffer superlattice leads to shift of a spectral maximum to long-wave region (440 ÷ 460 nm), to more appreciable position of maximum dependence on current and to occurrence in spectra low-intensity short-wave band with a maximum at 3,03 eV. Positions of maxima in electroluminescence spectra of LEDs changes with concentration of acceptors Mg non-monotonically. Efficiency of light-emitting diodes grows with increasing acceptors concentration. Position of main spectral maximum was changed within 2,719–2,707 eV (458–455 nm) and for average distance from buffer superlattice has minimal energy. In spectra of samples with one quantum well with increasing current up to 100 mA the band in high-energy region is occurred, $\hbar\omega_{\max 2} = 3,099 - 3,01$ eV. In these limits $\hbar\omega_{\max 2}$ position was shifted to short-wave region with increasing the distance to buffer superlattice. The radiation intensity was less in samples with 2 wells.

НИЗКОЧАСТОТНЫЙ ШУМ В СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ InGaN/GaN

Е.И. Шабунин^{1}, Н.М. Шмидт¹, А.Е. Черняков¹, П.В. Петров¹, М.Е. Левинштейн¹,
Н.С. Аверкиев¹.*

¹Физико – технический институт им. А.Ф. Иоффе. Политехническая, 26, 194021, Санкт – Петербург, тел. +7(812)2927155, e-mail: jenni-85@mail.ru;

Несмотря на успешное развитие индустрии синих светодиодов на основе MQW InGaN/GaN общепринятые модели эффективной излучательной и безызлучательной рекомбинации и деградации отсутствуют. Это препятствует как решению проблемы создания энергосберегающего освещения на основе мощных синих InGaN/GaN светодиодов с люминофором, так и разработке методов прогнозирования срока службы приборов на этих материалах без проведения долговременных испытаний. Отсутствие понимания во многом связано с особенностями структуры материалов на основе нитридов третьей группы, для которых характерно наличие системы протяженных дефектов. Поэтому целью представленной работы является выяснение вклада системы протяженных дефектов в безызлучательную рекомбинацию и деградацию при плотностях тока $> 10 \text{ А/см}^2$.

В качестве метода исследования было выбрано измерение низкочастотного шума в диапазоне 10 Гц – 10 кГц, поскольку эта методика в ряде случаев позволяет получить информацию о механизмах рекомбинации и состоянии дефектной системы в том числе и при больших плотностях тока, которую трудно или невозможно получить другими методами.

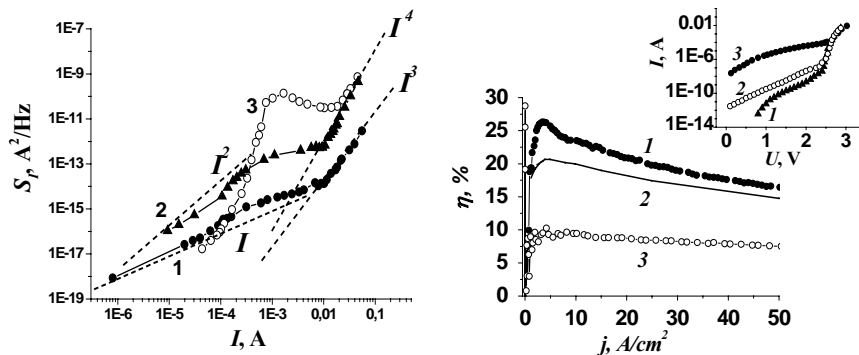
В работе исследовались светодиодные структуры на основе MQW InGaN/GaN, состоящие из 5 пар InGaN/GaN с типичными размерами слоев 3 нм InGaN и (7 – 12) нм GaN, выращенные на сапфировых подложках методом эпитаксии из металлоорганических соединений. Площадь светоизлучающей поверхности диодов составляла 300x300 мкм. Все светодиоды имели значения внешней квантовой эффективности η 20 – 26 % без линз. С линзами 30 – 35 %, что соответствует среднему мировому уровню.

При изучении деградационного процесса были исследованы два типа светодиодов, отличающиеся между собой тем, что диоды II – го типа испытали локальный электростатический пробой. Следует отметить, что исследование таких диодов представляет практический интерес, поскольку для диодов на основе InGaN/GaN характерна высокая чувствительность к накоплению электростатического заряда, а локальные пробои, вызванные электростатикой, могут ускорять развитие деградационного процесса.

Исследования показали, что для большей части исходных светодиодов зависимость плотности шума от тока $S_f(I)$ носит сложный характер (Рис. 1 (а), кривая 1). Выделяются следующие характерные участки.

В области малых токов $I < 10^{-4} \text{ А}$ шум в диодах следует закону $S_f(I) \sim I$, что свидетельствует о преобладании мономолекулярной безызлучательной рекомбинации [1]. Кроме того, низкочастотный шум коррелирует с токами туннельной безызлучательной рекомбинации, связанными с системой протяженных дефектов. С ростом тока зависимость $S_f(I)$ становится более пологой, и при токах $10^{-4} \text{ А} < I < 10^{-2} \text{ А}$ шум довольно слабо зависит от тока. В соответствии с анализом, приведенном в [1], этому участку соответствует преобладание излучательной рекомбинации. С дальнейшим ростом тока, при значениях плотностей тока $\sim 5 - 10 \text{ А/см}^2$, соответствующих падению η (Рис. 1 (b), кривая 1), происходит нарастание плотности шума и зависимость $S_f(I)$ характеризуется появлением участка $S_f(I) \sim I^2$. Такой тип зависимости свидетельствует о перестройке центров в системе протяженных дефектов.

На тех же светодиодах после ускоренных испытаний, приведших к уменьшению внешней квантовой эффективности (Рис. 1 (b), кривые 2 и 3) и росту токов туннельной безызлучательной рекомбинации (вставка к Рис. 1 (b), кривые 2 и 3), наблюдалось увеличение плотности шума во всем диапазоне токов на несколько порядков. Зависимости плотности шума от тока $S_f(I)$ для исходных (Рис. 1 (а), кривая 1) и деградировавших светодиодов (Рис. 1 (а), кривые 2 и 3) заметно отличаются между собой в области больших токов ($I > 10 \text{ мА}$). Для деградировавших диодов обоих типов характерно появление зависимости $S_f(I) \sim I^4$. Кроме того, для деградировавших диодов типа II участок преобладания эффективной излучательной рекомбинации предшествует резкий рост плотности шума приблизительно на 5 порядков. Появление сильных зависимостей плотности шума от тока свидетельствует о появлении локальных областей перегрева [2] в системе протяженных дефектов, поскольку этот процесс сопровождается ростом токов туннельной безызлучательной



(a) (b)
 Рис.1. Зависимость плотности шума от тока (а); Зависимость внешней квантовой эффективности от плотности тока, на вставке вольт – амперная характеристика (b) 1 – исходный диод, 2 – деградировавший диод типа I, 3 - деградировавший диод типа II

рекомбинации локализованных в этой системе. Появление локальных областей перегрева - важный этап развития деградационного процесса, так как может способствовать выделению атомов галлия и индия и их миграции по системе протяженных дефектов.

Полученные результаты подтверждают, что процесс деградации в синих светодиодах на основе MQW InGaN/GaN имеет локальный характер и связан с изменениями, происходящими в системе протяженных дефектов. Процессы деградации развиваются более интенсивно в диодах испытавших воздействие локального электростатического пробоя.

[1] S. Sayer, S.L. Romyantsev, M.S. Shur, N. Pala, Yu. Bilenko, J. P. Zhang, X. Hu, A. Lunev, J. Deng, and R. Gaska. *J. of Appl. Phys.*, **100**, 034504 (2006).
 [2] Г. П. Жигальский . *УФН*, **173**(5), 465, (2003).

LOW – FREQUENCY NOISE IN LIGHT EMITTING STRUCTURES BASED ON InGaN/GaN MQW

E.I. Shabunina^{1*}, *N.M. Shmidt*¹, *A.E. Chernyakov*¹, *P.V. Petrov*¹, *M.E. Levinshtein*¹, *N.S. Averkiev*¹.

¹Physical – technical institute. Polytekhnicheskaya, 26, 194021, St Petersburg,
 phone. +7(812)2927155, e-mail: jenni-85@mail.ru;

The results of low frequency noise study in blue InGaN/GaN light emitting diodes (LEDs) allow to suppose that the main non-radiative recombination channel in InGaN/GaN LEDs is related to the extended defect system piercing the LED active region. The reorganization of centres in the extended defect system under current density more than 10 A/cm² was found. The degradation process occurs in the extended defect system. The effect of localized overheating in the aged InGaN/GaN LEDs was found. The degradation process in InGaN/GaN LEDs damaged by local electrostatic breakdown develops significantly faster than degradation process in LEDs without this type of damage.

НИТРИД АЛЮМИНИЯ НА КРЕМНИИ: КОНЦЕПЦИЯ ПРОМЕЖУТОЧНОГО SiC СЛОЯ, ТЕХНОЛОГИЯ HVPE

*В.Н.Бессолов¹, Ю.В.Жилев¹, Е.В.Коненкова¹, С.А.Кукушкин², А.В.Осипов², Н.А.Феоктистов²,
Ш.Шарофидинов¹, М.П.Щеглов¹*

¹ Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Политехническая ул, д.26, 194021, Санкт-Петербург, тел.+7(812)2927344, e-mail: bes.triat@mail.ioffe.ru

² Институт проблем машиноведения РАН, Большой пр.ВО, д.61, 199178, Санкт-Петербург

Нитрид алюминия является перспективным материалом для создания приборов УФ-оптоэлектроники, мощной, высокочастотной и биосенсорной электроники, а также является эффективным материалом при создании буферных слоев на кремниевой подложке для приборов нитрид галлиевой оптоэлектроники.

Цель работы – выяснить условия получения толстых слоев нитрида алюминия, выращенных на кремниевой подложке методом HVPE.

Методика роста - эпитаксиальное выращивание AlN слоев осуществлялось на предварительно сформированной структуре SiC/Si(111) размерами $\sim 25 \text{ mm}^2$ при температуре 1080°C по технологии, опубликованной в работе [1]. Слой - 3C-SiC создавался методом твердофазной эпитаксии, имел полуширину кривой рентгеновской дифракции $\omega_0 \sim 30 \text{ arcmin}$ и толщину около 100 нм [2]. Отметим, что в методе твердофазной эпитаксии на границе SiC/Si образуются поры, способствующие дополнительной релаксации упругих напряжений.

Основная идея использования карбида кремния в качестве промежуточного слоя базируется на том факте, что этот полупроводник в процессе твердотельной эпитаксии, во-первых, извлекает атомы Si для формирования слоя SiC, образуя пустоты в приграничном к интерфейсу слое Si; во-вторых, SiC при его формировании может иметь различные полиморфные модификации, как кубической, так и гексагональной модификации решетки. Можно предположить, что для снижения упругой деформации, вызванной различиями постоянных решетки и коэффициентов термического расширения при гетероэпитаксии, возможно, предпочтительными могут оказаться как пустоты, так и слой карбида кремния, содержащих различные полиморфы.

Экспериментальные результаты.

Рентгенодифракционные измерения AlN слоев, выращенных на предварительно полученных "template" SiC/Si показали, что кривые качания для брэгговского рефлекса (0002) - ω_0 , во-первых, зависят от скорости роста слоя (Рис.1), а во-вторых, существенно меньше для структур AlN/SiC/Si(111), чем для структур AlN/Si(111)(таблица).

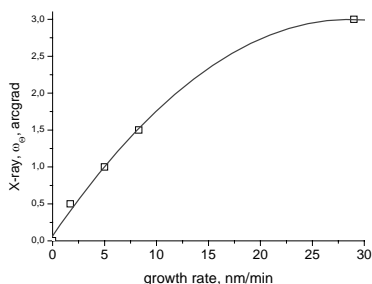


Рис.1. Зависимость величины FWHM кривых качания для брэгговского рефлекса (0002) - ω_0 от скорости роста слоя AlN

Эпитаксиальные слои AlN имели характерную сетку дислокаций ромбовидной формы с размером ячейки $10 \times 10 \text{ nm}^2$ (Рис.2); максимальная величина неоднородности поверхности эпитаксиального слоя AlN составляла $\sim 60 \text{ nm}$ из которых "горбы" в местах дислокационных линий были высотой $\sim 40 \text{ nm}$ (Рис.2b).

Ранние исследования эпитаксиального роста AlN методом MBE и MOCVD на подложке Si свидетельствуют о колонной структуре этих слоев. Наличие сетки дислокаций и обнаружение нами факта, что скорость роста слоя по линиям этих дислокаций выше, чем в остальной части этой колонны, а так же установление зависимости FWHM рентгеновской дифракции от скорости роста слоя свидетельствует о послойном (квзи-2D) эпитаксиальном механизме роста нитрида алюминия

на промежуточном слое карбида кремния. Для сравнения в таблице приведены литературные данные X-ray измерений для слоев AlN, выращенных методами RF, MOCVD и HVPE на кремниевой подложке. Видно, что предложенная технология AlN/SiC/Si(111) позволяет достичь рекордных значений FWHM кривых качания для брэгговского рефлекса (0002) - ω_0 .

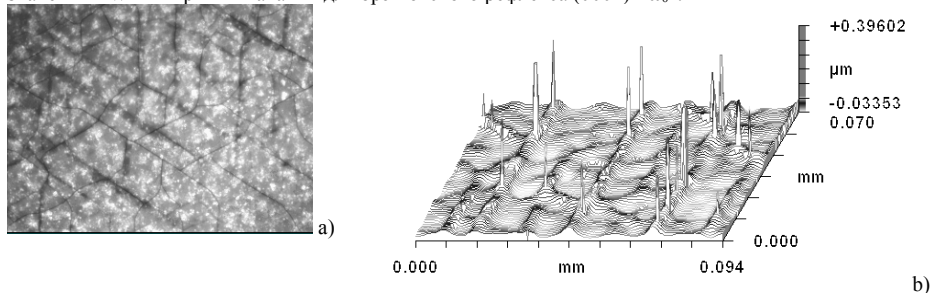


Рис. 2. Изображение поверхности AlN полученное: а) в оптический микроскоп; б) с помощью микроскопа New View

AlN/подложка	hk*l	ω_0 , arcmin	метод	Литература
AlN/3C-SiC/Si(100)	(002)	90	RF	[3]
AlN/Si(111)	(0002)	84	MOCVD	[4]
AlN/ SiC/Si(111)	(0002)	35	HVPE	Our data

Таким образом, предложен и экспериментально реализован новый подход к созданию методом хлоридной газофазной эпитаксии слоев AlN толщиной (0.1-10) мкм на кремниевой подложке за счет формирования тонких SiC слоев (100 нм) в качестве промежуточных. Обнаружено, что основная неоднородность по поверхности AlN слоя обусловлена “горбами” ромбической формы, обусловленными дислокациями при формировании блочной структуры слоя. Показано, что использование низких скоростей роста AlN позволяет вырастить слой AlN методом HVPE с полиширинами кривой качания рентгеновской дифракции (FWHM) (0002) $\omega_0 = 2100$ arcsec.

- [1] И.Г.Аксаянов и др. Письма в ЖТФ, **34**, 54 (2008).
 [2] С.А.Кукушкин, А.В.Осипов. ФТТ, **50**, 1188 (2008).
 [3] G.S.Chung *et.al.* Electronics Lett. , 44, 14 (2008).
 [4] J.L.Zhao, et.al Appl.Phys.Lett. 94, 093506 (2009).

**ALUMINUM NITRIDE ON SILICON:
 CONCEPTION OF INTERMEDIATE SiC LAYER, TECHNOLOGY OF HVPE**

V. N. Bessolov^{1}, Yu.V.Zhilyaev¹, E.V.Konenkova¹, S.A.Kukushkin², A.V.Osipov², N.A.Feoktistov²,
 S.Sharofidinov¹, M.P. Shcheglov¹*

¹ A.F.Ioffe Physico-Technical institute, St.Petersburg, Politekhnicheskaya, 26, 194021, St.Petersburg, Phone: +7(812)2927344, e-mail: bes.triat@mail.ioffe.ru

² Institute of Science of Machines Problems, Bol'shoy pr. V.O., 61, St. Petersburg

A new approach has been suggested and experimentally verified to the growth by chloride vapor phase epitaxy of AlN layers of on Si(111) substrates by growing thin intermediate SiC layers (100 nm). It has been founded that the main heterogeneity on AlN surface has been conditioned by “humps” with rhombic shape, which were depended on dislocations during formation of panel layer structure. It has been shown that the low velocity of growth of AlN makes it possible to grow AlN layers with a x-ray diffraction rocking curve halfwidth (FWHM) of (0002) $\omega_0 = 2100$ arcsec.

ОСОБЕННОСТИ МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ СЛОЕВ GaN, ВЫРАЩЕННЫХ НА ПОДЛОЖКАХ САПФИРА РАЗЛИЧНОЙ ОРИЕНТАЦИИ

*А.А. Донсков, Л.И. Дьяконов, Ю.П. Козлова, С.С. Малахов,
А.В. Марков, М.В. Меженный, В.Ф. Павлов, Т.Г. Югова*
¹ОАО «Гиредмет», Б. Толмачёвский пер., д.5, стр.1, 119017 г. Москва,
тел.: +7(495)9530853, e-mail: icpm@girnet.ru

В процессе роста слоев GaN методом хлоридно-гидридной эпитаксии практически не удается получить зеркально гладкую поверхность. На поверхности слоев наблюдаются различные морфологические дефекты, такие как террасы, пирамиды, ямки и др. Проведено исследование особенностей морфологии слоев GaN, выращенных на подложках сапфира ориентации c - (0001), a - (11-20), r - (1-102) и m - (1-100). Выращенные слои GaN ориентированы по плоскостям (0001), (11-20) и (10-13), соответственно.

Морфология поверхности и сколы слоев GaN были изучены с использованием оптической микроскопии в режиме интерференционного контраста Номарского. Идентификацию атомных плоскостей, определяющих взаимную кристаллографическую ориентацию слоя и подложки, осуществляли с использованием рентгеновской дифрактометрии на гониометре ГУР-8 установки ДРОН-3 (Cu-K α 1-излучение).

Террасы возникают на поверхности слоя при слоевом механизме роста и ограничены медленно растущими гранями. На рис.1 схематически показано образование террас роста на различно ориентированных плоскостях слоев GaN. Указаны направления распространения террас, а также направления самих террас.

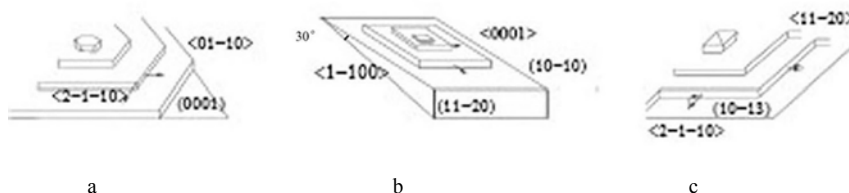


Рис1. Схемы образования террас роста на поверхности выращенных слоев GaN различной ориентации: а – (0001), б – (11-20), в – (10-13).

Как видно на Рис.1, развитие террас на плоскостях (0001) и (11-20) происходит от островков роста, имеющих форму гексагона или квадрата, соответственно. На плоскости (10-13) распространение террас происходит от двух островков треугольной формы, примыкающих друг к другу.

Ямы роста в слоях GaN, ориентированных по плоскостям (0001) и (10-13) имеют четкую кристаллографическую огранку. Ямы роста в слое ориентации (0001) представляют собой перевернутую гексагональную пирамиду с наклонными гранями. Ребра ямы идут вдоль направлений типа $\langle 01-10 \rangle$. На поверхности слоев GaN ориентации (10-13) ребра ям роста представляют собой линии пересечения плоскостей типа $\{-1010\}$ с плоскостью роста (10-13). На плоскости (2-1-10) ямы роста не наблюдаются.

При эпитаксии GaN на подложках сапфира r и m ориентации растут неполярные (11-20) и полуполярные (10-13) слои GaN, при этом в слоях образуется большая плотность дефектов упаковки. При пересечении плоскости (0-110) залегания дефектов упаковки с поверхностью слоя ориентации (10-13) создается полосчатый рельеф, идущий вдоль направления $\langle 2-1-10 \rangle$. В слоях, ориентированных по плоскости (11-20), пересечения плоскостей залегания дефектов упаковки (0-110) с плоскостью слоя имеют направление типа $\langle 0001 \rangle$.

В слоях GaN при выращивании на сапфире возникают большие напряжения, связанные с несоответствием параметров решетки и коэффициентов термического расширения слоя и подложки. При охлаждении структуры в слоях GaN, ориентированных по плоскости (0001), при растрескивании образуется треугольная система трещин, идущих вдоль направления $\langle 2-1-10 \rangle$. Изредка наблюдаются трещины, идущие вдоль направления $\langle 0-110 \rangle$. В структурах слоев GaN ориентации (0001), выращенных на подложках a ориентации, также наблюдаются трещины, идущие по этим двум направлениям, однако доля трещин, идущих вдоль направления $\langle 0-110 \rangle$, возрастает. В слоях GaN, ориентированных по плоскости (2-1-10)

наблюдается ортогональная система трещин, идущих вдоль направлений $\langle 01-10 \rangle$ и $\langle 0001 \rangle$. В слоях, ориентированных по плоскости (10-13), трещины идут вдоль направления, которое составляет угол $\sim 40^\circ$ с направлением $\langle 2-1-10 \rangle$.

Полученные результаты сведены в таблицу

Ориентация поверхности (hklj)	(0001)	(11-20)	(10-13)
Террасы: Распространение террас	$\langle 0-110 \rangle$	$\langle 0-110 \rangle$	$\langle 2-1-10 \rangle$ и $\langle 11-20 \rangle$
Ямы роста: Направление ребра	$\langle 01-10 \rangle$		
Трещины: Направление	$\langle 2-1-10 \rangle$ и $\langle 0-110 \rangle$	$\langle 01-10 \rangle$ и $\langle 0001 \rangle$	$\sim 40^\circ$ к $\langle 2-1-10 \rangle$
Дефекты упаковки Направление полосчатого рельефа	---	$\langle 0001 \rangle$	$\langle 2-1-10 \rangle$

Показано существенное влияние ориентации поверхности слоев GaN на геометрию различных морфологических дефектов, образующихся на поверхности слоя в процессе хлоридно-гидридной эпитаксии на различно ориентированные подложки сапфира.

Работа выполнялась при частичной поддержке РФФИ (гранты № 07-02-13523 и 07-02-01121)

SURFACE MORPHOLOGY FEATURES OF GaN LAYERS GROWN ON DIFFERENT ORIENTATION SUBSTRATES

*A.A. Donskov, L.I. Dyakonov, Yu.P. Kozlova, C.C. Malahov, A.V. Markov,
M.V. Mezennyi, V.F. Pavlov, T.G. Yugova*

OJC «Giredmet», B.Tolmachevsky, 5-1, 119017, Moscow,
ph: +7(495)9530853, e-mail: icpm@girmed.ru

Different defects: terraces, pyramidal defects, growth pits and other are formed during HVP epitaxy on the GaN layer surface. Determination the crystallographic orientation the GaN layer surface defects was characterized by x-ray diffraction. Terraces are raised on surface by layer growing mechanism and are faceted by the slowly grown side. Formation terrace on the different orientation planes are shown on fig.1. The direction of spreading terraces and terrace direction are showed. The hexagonal pit ribs are gone along $\langle 01-10 \rangle$ direction. The pit ribs in (10-13) orientation layers are imagined line of intersection $\{-1010\}$ planes with (10-13) growth plane. The growth pits are not observed on (2-1-10) plane. The striate surface morphologies are attributable to the intersection of plane stacking faults with growth surface. On the (10-13) plane the striate relief is gone along $\langle 2-1-10 \rangle$ direction and on the (11-20) plane along $\langle 0001 \rangle$ direction. Cracks are parallel to $\{2-1-10\}$ and form in three sets of parallel arrays at 120° to one another in (0001) orientation layers. Orthogonal crack systems in $\langle 01-10 \rangle$ and $\langle 0001 \rangle$ direction are formed in (2-1-10) orientation layers. In (10-13) orientation layers cracks are gone along direction makes up $\sim 40^\circ$ with direction $\langle 2-1-10 \rangle$. Substantial effect orientation GaN layer surface on geometry different morphology defects, formed on layer surface during HVP epitaxy on different orientation substrates have been shown.

ИЗМЕРЕНИЕ ДИФФУЗИОННОЙ ДЛИНЫ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В GaN

*Е.Б. Якимов**

ИПТМ РАН, Институтская 6, 142432, Черноголовка,
тел. +7(49652)44182, e-mail: yakimov@iptm.ru.

Диффузионная длина неравновесных носителей заряда является важной характеристикой, определяющей параметры опто- и фотоэлектронных полупроводниковых приборов. В пленках GaN измерения диффузионной длины в большинстве работ проводились двумя методами – из профиля контраста дислокации в режиме катодоллюминесценции и в режиме наведенного тока (НТ) в так называемой планарной геометрии, т.е. из спада наведенного тока в зависимости от расстояния до края планарного барьера Шоттки. Анализ приведенных в литературе результатов показывает, что результаты, полученные этими двумя методами различаются более, чем на порядок. Если из профиля дислокаций, как правило, получают значения меньше 100 нм, то из спада наведенного тока получают значения, зачастую превышающие 1 мкм. В связи с этим и возникает вопрос об истинном значении диффузионной длины в пленках GaN и методах ее корректного определения.

В настоящей работе проведен анализ корректности измерений диффузионной длины L указанными выше методами. Проведены расчеты профиля контраста дислокаций в режиме НТ и показано, что определение диффузионной длины из наклона спада контраста в зависимости от расстояния до дислокации всегда приводит к заниженным значениям, причем в условиях реального эксперимента различие с правильным значением может достигать нескольких раз. Для контраста в режиме катодоллюминесценции при большой скорости поверхностной рекомбинации профиль будет таким же, как и в режиме наведенного тока. В качестве примера на рис. 1 представлена зависимость

эффективной диффузионной длины, определяемой как $L_{\text{eff}}(x_0) = -\frac{C(x_0)}{dC(x_0)/dx_0}$, где x_0 – расстояние

электронного пучка от дислокации, а $C(x_0)$ – контраст дислокации. Расчеты проведены для энергии пучка 20 кэВ, $L = 50$ нм и ширине области пространственного заряда 100 нм. Если принять во внимание, что, как показывают результаты моделирования, на расстоянии 100 нм величина контраста падает примерно в 50 раз и ее достаточно сложно измерить, видно, что такой метод всегда дает заниженное значение диффузионной длины.

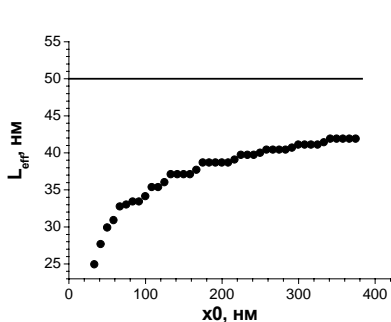


Рис. 1. Рассчитанная зависимость L_{eff} от расстояния пучка от дислокации. Линией показана диффузионная длина, используемая при расчете.

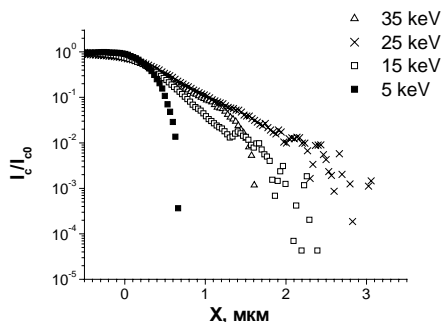


Рис.2. Спад наведенного тока в зависимости от расстояния до края барьера Шоттки в GaN, измеренный при разных энергиях пучка.

Для определения диффузионной длины из спада индуцированного тока в планарной геометрии обычно для описания спада используются простыми зависимостями $\exp(-x/L)/x^n$, где $n = 3/2$ при большой скорости поверхностной рекомбинации и $n = 1/2$ при малой скорости поверхностной рекомбинации. Однако, следует отметить, что приведенные соотношения получены в предположении, что выполняются соотношения $x \gg L$, $x \gg W$, $x \gg R$, $L \gg W$, где W – ширина области объемного заряда и R – глубина проникновения электронов. В пленках GaN, как и в других полупроводниках с субмикронными диффузионными длинами, эти критерии применимости метода практически никогда не выполняются. Более того, был предложен практический критерий применимости такой аппроксимации (полученные значения диффузионной длины не должны зависеть от энергии электронного зонда). Проведенные нами эксперименты показали, что этот критерий также не выполняется. Спад наведенного тока существенно зависит от энергии пучка (рис. 2). Кроме того, известно, что результаты, полученные этим методом, могут приводить к завышенным значениям диффузионной длины в случае, если вблизи поверхности существует изгиб зон вследствие зарядки поверхностных состояний.

Для определения диффузионной длины при малых ее значениях ($L \leq R$) наиболее эффективным методом является измерение зависимости индуцированного тока от энергии пучка с пучком, направленным перпендикулярно плоскости перехода. Такая геометрия измерений удобна также для выявления и исследования латеральной неоднородности распределения L . В работе приводятся примеры определения диффузионной длины в GaN и структурах на его основе этим методом. Показано, что полученные значения хорошо коррелируют с дефектной структурой. Более того, полученные значения хорошо коррелируют со значениями, полученными из измерения ширины контраста проникающих дислокаций в режиме НТ. Такая корреляция позволяет говорить о корректности полученных значений диффузионной длины, которые для пленок GaN, как правило, не превышают 300 нм.

MEASUREMENTS OF EXCESS CARRIER DIFFUSION LENGTH IN GaN

*E.B. Yakimov**

Institute of Microelectronics Technology RAS, Institute st., 6, 142432, Chernogolovka
phone. +7(49652)44182, e-mail: yakimov@iptm.ru.

The analysis of results of diffusion length measurements in GaN is carried out. In the most cases this parameter was measured from the induced current decay with a distance from the planar Schottky barrier or from the dislocation profile in the cathodoluminescence mode. It is shown that the both techniques in GaN give incorrect values. It is shown that the method based on the measurements of collected current dependence on beam energy is the most suitable for this purpose in semiconductors with the submicron diffusion length. Examples of diffusion length measurements in GaN by this method are presented.

ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ В РАСТРОВОМ ЭЛЕКТРОННОМ МИКРОСКОПЕ НА СПЕКТР И ИНТЕНСИВНОСТЬ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ СТРУКТУР С МНОЖЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ InGaN/GaN

П.С. Вергелес¹, Н.М. Шмидт², Е.Е. Якимов^{1}, Е.Б. Якимов¹*

¹ ИПТМ РАН, Институтская ул. 6, 142432, Черноголовка, тел. +7(49652)44016, e-mail: yak@iptm.ru.

² ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая 26, 194021 С.-Петербург.

Исследования влияния облучения в растровом электронном микроскопе (РЭМ) позволяют изучать влияние неравновесных носителей заряда на оптические свойства полупроводниковых структур, что может быть важным для выяснения механизмов деградации таких структур в процессе их работы. При этом можно облучать низкоэнергетичными электронами малую область кристалла и изучать изменения оптических свойств в этой же области, что позволяет набирать сравнительно большие дозы облучения за разумные времена.

В настоящей работе представлены результаты исследований влияния облучения в РЭМ на спектр и интенсивность катодолюминесценции (КЛ) в светоизлучающих структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN с излучением в голубом диапазоне. Исследовались светодиодные структуры на основе системы квантовых ям (КЯ) InGaN/GaN, выращенных методом MOCVD на сапфире с ориентацией (0001). Структуры состояли из нижнего слоя n-GaN толщиной 3 мкм, легированного кремнием ($N_d \sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), активного слоя, содержащий КЯ (3 нм InGaN и 12 нм GaN) и верхнего слоя p⁺-GaN толщиной порядка 0.1-0,2 мкм, легированного Mg до концентрации порядка 10^{20} см^{-3} . Изучаемые структуры имели 1, 3 и 5 квантовых ям (КЯ). Некоторые из изученных структур имели и более сложную структуру, включающую, например, промежуточные слои. Исследования проводились в растровом электронном микроскопе JSM 6490, оснащенной системой для исследования катодолюминесценции MonoCL3, при комнатной температуре. Основная часть измерений проводилась при энергии первичных электронов 10 кэВ, поскольку при такой энергии влияние облучения было наиболее ярко выраженным. В большинстве случаев измерения и облучение проводились при токе пучка порядка 10^{-10} А , что позволяло исключить нагрев образца, при этом облучалась площадь порядка 10 мкм².

В результате исследований было обнаружено, что не только интенсивность, но и положение связанных с квантовыми ямами линий в спектрах КЛ изучаемых структур при облучении существенно изменялось. На Рис. 1 в качестве примера приведены спектры КЛ до облучения и после облучения в течение 15 минут (кривая 1 и 2 соответственно) для одного из исследованных образцов. Видно, что в результате облучения появляется новый пик с длиной волны, отличающейся от длины волны излучения в исходном образце. При этом интенсивность излучения нового пика сначала быстро возрастала и становилась в несколько раз выше, чем интенсивность излучения необлученной структуры, а затем начинала медленно спадать. Практически во всех исследованных структурах появлялся новый пик при длине волны 460-465 нм. На некоторых образцах в результате облучения появлялось несколько новых пиков (Рис. 2). В предположении, что сдвиг полосы КЛ определяется изменением состава InGaN, рассчитанные изменения состава достигали 4-5%.

Следует отметить, что суммарная интенсивность излучения на всех образцах при малых временах облучения возрастала в несколько раз, даже в тех структурах, в которых начальное излучение имело максимум примерно при 460 нм и практически не смещалось в результате облучения. Как показали наши исследования, для структур с разным количеством КЯ изменение спектра КЛ происходит за разное время облучения. Так изменение спектра быстрее всего происходит на светодиодах с 1 КЯ, а медленнее всего на структурах с 5 КЯ. На буферных слоях GaN интенсивность КЛ монотонно спадала при облучении.

На Рис. 2. представлены изменения интенсивности полос КЛ на одном из исследованных образцов с 5 КЯ. Видно, что интенсивности полос КЛ, соответствующих GaN и основной полосе излучения при 493 нм монотонно спадают, а новые полосы при 437 и 464 нм сначала разгораются при увеличении времени облучения, а затем их интенсивность начинает спадать. Если спад интенсивности можно было бы объяснить загрязнением поверхности под электронным пучком, то разгорание новых линий, по-видимому, свидетельствует о стимулированном облучением электронами низких энергий перераспределении In в слоях InGaN.

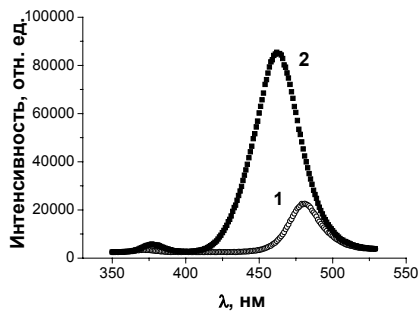


Рис.1. Спектры КЛ светоизлучающей структуры с 5 КЯ до облучения (1) и после облучения в течение 15 минут (2).

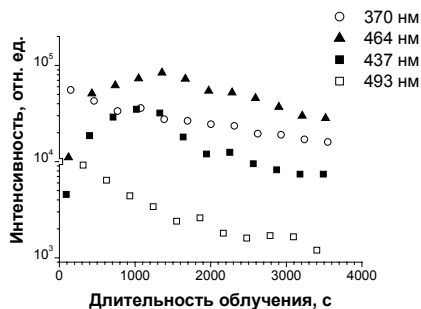


Рис. 2. Зависимость интенсивности линий спектра КЛ для одной из структур с 5 КЯ от длительности облучения. Исходный пик при 493 нм, новые пики при 437 и 464 нм.

EFFECT OF IRRADIATION IN SCANNING ELECTRON MICROSCOPE ON THE SPECTRUM AND INTENSITY OF CATHODOLUMINESCENCE OF LIGHT EMITTING STRUCTURES WITH MULTIPLE QUANTUM WELLS InGaN/GaN

P.S. Vergeles¹, N.M. Shmidt², E.E. Yakimov^{1}, E.B. Yakimov¹*

¹Institute of Microelectronics Technology RAS, Institute st., 6, 142432, Chernogolovka
phone. +7(49652)44016, e-mail: yak@iptm.ru;

² A.F.Ioffe Physico-Technical Institute, Politechnicheskaya 26, 194021St. Petersburg.

The cathodoluminescence (CL) of light emitting structures with multiple quantum wells InGaN/GaN and the effect of e-beam irradiation in the scanning electron microscopy or its intensity and spectrum have been studied. It was shown that the both intensity and spectrum of CL remarkable change due to irradiation. The kinetics CL spectrum transformation has been studied. The CL changes observed are explained by the stimulated by e-beam redistribution of In in InGaN wells.

TIME – RESOLVED HIGH FIELD PHOTOCONDUCTIVITY OF AlGa_{0.33}Ga_{0.67}N/GaN HETEROSTRUCTURES

B. A. Danilchenko*, N.A.Tripachko, L.I.Shpinar, O.O.Voitsekhivska, E.A. Drok

Institute of Physics, NASU, Pr. Nauki 46, 03028 Kiev, Ukraine

e-mail: danyl@iop.kiev.ua

We report results a large response in the conductivity of Al_{0.33}Ga_{0.67}N/GaN heterostructures to 10 ns pulses duration of UV laser that was investigated experimentally. It was shown the dynamics of the conductivity response follows the time evolution of the laser pulse. Under this reason, it was concluded that photoconductivity response time is less than 1ns. This fast photoconductivity component shows a remarkable enhancement in high electric fields, applied along conducting layer of heterostructure. For the field ≈15 kV/cm, it increases by at least one order of magnitude at temperatures of 4.2 and 300 K. Such phenomenon of photoconductivity enhancement is found to be related to the hot electron effect. Observed photoconductivity enhancement is discussed. Effect associates with recombination lifetime increasing due to influence of high frequency nonequilibrium acoustical phonons generating by hot carriers in conducting layer of heterostructure [1]. Obtained results could serve to the further progress in fabricating sensitive and high-speed UV sensors.

The nitrides binary semiconductor compounds have become an important material for fabrication of numerous optoelectronic devices. GaN based structures is the most promising for photo detection in the ultraviolet (UV) region of the spectrum. Due to direct wide bandgap Al_xGa_{1-x}N system is the most promising for fabrication of solar-blind UV detectors with a cut-off wavelength tunable from 366nm to 200nm. Here we show the natural way of AlGa_{0.33}N/GaN heterostructure sensitivity increasing on UV illumination by means a large bias electric field applied along conducting layer of heterostructure.

For measurements, the lateral two-terminal configuration of the devices was used with intercontact distances 10 and 15 mkm. The photoconductivity was induced by N₂-laser with the energy quanta of 3.7 eV, which exceeds the value of the bandgap in wurtzite modification of GaN, while Al_{0.33}Ga_{0.67}N upper layer was transparent. For high field measurements, up to 20 kV/cm, 100 ns electric pulses were used. The photoconductivity kinetics was investigated with the time resolution of 0.1 ns. We have observed two components in the photoresponse that is shown on Fig.1. The first one was a fast component of the photoconductivity that coincides with the laser energy time evolution. The second one was in the form of a long tail in the conductivity reducing during a few milliseconds. The fast and slow components show remarkable behavior on electric field strength. The normalized photoconductivity increased by the factors 10 at 4.2 K and factor 5 at 300 K in comparison with its low field value, as one can see from Fig. 2. The normalized conductivity change $\delta\sigma/\sigma$ against the hot carrier temperature exhibits remarkable Arrhenius law behavior with characteristic energy 94meV, Fig.3. The obtained value of the activation energy practically coincides with the energy of the LO-phonons in GaN 92 meV. We have demonstrate that nonequilibrium phonons emitted by hot electrons located in conducting layer play a key role in the observed phenomenon of photoresponse enhancement.

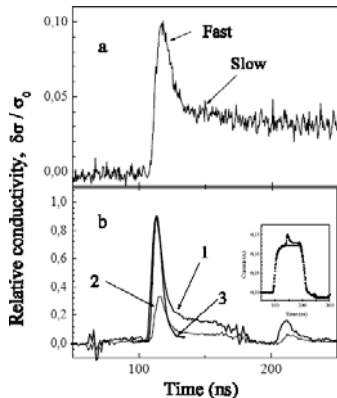


Fig.1. Photoconductivity related to initial conductivity in dark in dependence on time after laser excitation:

(a) DC bias measurements at $E=1.26$ kV/cm and 300K

(b) pulse regime measurements for two bias voltages: 1 – 4.7 and 2 – 2.2 kV/cm at 4.2K. Insert show the laser induced current change and current response on bias voltage pulse 100 ns duration.

For a comparison the excitation laser beam is shown, curve 3.

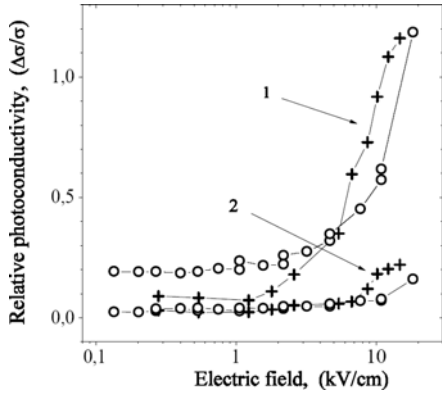


Fig.2. Relative photoconductivity dependence on electric field for the fast (1) and slow (2) components. Open cycles – 300 K, crosses – 4.2K.

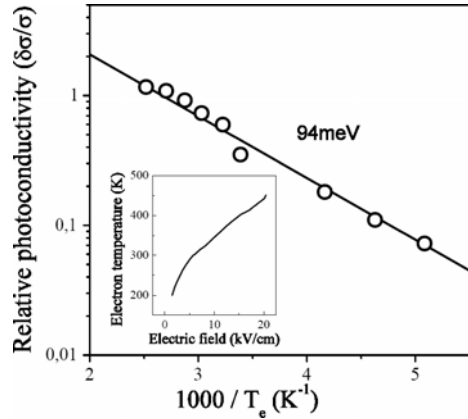


Fig.3. Fast component of photoconductivity, related to conductivity in dark at the same bias electric field, in dependence on inverse electron temperature. Solid line is exponential law $\delta\sigma/\sigma \propto \exp(-\varepsilon/kT_e)$ with activation energy of 94 meV.

[1] B. A. Danilchenko et al. Appl.Phys.Lett. **90**, 152102, (2007)

ВРЕМЯ-РАЗРЕШЕННАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGa_{0.33}N/GaN В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

B. A. Danilchenko^{*}, N.A.Tripachko, L.I.Shpinar, O.O.Voitsekhivska, E.A. Drok

Institute of Physics, NASU, Pr. Nauki 46, 03028 Kiev, Ukraine

e-mail: danil@iop.kiev.ua

В работе представлены результаты экспериментальных исследований фотопроводимости в наносекундном интервале времен Al_{0.33}Ga_{0.67}N /GaN гетероструктур при облучении импульсами лазерного излучения, длительностью 10 нс с энергией кванта 3.7 эВ. Наблюдались две компоненты сигнала изменения проводимости во времени. Быстрая компонента, совпадающая с распределением во времени интенсивности лазерного излучения. Медленная компонента, длительностью порядка 10⁻³ сек. Показано, что сигнал быстрой компоненты возрастает более чем в десять раз в электрических полях до 20 КВ/см при температурах 4.2 и 300К. Наблюдаемый эффект полевого усиления фотопроводимости в работе связывается с влиянием неравновесных акустических фононов терагерцовой области, излучаемых горячими носителями в проводящем канале гетероструктуры [1]. Полученные результаты важны для последующего прогресса в изготовлении быстродействующих и чувствительных приемников ультрафиолетового диапазона.

ЛЮМИНОФОР НА ОСНОВЕ КУБИЧЕСКОГО НИТРИДА БОРА, ЛЕГИРОВАННОГО ПРИМЕСЯМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИОНОВ

*О.Р. Абдуллаев¹, Е.М. Шишонков², А.С. Якунин¹, Д.М. Жигунов³, П.В. Иванников³, И.Д. Ляпин³,
И.Н. Один³, М.В. Чукичев^{3*}, А.Э. Юнович³*

¹ ОАО "Оптрон", Щербаковская ул., д. 53, 105187 Москва,
тел. +7(495)366-16-65, e-mail: abd@optron.ru;

² Институт физики твердого тела и полупроводников Национальной академии наук Белоруссии, ул.
П.Бровки, 19, 220072 Минск, Белоруссия

³ Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Ленинские горы, д.1, стр. 2, 119991 Москва
*e-mail: chukichevm@yandex.ru

Синтезированы нанопорошки и поликристаллы кубического нитрида бора (сBN), легированного примесями редкоземельных элементов (РЗЭ). Поликристаллы сBN с размерами зерен от 100 нм до 2÷3 мкм синтезировались при давлениях 4÷6 ГПа в интервале температур 1800÷1900 К из порошка гексагонального нитрида бора в присутствии катализаторов, обеспечивающих в ростовой системе избыток азота [1]. Активирование сBN редкоземельными элементами достигалось введением в ростовую шихту соединения РЗЭ в количестве 0.5 – 10 вес. %. Таким образом были получены образцы сBN, легированные элементами Eu, Sm, Tb, Tm и Ce. Были исследованы спектры катодолуминесценции (КЛ) при температурах 77 и 300 К и локальная КЛ образцов сBN в растровом электронном микроскопе (РЭМ). При температуре 77 К обнаружена тонкая структура в спектрах КЛ, обусловленная излучательными внутрицентровыми переходами в ионах РЗЭ. Измерение спектров возбуждения фотолуминесценции легированных образцов сBN позволило определить оптимальную длину волны для активации примесей РЗЭ светом. Впервые получены спектры электродолуминесценции экспериментальных УФ светодиодов на основе кристаллов с гетероструктурами InGaN/AlGaIn/GaN, которые были покрыты люминофорами из сBN с примесями редкоземельных элементов.

Спектры КЛ всех исследованных образцов состоят из трех полос, находящихся в ИК, видимой и УФ областях спектра. Спектры КЛ нелегированных образцов при 300 К в УФ области спектра (290÷390 нм) состояли из нескольких линий (4.064, 3.860, 3.719, 3.521 эВ), которые можно объяснить люминесценцией вкрапленных гексагональной фазы BN, содержание которой по рентгенограммам не более 0.5 % (рис. 1а). Широкие бесструктурные полосы КЛ при 300 К в видимой (485 нм) и ближней ИК-области (900 нм) обусловлены, по-видимому, собственными дефектами сBN. В спектрах КЛ легированного сBN на фоне бесструктурных полос появлялись узкие линии в видимой и ИК-областях спектра (например, для Eu в области длин волн 560-610 нм), обусловленные излучательными переходами в РЗЭ, наиболее ярко выраженными при температуре 77 К и временной задержке относительно импульса электронного возбуждения 5 мкс (рис. 1б).

Исследования образцов сBN в РЭМ были проведены в режимах цветной КЛ (ЦКЛ), вторичных электронов (ВЭ) и ЦКЛ+ВЭ. ЦКЛ изображения образцов BN:Eu с концентрациями Eu 7%, 2% и 1% обнаружили эффективную КЛ в красной области спектра, возрастающую с увеличением степени легирования. Изучена неоднородность интенсивности КЛ по площади, обнаружены отдельные кристаллики и конгломераты, люминесцирующие в синей области спектра. На ЦКЛ изображениях образцов, легированных Ce, Tm и Eu в концентрациях 3% и 5%, различимы кристаллы и конгломераты с различным спектральным составом КЛ в красной, зеленой и синей областях, наблюдались частицы с цветом, близким к белому.

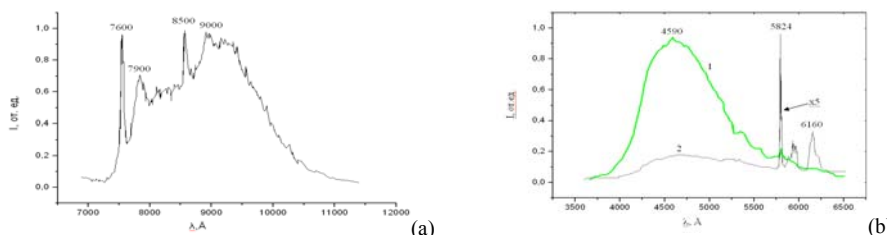


Рис.1. (а) Спектры КЛ нелегированного образца сBN в ИК-области спектра, T = 300 К; (б) спектры КЛ образца сBN:Eu (2%) в видимой области (1 – без задержки, 2 – с задержкой 5 мкс), T=77 К.

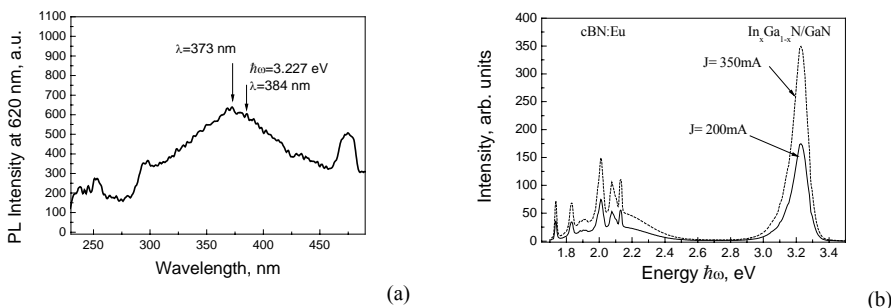


Рис.2. (а) Спектр возбуждения фотолюминесценции образца cBN:Eu (7 %), стрелками отмечены положения максимума возбуждения и максимума спектра светодиода на основе InGaN/AlGaIn/GaN; (b) спектры электролюминесценции светодиода на основе InGaN/AlGaIn/GaN с люминофором cBN:Eu, измеренные при различных значениях тока через светодиод.

Продемонстрирована возможность создания светодиодов на основе кристаллов с гетероструктурами InGaN/AlGaIn/GaN, которые покрыты люминофорами из cBN с примесями редкоземельных элементов. В исследованном светодиоде УФ излучение кристалла преобразуется в видимое (красное) излучение примеси европия в cBN:Eu. Выбор длины УФ светодиода для возбуждения cBN:Eu был обусловлен требованием близости ее к максимуму в спектрах возбуждения фотолюминесценции (рис. 2а). Обнаружено, что преобразование длины волны излучения происходит с такой эффективностью, что интенсивности красной и УФ полосы – одного порядка величины (рис. 2b). Можно предсказать, что подбор концентрации примеси Eu в cBN, исследования примесей в cBN и разработка технологии нанесения люминофоров позволят осуществить это преобразование с большей эффективностью.

[1] E. M. Shishonok, A. R. Philipp, N. A. Shishonok, and N. G. Anichenko, Luminescence in cubic boron nitride doped by rare-earth impurity, Phys. Stat. Sol. (b) **242** (8), pp. 1700–1704 (2005).

PHOSPHORS BASED ON CUBIC BORON NITRIDE DOPED WITH RARE EARTH IONS

O.R. Abdullaev^{1*}, E.M. Shishonok², A.S. Yakunin¹, D.M.Zhigunov³, P.V.Ivannikov³, I.N. Odin³, M.V. Chukichev^{3*}, A.E. Yunovich³

¹ PLC "Optron", Scherbakovskaya Str., 53, 105187 Moscow, Russia
tel. +7(495)366-16-65, e-mail: abd@optron.ru;

² The Joint Institute of Solid State and Semiconductors Physics of NASB, P. Brovki Str., 19, 220072 Minsk, Belarus

³ M.V. Lomonosov Moscow State University, Physics Department, Leninskie Gory, 1, 119991 Moscow
*e-mail: chukichevm@yandex.ru

Nanopowders and polycrystals (with the grains size from 100 nm to 2÷3 μ) of cubic boron nitride (cBN) doped with rare earth (RE) ions were synthesized under the pressure of about 4÷6 GPa in the temperature region of 1800÷1900 K from the powder of hexagonal boron nitride over a catalyst [1]. Activation of cBN with RE ions (Eu, Sm, Tb, Tm and Ce) was performed during the growth by adding of the 0.5 – 10 weight percent of respective compounds into the charge. For all samples cathode luminescence spectra were measured at the temperatures of 77 and 300 K, as well as local cathode luminescence images in scanning electron microscope were received. For the cathode luminescence spectra of RE doped samples measured at 77 K the fine structure was obtained caused by the radiative intracenter transitions of RE ions. Photoluminescence excitation spectra measurements revealed the optimal wavelength for RE ions activation by the light. Finally, electroluminescence spectra were obtained for the novel experimental UV light diodes based on the InGaN/AlGaIn/GaN heterostructures and covered by the phosphors of cBN doped with Eu³⁺ ions.

ФОТОЭМИССИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ n -AlGaN И УЛЬТРАТОНКИХ ИНТЕРФЕЙСОВ Ba/n -AlGaN ПРИ СИНХРОТРОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Г.В. Бенеманская^{*}, М.Н. Лапушкин, С.Н. Тимошнев, В.Н. Жмерик
 ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая 26, 194021, С-Петербург,
 тел. +7(812)2927317, e-mail: Galina.Benemanskaya@mail.ioffe.ru

Впервые проведены фотоэмиссионные исследования *in situ* в условиях сверхвысокого вакуума $P \sim 5 \times 10^{-10}$ Торр образца n -AlGaN(0001), а также модификации спектра при формировании ультратонких интерфейсов Ba/n -AlGaN(0001). Исследования выполнены на синхротроне BESSY II (Germany) с использованием метода фотоэлектронной спектроскопии высокого энергетического разрешения при возбуждении фотоэмиссии в диапазоне энергий квантов возбуждающего света от 40 до 400 эВ. Полное энергетическое разрешение анализатора и монохроматора составляло 50 мэВ.

Обнаружено резкое изменение спектра валентной зоны и формирование аккумуляционного слоя - 2D электронного канала при субмонослойной адсорбции атомов Ba на поверхности AlGaN. Обнаружены эффекты размерного квантования и найдена фотоэмиссия электронов зоны проводимости из аккумуляционного слоя (AL) при возбуждении светом в области прозрачности. Установлено, что глубиной потенциальной ямы AL можно целенаправленно управлять.

Образец представлял собой эпитаксиальный слой n -Al_{0.16}Ga_{0.84}N(0001) толщиной 980 нм, полученный методом РА МВЕ на сапфировой подложке. Температура роста ($T=700$ °C). Данные АСМ свидетельствуют об атомарно-гладкой поверхности образца. Данные рентгеновского дифракционного анализа указывают на высокоупорядоченную структуру в слое AlGaN. Ширина запрещенной зоны n -Al_{0.16}Ga_{0.84}N(0001) соответствует 3.73 эВ, концентрация примесей $\sim 5 \times 10^{17}$ см⁻³.

На рис.1а приведены исходные фотоэмиссионные спектры основных уровней Al 2p-, Ga 3d- для чистой поверхности AlGaN, а также спектры валентной зоны при различных энергиях возбуждения $h\nu=100 \div 120$ эВ. Анализ спектров показывает высокое качество образца и отсутствие посторонних примесей. Спектры также показывают, что в запрещенной зоне отсутствуют какие-либо заполненные электронные состояния. Кроме того, было найдено определенное различие в спектрах валентной зоны для AlGaN и имеющихся в литературе для GaN.

Рисунок 1б иллюстрирует принципиальное изменение спектра валентной зоны при формировании ультратонкого интерфейса Ba/n -AlGaN(0001). Наиболее яркий эффект состоит в возникновении дополнительного пика AL в запрещенной зоне ниже уровня Ферми E_F . Природа данного пика связана с образованием 2D электронного канала - аккумуляционного слоя в узкой (~ 20 нм) приповерхностной области образца.

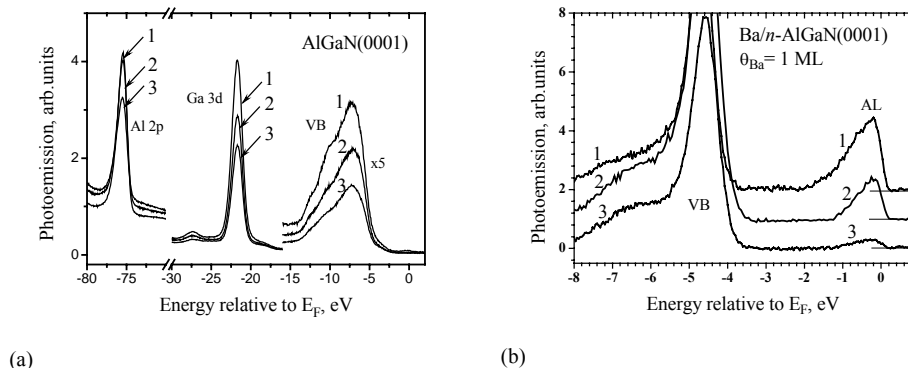


Рис.1. Фотоэлектронные спектры а) для чистой поверхности n -AlGaN(0001) при различных энергиях возбуждения 1-120, 2-110, 3-100 эВ б) при монослойном Ba покрытии при различных энергиях возбуждения 1-110, 2-90, 3-80 эВ.

Аккумуляционный слой является новым нанобъектом, который может возникать на поверхности полупроводника n -типа, когда изгиб зон достаточно велик, так что край зоны проводимости на поверхности оказывается ниже уровня Ферми E_F . При этом образуется узкая (наноразмерная) потенциальная яма. В этом случае в потенциале AL происходит ограничение движения электронов по нормали z к поверхности и наблюдается эффект размерного квантования. Вдоль поверхности (xy) движение электронов не ограничено, и соответствующие компоненты энергии не квантуются. Такие электронные состояния являются двумерным электронным газом. В настоящее время интерес к поиску AL резко возрастает, что связано с обнаружением AL на поверхности ряда узкозонных In-содержащих полупроводников (InAs, InSb, InN). Исследования AL вызваны как фундаментальными задачами, так и очевидной актуальностью для технического применения в нанoeлектронике. Для широкозонных полупроводников AL впервые был создан нами на поверхности n -GaN и n -InGaN [1-3].

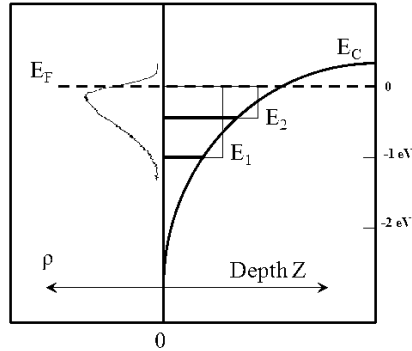


Рис. 2. Схема приповерхностного потенциала при формировании аккумуляционного нанослоя. Уровни E_i размерного квантования по нормали Z к поверхности - справа; экспериментальный спектр фотоэмиссии из AL для интерфейса Ba/ n -AlGaN(0001) – слева.

На рис. 2 представлена схема аккумуляционного слоя и уровни размерного квантования в направлении нормали Z к поверхности. Данная схема соответствует экспериментальному фотоэмиссионному спектру из AL для интерфейса Ba/ n -AlGaN. Таким образом, в данной работе методом фотоэмиссионной спектроскопии при синхротронном возбуждении впервые обнаружено образование аккумуляционного слоя на поверхности AlGaN при субмонослойной адсорбции Ba.

Работа поддержана Программой П-03 Президиума РАН, грант 2.10а и Фондом содействия отечественной науке.

- [1] G.V. Benemanskaya, G.E. Frank-Kamenetskaya, V.S. Vikhnin, N.M. Shmidt. APL 85 (2004) с. 1365.
- [2] G.V. Benemanskaya, S.V. Ivanov, M.N. Lapushkin. Sol.St.Comm. 143 (2007) с. 476.
- [3] G.V. Benemanskaya, M.N. Lapushkin, S.N. Timoshnev. Surf.Sci. 603 (2009) с. 2474.

SYNCHROTRON PHOTOEMISSION SPECTROSCOPY STUDIES OF n -AlGaN AND ULTRATHIN Ba/ n -AlGaN INTERFACES

G.V. Benemanskaya, M.N. Lapushkin, S.N. Timoshnev, V.N. Zhmerik*

Ioffe Physico-Technical Institute of RAS. Politechnicheskaya str. 26, 194021, St.Petersburg,
tel. +7(812)2927317, e-mail: Galina.Benemanskaya@mail.ioffe.ru

The formation of a two-dimensional 2D electron channel – accumulation layer has been found at the n -Al_{0.16}Ga_{0.84}N(0001) surface due to Ba submonolayer adsorption. Experimental studies of accumulation layer were first carried out via synchrotron photoemission spectroscopy (BESSY II Germany). Photoemission studies were performed *in situ* in a vacuum of 5×10^{-10} Torr. The data obtained convincingly produce direct evidence that the controlled variety of parameters of the accumulation nanolayer can be provided by Ba adsorption.

ПОСТРОСТОВАЯ ОБРАБОТКА ПЛЕНОК GaN В ОБЛАСТЯХ КОНТАКТНОЙ МЕТАЛЛИЗАЦИИ

А.В.Беспалов, О.Л.Голикова*

ГОУ ВПО "Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет)". 119454 г. Москва, проспект Вернадского, дом 78, Тел. +7(917)5281032, e-mail: bespaloval@mtu-net.ru

Известно, что из-за рассогласования кристаллографических параметров решеток подложек (сапфир, карбид кремния или кремний) и получаемых пленочных гетероструктур GaN последние содержат дефекты в виде границ кристаллитов правильной и искаженной гексагональной формы, приводящих к образованию пустот в области сопряжения отдельных кристаллитов. Образование дефектов типа "проколов" наблюдается также в областях прорастания дислокаций, особенно при их скоплении. Обычно плотность ростовых дислокаций превышает $10^6 \div 10^8 \text{ см}^{-2}$. Пустоты или проколы, чаще всего искаженной гексагональной формы, характеризуются площадями поперечного сечения в нескольких сотен квадратных нанометров и имеют большой разброс размеров по глубине от значений, соответствующих локализации только в р-слое, до значений, соответствующих прорастанию вплоть до области границы пленка-подложка и далее в подложку (рис. 1).

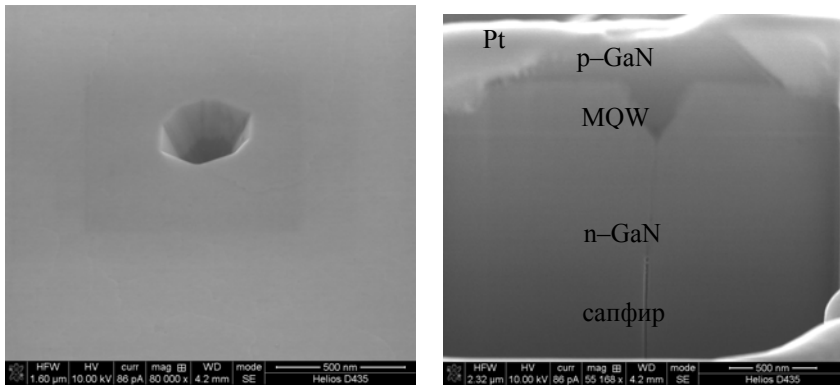


Рис. 1 (а,б) Изображение поверхности пленки GaN с характерным дефектом роста (а), и изображение поперечного сечения данного дефекта, прорастающего из подложки сапфира (б).

С точки зрения формирования контактной металлизации участки поверхности, включающие места выхода дислокаций на поверхность и их окрестности, являются паразитными низкоомными каналами, шунтирующими активные области протекания тока по глубине многослойной структуры. Это приводит к большим значениям токов утечек и вызывает нестабильность в работе приборов, повышенный выход бракованных изделий, ограничение на срок службы приборных структур.

Для решения указанной проблемы было предложено заполнять пустоты, достигающие микронных размеров по толщине (их концентрация незначительна), слоем оксида алюминия. Эффективным для этих целей оказалось применение процесса ионно-лучевого осаждения и последующего удаления с кратностью, не превышающей 3-х, слоя AlOx толщиной от 1/2 до 2/3 от паспортной толщины эпитаксиальной структуры. Методами атомно-силовой, растровой и просвечивающей электронной микроскопий подтверждено, что при нанесении и последующем удалении дополнительного слоя оксида алюминия происходит преимущественное заполнение областей пустот и проколов диэлектрическим материалом, близким по свойствам к соединениям нитридов третьей группы элементов, без его постороннего присутствия на плоских (бездефектных) участках поверхности. Таким образом осуществляется избирательное "залечивание" наиболее активных в электрическом плане низкоомных шунтирующих каналов утечек тока без нарушения вакуумного цикла формирования контактной структуры и без ухудшения ее исходных свойств.

В качестве обрабатываемых образцов использовались р-слои GaN гетероструктур, выращенных методами MOCVD на реакторах фирмы AIXTRON. Применение для анализа SEM в комбинации с фрезеровкой поверхности сфокусированным ионным лучом (FIBE) позволило по

профилям полученных поперечных сечений, изготовленным на разных стадиях предложенного метода, установить, что впадины рельефа поверхности заполняются по сравнению с плоскими участками быстрее чем в 2 раза. Распыление "залеченной" поверхности пучком ионов кислорода с энергией менее 400eV характеризуется удалением оксидного слоя с плоских участков поверхности быстрее в 1,2 раза, чем из областей заполнения пустот. Обнаженные участки поверхности GaN при этом подвергаются бездефектной обработке низкоэнергетическими ионами кислорода [1] с незначительной скоростью ионного распыления (менее 0.06 мкм/ч при скорости распыления оксида алюминия более 0.2мкм/ч). Возможности технологической операции нанесения и ионного травления плёнок оксида алюминия на GaN для залечивания дефектов роста и одновременной планаризация поверхности демонстрируются на рис. 2.

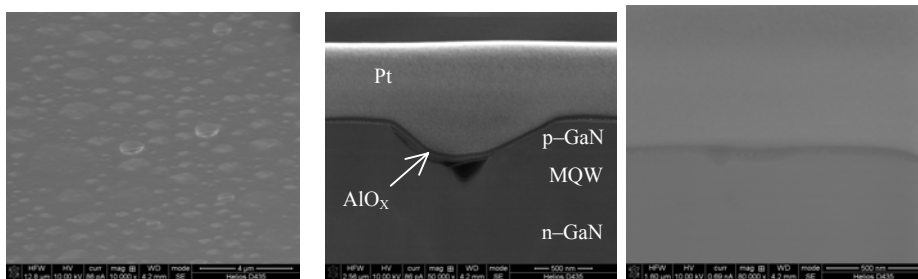


Рис. 2 (а,б,в) Панорамное изображение поверхности пленки GaN (а), изображение поперечного сечения пленки в области крупного дефекта (б) и в бездефектной области после однократного выполнения операции нанесения и ионного травления плёнок оксида алюминия.

На рис.2(б) видно, что исходный V-образный дефект (см.рис1,б) в результате предложенной комбинированной обработки приобрел сглаженные края, а дно дефекта в области локального прокола до подложки экранировалось наноразмерным слоем оксида алюминия. На рис.2,в показано поперечное сечение в области характерного плоского участка поверхности пленки GaN. Согласно рисунку этот участок не претерпел изменений в сторону ухудшения гладкости рельефа поверхности после обработок, а исходные острые кромки приобрели округлые формы.

В докладе также приведены результаты анализа спектров фотолюминесценции до и после обработок образцов, а также проанализированы вольт-амперные характеристики изготовленных контактных структур. Таким образом, комбинированный подход, сочетающий 2-х-3-х кратное осаждение толстого слоя оксида алюминия и его удаление распылением ионами кислорода, позволяет изолировать области слоев р- и n-типа посредством преимущественного заполнения мест прорастания дислокаций диэлектриком. Последующее 3-х кратное нанесение и 2-х кратное удаление наноразмерного слоя оксида локально в область дефектов р-слоя, позволяет эффективно заравнивать как глубокие, так и мелкие дефекты, одновременно подготавливая поверхность слоя р-типа к нанесению прозрачных омических контактов [1].

[1] А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, О.М. Стукалов. Письма в ЖТФ. 28(1), 39 (2002).

[2] А.И. Стогний, Н.Н. Новицкий, Е.В. Луценко и др. Нитриды галлия, индия и алюминия - структуры и приборы. Тезисы докл. 6-й Всеросс. конф. С.-Петербург 2008. с. 121.

POST GROWTH PROCESSING OF GaN FILMS IN CONTACT METALIZATION AREAS

A.V. Bepalov, O.L. Golikova

Moscow State Institute of Radio Engineering, Electronics and Automation (Technical University)

It is shown that a composite approach which combines 2/3-fold precipitation of a thick layer of aluminum oxide and its removal by scattering of oxygen ions can isolate layers of p-and n-type by primary filling the areas of dislocations germination with dielectric.

ПРИМЕНЕНИЕ ВЧ РЕАКТОРА ДЛЯ АКТИВИРОВАНИЯ АЗОТА ПРИ ФОРМИРОВАНИИ СТРУКТУР Al_2O_3/AlN

Сафаралиев Г.К.¹, Билалов Б.А.^{1*}, Гитикчиев М.А.²

¹Дагестанский государственный технический университет,
ул. И.Шамиля 70, 367025, г. Махачкала, Россия, РД
E-mail: bil-bilal@yandex.ru

²Дагестанский государственный университет, ул. М.Гаджиева 43^а, 367015Россия, РД, г. Махачкала,

При создании приборов работающих в экстремальных условиях [1] структурам на основе AlN уделяется большое внимание. Нами рассматривалась возможность получения низкотемпературным ионно-плазменным методом наноразмерных слоёв нитрида алюминия (AlN) на подложках из сапфира (Al_2O_3) с применением ВЧ реактора для активирования молекулярного азота. Исследования проводились на установке вакуумного напыления УМН-30, дополненной подогревателем подложек до 1500^оК, ВЧ реактором активирования молекулярного азота.. Формирование нанослоев AlN на подложках из Al_2O_3 начинали с проведения модификации [2] приповерхностного слоя сапфира путем формирования на подложке буферного слоя AlN имплантацией азота в монокристаллическую подложку сапфира (ориентации 0001) с последующим высокотемпературным отжигом при 1400-1600^оК в атмосфере азота. Азотирование сапфировой подложки проводилось источником ионов ИИ-14. Энергия имплантирующих ионов азота составляла 85-90 кэв, доза 6500-7000 мкКл/см. . Напряжение и ток разряда в источнике составляли 3 кВ и 150 мА соответственно, $t^o = 1300^o C$.

Изучение морфологии (Рис.1) полученной поверхности проводили методом сканирующей зондовой микроскопии. Элементный состав определяли на рентгеновском фотоэлектронном спектрометре PHI 5500 ESCA фирмы Physical Electronics. Послойный анализ профиля концентраций показывает, что максимум концентрации азота наблюдается на поверхности, при удалении области анализа от поверхности в объем, концентрация азота снижается.

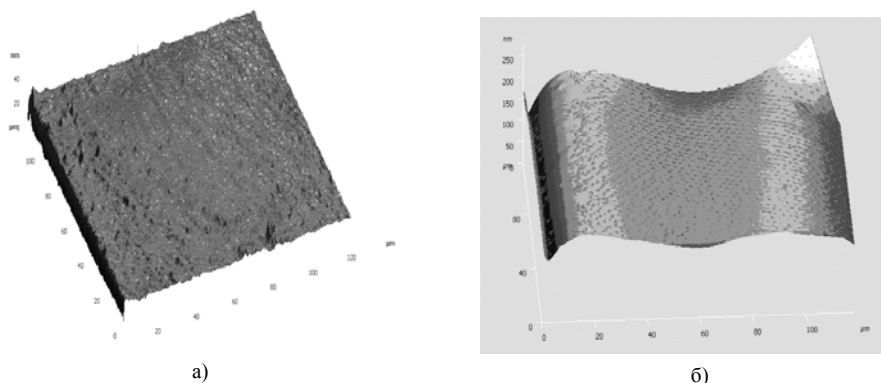


Рис. 1. СЗМ-изображение поверхности сапфировой подложки : а) до обработки , б) после ионной обработки (азотирования) поверхности образца ионами азота в течение 15 минут.

Анализ аппроксимированных спектров высокого разрешения на поверхности, где $N/Al = 0,35$ и в объеме показывают, что распределение атомов азота в материале подложки убывает, по мере травления. Положение пиков Al на поверхности соответствует химическому состоянию алюминия в AlN [3-6].

Формирование наноразмерных слоев нитрида алюминия на азотированных сапфировых подложках проводилось магнетронным (на постоянном токе) распылением высокочистого алюминия в ВЧ активированной азотной плазме ВЧ реактора атомарного азота при температурах подложки 1000- 1500^оС. Конструкционно ВЧ реактор представляет собой нагрузку конденсаторного

типа ВЧ генератора (13.56 МГц). Пластины конденсатора изготовлены из высококачественного алюминия, который тоже распыляется в ВЧ разряде и восполняет Al компоненту. Пластины размещены в кварцевом стакане. При подаче в реактор рабочего газа (азот N₂) под действием ВЧ напряжения в реакторе возникает ВЧ газовый разряд в котором молекулярный азот активирован и может реагировать с алюминием.

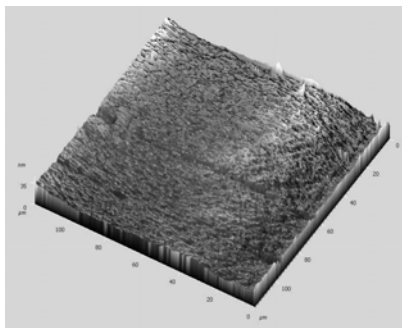


Рис. 2. СЗМ изображение поверхности пленки AlN исследованной полуконтактным методом. Среднеарифметическая шероховатость 8,2 нм

Магнетронное распыление алюминиевой мишени производилось при давлении в рабочей камере $3 \div 7 \cdot 10^{-2}$ Па. Плотность тока разряда $5 \div 7 \cdot 10^{-4}$ А/м². Рабочим газом служила аргоно-азотная смесь. Мощность ВЧ разряда составляла 300÷400 Вт.

В результате проведенных экспериментов на подложках сапфира сформирована структура с ориентационным соотношением (0001) Al₂O₃/ (0001) AlN.

Структурный и химический анализ полученной пленки AlN на сапфире (Al₂O₃) проводился на установке Quanta 200. Качественный химический анализ подтвердил наличие пленки AlN на подложке Al₂O₃.

Морфология поверхности полученной пленки AlN исследована методами сканирующей зондовой микроскопии. Топография поверхности пленки AlN показана на Рис.2.

[1] Н.С. Заяц, В.Г. Бойко, П.А. Генцарь, О.С. Литвин, В.П. Папуша, Н.В. Сопинский. ФТП 42 (2), (2008)

[2] Б.А. Билалов, Г.К. Сафаралиев, М.А. Гитикчиев, А.А. Гаджиев. *Межевуз. Сборник научных трудов «Твердотельная электроника и микроэлектроника»* (Воронеж, Россия, 2008), вып. 7, с. 10.

[3] J.A.Taylor, J.W Rabalais, J. Chem. Phys. 75, 1735 (1981)

[4] A.K. Dua, V.C.George, R.P. Agarwala Thin Solid Films 165, 163 (1988)

[5] J.C. Klein, D.M. Hercules, J. Catal. 82, 424 (1983)

[6] V. DiCastro, G. Polzonetti, G. Contini, C. Cozza, B. Paponetti. Surf. Interface Anal. 16, 571 (1990)

APPLICATION OF HF REACTOR TO NITRIDE ACTIVATION FOR OBTAINING Al₂O₃ /AlN STRUCTURES

¹Safaraliev G.K., ¹Bilalov B.A.*, ²Gitikchiev M.A..

¹Dagestan State Technical University, I.Shamilya street 70, 367025, Makhachkala, the Republic of Dagestan, Russia E-mail: bil-bilal@yandex.ru

²Dagestan state university, Gadjeva street 43a, 367015, the Republic of Dagestan, Russia Makhachkala

This study describes the way of obtaining of AlN nanofilms on Al₂O₃ substrate by ion-plasma method: by magnetron sputtering of Al in plasma of HF activated nitride and the data of experiment are presented.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ АНАЛИЗ РАБОЧИХ ПАРАМЕТРОВ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ (СИД) И ОСВЕТИТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ НА ИХ ОСНОВЕ

Д.С. Бобученко^{1*}, В.И. Цвирко², Ю.В. Трофимов², В.В. Красовский¹, И.А. Хорунжий¹,
Д.С. Доманевский¹, Р.Д. Каканаков³

¹Белорусский национальный технический университет, пр. Независимости, 65, 220013, Минск, Республика Беларусь, e-mail: kaf_etf@mail.ru;

²Республиканское научно-производственное унитарное предприятие "Центр светодиодных и оптоэлектронных технологий Национальной академии наук Беларуси", Логойский тракт, 22, 220090 Минск, Республика Беларусь

³Институт прикладной физики, бульв. Санкт-Петербург, 4000, Пловдив, Болгария

Аналитические методы исследования, безусловно, базируются на глубоком осознании роли реальных технологических воздействий, испытываемых исследуемым образцом на различных стадиях его изготовления и эксплуатации. В качестве основного информационного источника о предыстории и параметрах образца мы исходили из результатов анализа спектральных распределений электролюминесценции (ЭЛ), измерявшейся в абсолютных единицах силы ЭЛ излучения I (в Вт/(ср эВ)) в зависимости от энергии фотонов ($h\nu$, эВ). Использовались специализированный измерительный комплекс фирмы Instrument System GmBH (Германия) и технология измерений фотоэлектрических параметров СИД, разработанная специалистами Федерального физико-технологического бюро (РТВ) Германии [1]. Обеспечивалось оптическое разрешение не хуже 0,25 мэВ и температурная стабилизация 0,1 К. Изучались спектры ЭЛ СИД с одиночной квантовой ямой (КЯ) типа NSPG500S фирмы Nichia. Цель работы: выяснение возможностей новой аппаратуры и методики, изучение типов оптических переходов.

На рис.1 приведены зависимости $\lg I = f(h\nu)$, $(I/I_m)^2 = f(h\nu)$, $(I/I_m)^{0.5} = f(h\nu)$, снятые при температуре $295,3 \pm 0,1$ К при различных токах прямого смещения. Приведены данные эксперимента (—) и теоретического расчета (○), проведенного по методикам [2,3] с учетом обнаруженного подобия в форме спектров наноразмерных нелегированных активных слоев InGaN и непосредственно примыкающих к ним барьерных слоев из сильнолегированных объемных полупроводников: GaN(Si) и AlGaIn(Mg). Основные закономерности: а) вблизи максимума спектров (m) теория (плотность

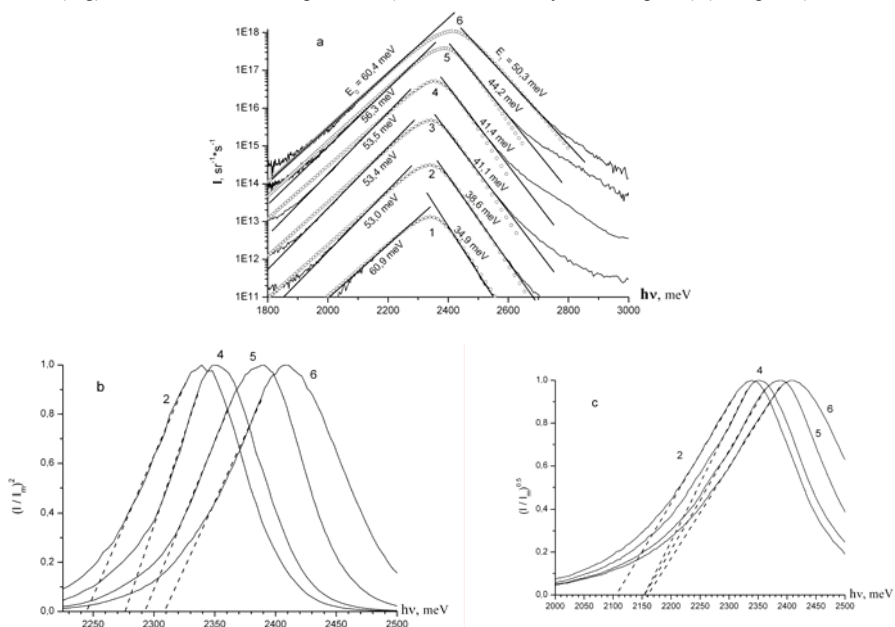


Fig. 1. Experimental (—) and theoretical (○) dependences of spectral radiant intensity on photon energy at LEDs direct currents: 1 – 1 μA , 2 – 10 μA , 3 – 100 μA , 4 – 1 mA, 5 – 10 mA, 6 – 50 mA (a); square for normalized intensity (b); square root of normalized intensity (c).

состояний x функция Ферми-Дирака) совпадает с экспериментом в пределах $1 \pm 1,5$ порядков от I_m ; остальную протяженность спектров занимают «урбаховские» состояния с указанными характеристическими энергиями E_0 и E_l . Наблюдаемый рост E_l , по-видимому, вызван локальными перегревами структуры СИД.

Графический анализ линейных участков [4,5], характерных для прямых: $I \sim (h\nu - E_0)^{0,5}$ и непрямых $I \sim (h\nu - E_0 \pm E_p)^2$ позволяет определить энергии локализации дырок E_0 и фононов E_p , участвующих в переходах, а также установить энергетический спектр состояний активного слоя.

Анализ формы спектров проводился в рамках модели, включающей переходы электронов из вырождающейся параболической зоны проводимости с дырками, локализующимися на состояниях хвоста плотности флуктуационных состояний валентной зоны активного слоя InGaN. Было принято, что эти состояния возникают вследствие проникновения в процессе роста приборной структуры СИД электрического поля случайно распределяющихся примесных ионов барьерных слоев в квантоворазмерный активный слой.

- [1] Заутер Г., Линдеманн М., Шперлинг А., Оно И. Фотометрия светодиодов Светотехника. – 2004.- №3. – С.5-13.
- [2] Д.С. Доманевский, В.А. Вилькоцкий, С. В. Жоховец, Г. Гобш, А.А Герасимович, Б.Г Арнаутов, Р.Д. Каканак, Ю.В Трофимов, Оптический контроль параметров полупроводников типа A^3B^5 , Высокие технологии в промышленности России. Материалы XII Международной научно-технической конференции Москва, 2006, 7-9 сентября. - Москва: ОАО ЦНИТИ «Техномаш», 2006. – С.427-433
- [3] Д.С. Доманевский, Б.Г. Арнаутов, Д.С. Бобученко, Ю.В Трофимов, Р.Д. Каканак, Анализ формы низкоэнергетического фронта спектров электролюминесценции (ЭЛ) светодиодов с одиночной InGaN квантовой ямой, Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы. Сборник тезисов докладов 5-ой Всероссийской конференции, Москва, 31 января-02 февраля 2007 г. С. 87-88.
- [4] Д.С. Доманевский, В.А. Вилькоцкий, Ю.В. Трофимов, Б.Г. Арнаутов, Р.Д. Каканак, С.А. Манего, Форма полосы излучения светоизлучающих диодов (СИД) с одиночной квантовой ямой (КЯ) InGaN/GaN между легированными барьерами, Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы. Сборник тезисов докладов 6-й Всероссийской конференции, Санкт-Петербург 2008. – С.169-170.
- [5] Основы физики полупроводников, Ю. Питер Ю. М. Кардона. - М: Физматлит, 2002.- С.223-378

QUANTITATIVE LUMINESCENCE ANALYSIS OF THE PARAMETERS OF LIGHT EMITTING DIODES (LEDs) AND LIGHTING SYSTEMS ON THEIR BASIS

D.S. Bobuchenko¹, V.I. Tsvirko², Yu.V. Trofimov², V.V. Krasovskii¹, I.A. Khorunzhi¹, D.S. Domanevskii¹, R.D. Kakanakov³

¹Belarusian National Technical University Hezavisimosti Ave. 65, 22013, Minsk, Belarus, e-mail: kaf_etf@mail.ru;

²Republican Scientific and Production Unitary Enterprise “Center of LED and optoelectronic technologies” 22/2207, Logoiskiy Trakt, Minsk BY-220090, Belarus;

³Institute of Applied Physics, 59, Sankt Petersburg Blvd 4000 Plovdiv, Bulgaria

Quantitative analysis of the electroluminescence spectra of InGaN LEDs using Instruments Systems spectral radiometric equipment has been performed. The role of potential fluctuations due to penetration of the electric field of barrier impurity ions into quantum wells have been taken into account in the model.

ОМИЧЕСКИЕ И БАРЬЕРНЫЕ КОНТАКТЫ К *n*-GaN С ДИФFUЗИОННЫМИ БАРЬЕРАМИ НА ОСНОВЕ ФАЗ ВНЕДРЕНИЯ

А.Е. Беляев¹, Н.С. Болтовец², В.Н. Иванов², Р.В. Конакова^{1}, В.П. Кладько¹, Я.Я. Кудрик¹,
В.В. Миленин¹, В.Н. Шеремет¹, Ю.Н. Свешников³*

¹Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины
пр. Науки, 41, 03028 Киев, тел. +38(044) 525-61-82, e-mail: konakova@isp.kiev.ua

²Государственное предприятие НИИ «Орион», e-mail: bms@i.kiev.ua
ул. Эжена Потье, 8а, 03057, Киев, Украина

³ЗАО «Элма-Малахит»,
124460 Москва, Зеленоград, Россия, e-mail: sveshnikov@elma-malachit.ru

Одной из актуальных задач, решение которой направлено на внедрение нитрида галлия в микроэлектронное производство, является создание к нему высоконадежных омических и барьерных контактов. Для ее реализации чаще всего используют диффузионные барьеры – поликристаллические пленки тугоплавких металлов или сплавов, не взаимодействующих с соседними металлическими слоями – контактообразующим слоем и верхней металлизацией [1-3]. Однако экспериментальные исследования показали, что диффузионные барьеры, сформированные поликристаллическими пленками, при повышенных температурах деградируют. Механизм деградации – межзеренная диффузия. В работах [4-9] было показано, что действие этого механизма в омических контактах можно существенно замедлить, если в качестве диффузионных барьеров в слоях металлизации к GaN использовать аморфные (или квазиаморфные) пленки ZrN/ZrB₄ [4], Ta-Si-N [6], TiB_x [5], а в диодах Шоттки использовать бориды тугоплавких металлов в качестве барьерообразующих [7-10]. Микроструктуру этих соединений, известных в литературе как фазы внедрения, можно представить как металлическую матрицу с внедренными в нее междоузлия атомами неметаллов. Эти фазы обладают ярко выраженными свойствами металлов в сочетании с высокой твердостью, термической и химической стабильностью. Однако, термическая стабильность контактов с фазами внедрения к GaN исследована недостаточно.

В данной работе анализируется термическая стабильность контактов к *n*-GaN при использовании в качестве барьерных контактов аморфных пленок TiB_x (ZrB_x) и диффузионного барьера в омическом контакте аморфного слоя TiB_x.

Слои TiB_x, ZrB_x и Au толщиной по 0.1 мкм каждый создавали методом магнетронного распыления в атмосфере аргона. Для изготовления контактов использовались эпитаксиальные слои *n*-GaN с концентрацией донорной примеси ~10¹⁷см⁻³ и толщиной ~ 1 мкм выращенные на подложках сапфира. Омические контакты формировались с помощью металлизации Au-TiB_x-Al-Ti-*n*-GaN, полученной магнетронным распылением.

До и после быстрых термических обработок (БТО) в течении 30 секунд исследовались вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодных структур с барьером Шоттки и удельное контактное сопротивление ρ_c. Профили распределения компонент в слоях металлизации и их фазовый состав анализировались методами электронной-Оже-спектроскопии (ЭОС), рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФС) и рентгеновской дифрактометрии соответственно. Из прямых ветвей ВАХ рассчитывались высота барьера φ_b и фактор идеальности *n*. Результаты измерений приведены в таблице. Из таблицы видно, что диодные структуры обладают высокой термостойкостью. Омический контакт создавался БТО при T=900(1000°C). Уменьшение ρ_c почти на два порядка после БТО при 1000°C указывает на завершенность физико-химических процессов на границе раздела Ti-GaN, подтвержденную структурными исследованиями. По данным структурных исследований, а также ЭОС и РФС подтверждена высокая термостойкость барьерных контактов после БТО.

Таблица

Влияние БТО на параметры омических и барьерных контактов к *n*-GaN

	Au-TiB _x - <i>n</i> -GaN			Au-ZrB _x - <i>n</i> -GaN			Au-TiB _x -Al-Ti- <i>n</i> -GaN		
	исх	800	900	исх	800	900	исх	900	1000
φ _b , В	0.9	0.9	0.89	0.89	0.89	0.89			
<i>n</i>	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2			
ρ _c , Ом·см ²							выпр.	10 ⁻⁴	1.2·10 ⁻⁶

Кроме того, анализ спектров РФС показал наличие в пленках ZrB_x оксидных фаз Zr и В. Поскольку окислы бора и металлических компонент являются стеклообразующими, можно полагать, что на межфазной границе возникает тонкий аморфный стекловидный слой, устойчивый к БТО и являющийся диффузионным барьером для межфазного переноса.

Приведенные исследования подтверждают перспективность использования боридов титана и циркония в контактных системах к GaN.

- [1] G.Z. Lin, S.S. Lau, *Sol.St. Electron.* **42**(5), 677 (1998)
- [2] M.S. Noor, *J. Appl. Phys.* **95**(12), 7940 (2004)
- [3] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг. *ФТП*, **41**(11) 1281 (2007)
- [4] E. Kaminska, K. Golaszewska, A. Piotrowska et.al. *Phys. Stat. Sol.(c)*, **1**(2), 219 (2004)
- [5] А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец, В.Н. Иванов и др. *Письма в ЖТФ*, **31**(24), 88 (2005)
- [6] А.В. Кучук, В.П. Кладко, В.Ф. Мачулин, А. Piotrowska *ЖТФ*, **76** (10), 2006
- [7] T.N. Oder, P. Martin, J.Z. Lin et.al. *Appl. Phys. Lett.*, *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 183505-1 (2006)
- [8] T.N. Oder, E. Sutphin, R. Kummari, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **27**(4), 1865 (2009)
- [9] А.Е. Беляев, Н.С. Болтовец, В.Н. Иванов и др. *ФТП*, **43**(8), 1125 (2009)
- [10] R. Khanna, K. Ramani, V. Craciun et. al. *Appl. Surf. Sci.*, **254**(4), 2315 (2006)

THE OHMIC AND BARRIER CONTACTS TO n -GaN WITH DIFFUSION BARRIERS MADE BY INTERSTITIAL PHASES

A.E. Belyaev¹, N.S. Boltovets², V.N. Ivanov², R.V. Konakova^{1}, V.P. Kladko¹, Ya.Ya. Kudryk¹,
V.V. Milenin¹, V.N. Sheremet¹, Yu.N. Sveshnikov³*

¹Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics National Academy of Sciences of Ukraine
03028 Kyiv, Ukraine tel. +38(044) 525-61-82, e-mail: konakova@isp.kiev.ua

²State Enterprise Research Institute "Orion", 03057 Kyiv, Ukraine, e-mail: bms@i.kiev.ua

³Close Corporation "Elma-Malachite" 124460 Zelenograd, Russia e-mail: sveshnikov@elma-malachit.ru

We investigated the effect of rapid thermal annealing (RTA) on the structural and electrophysical properties of Au-(Ti, Zr)B_x-GaN and Au-TiB_x-Al-Ti- n -GaN contacts and diode structures based on them. The x-ray diffraction studies and layer-by-layer Auger analysis showed that phase composition and structure of contacts to GaN remained unchanged up to a temperature of 900 °C. Stability of the boundaries between phases was confirmed by the fact that the electrophysical properties of the contacts remained practically the same after RTA. The Schottky barrier height ϕ_b was 0.89–0.9 eV for the contacts to GaN, while the ideality factor n was 1.2 for the Au-TiB_x(ZrB_x)- n -GaN contacts. The contact resistivity of the Au-TiB_x-Al-Ti- n -GaN ohmic contacts was about $1.2 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$. The structural investigations of the barrier contacts indicated presence of glass-forming oxides of boron and metals at the interface between phases. These oxides formed a thin amorphous vitreous layer that was RTA-resistant and served as diffusion barrier to transfer between phases.

ВЫРАЩИВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ СИЛИЦИДОВ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ КАК ВОЗМОЖНЫХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ОСАЖДЕНИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

*А.Ю.Бункин, А.А.Повзнер**

Уральский государственный технический университет – УПИ, ул. Мира 19, 620002, Екатеринбург,
+7(343)3754456, e-mail: povz@kf.ustu.ru

Известно, что качество эпитаксиальных слоев нитрида галлия, алюминия и других полупроводниковых материалов в большой степени определяется материалом подложки, при этом главным критерием является параметр несоответствия решеток. Кроме этого, важное значение имеет тепловой коэффициент линейного расширения. Для традиционно используемых сапфировых подложек несоответствие периода решетки в плоскости эпитаксии GaN составляет величину около 15%, для достаточно дорогого карбида кремния - 3,5%. Поэтому поиск материалов, могущих обеспечить низкую плотность дислокаций в выращиваемых пленках и имеющих близкие значения ТКЛР, достаточно актуален.

Силициды железа, кобальта и марганца являются материалами, представляющими интерес для исследователей в силу ряда их электрических и магнитных свойств (см, например, [1,2]). С другой стороны, как показывают оценки, величина несоответствия периодов двумерных кристаллических решеток в плоскости типа {111} для моносилцида железа FeSi и (0001) нитрида галлия составляет менее 0.05% , для моносилцидов кобальта CoSi и марганца MnSi - 1,1% и 1.4%, соответственно. Все указанные силициды имеют кубическую решетку типа B20.

В предлагаемой работе проведено комплексное исследование процессов роста монокристаллов указанных соединений и твердых растворов на их основе из расплава, а также изучены температурные зависимости ТКЛР от гелиевых температур до 1000К.

Способом Чохральского выращены монокристаллы $Fe_{1-x}Co_x Si$ ($0 < x < 1$), а также MnSi длиной до 100 мм и диаметром до 30 мм. Методами металлографии и растровой электронной микроскопии изучена структура полученных слитков. В частности, на рис. 1а приведена фотография монокристаллического слитка моносилцида железа, на рис. 1б - изображение поверхности полированного среза, параллельного плоскости типа {111}, в отраженных электронах, свидетельствующее о том, что разориентировка блоков не превышает долей градуса.

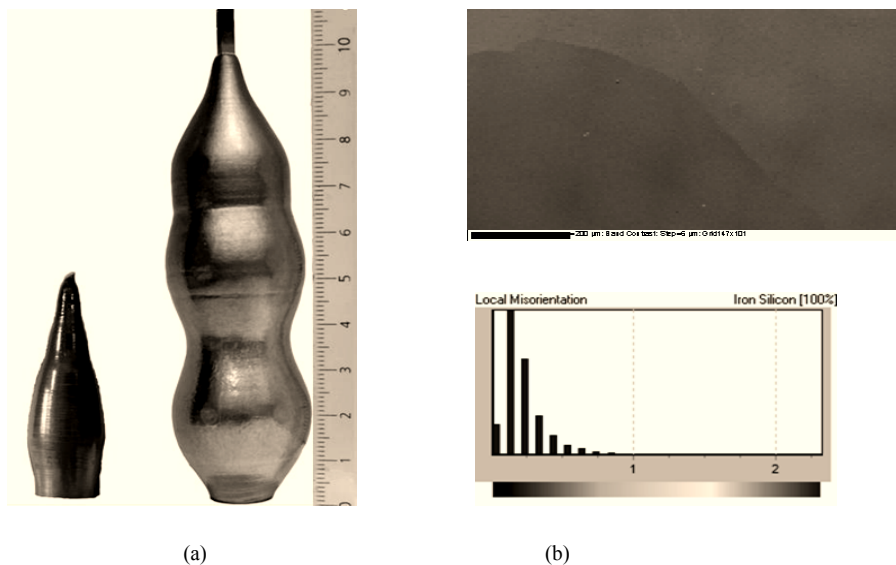


Fig.1. a – FeSi single crystals; b – SEM image of a polished {111} – surface.

Измерения ТКЛР для сплавов $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ ($0 < x < 1$), проведенные при помощи емкостного dilatометра, показали, что для чистого моносилцида железа ($x = 0$) он составляет величину, близкую к $3,2 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ в диапазоне температур от 300 до 1000 К. Результаты эксперимента хорошо согласуются с теоретическими расчетами, проведенными в [3]. Для нитрида галлия, по данным [4], коэффициент линейного расширения составляет величину $5,2 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$.

Поскольку моносилцид железа при температурах ниже 300 К является узкощелевым полупроводником с шириной запрещенной зоны 0,05 эВ, а выше 300 К для него характерна проводимость металлического типа [1], то электрические свойства контакта металл – полупроводник (т.е. GaN или другие нитриды), возможно, могут быть использованы для создания светодиодов и других устройств.

- [1] Повзнер А.А., Волков А.Г., Баянкин П.В., ФТТ, **40** (8)1437 (1998)
- [2] Hunt M.B., Chernikov M.A., Felder E. Low, Phys. Rev. B, **50** (20) 14933 (1994)
- [3] О.В. Аношина, А.Г. Волков, А.А. Повзнер, Известия вузов. Физика. (7) 21 (2003)
- [4] Semiconductors. Group IV Elements and III-V Compounds. Ed. Madelung O. Berlin, Heidelberg.: Springer-Verlag. 164p. (1991)

GROWTH AND CHARACTERIZATION OF TRANSITION METALS SILICIDE SINGLE CRYSTALS AS POSSIBLE SUBSTRATES FOR GALLIUM NITRIDE EPITAXIAL LAYERS

A.Yu.Bunkin, A.A.Povzner*

Urals State Technical University - UPI, Mira St.19, 620002, Ekaterinburg,

+7(343)3754456, e-mail: povz@kf.ustu.ru

It is evident that the quality of gallium and aluminum nitride epitaxial layers, as of other semiconducting materials, is governed mainly by the substrate material. The main criterion here is the correlation of the lattice parameters of the material settled and of the substrate. The second factor is the thermal expansion coefficient. The parameters of traditionally used substrates such as sapphire or silicon carbide differ significantly from that for GaN (by 15% and 3.5%, respectively). So the search of alternative substrate materials is actual enough till now.

In the present paper we report the results of growth and characterization of single crystals of FeSi, CoSi and MnSi which in our opinion may be of some interest for researchers and technologists as a substrate material for epitaxial growth of GaN. The main reason for it is the minor discrepancy of lattice parameters of silicides and gallium nitride. Namely, for {111} FeSi plane and (0001) GaN plane the discrepancy is less than 0.05%. Crystals of the compounds mentioned above have been grown by Czochralski technique and examined using metallography and scanning electron microscopy. Misorientation of mosaic fragments in the boules obtained does not exceed 0.5° . Thermal expansion coefficient measurements gave the value of $3,2 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$.

ВЫЯВЛЕНИЕ ДЕФЕКТОВ В СВЕТОДИОДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ InGaN/AlGaIn/GaN МЕТОДАМИ ЦКЛ И ЦКЛ-ВСП В РЭМ

А.И. Габельченко¹, П.В. Иванников¹

¹ МГУ им. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы, дом 1, строение 2, 119991, Москва, тел. +7(495)9394829, e-mail: petr@ccl.msu.su;

Исследования светодиодных гетероструктур на основе InGaN/AlGaIn/GaN методами цветной катодолюминесценции (ЦКЛ) и цветной катодолюминесценции с высоким спектральным разрешением (ЦКЛ-ВСП) в РЭМ проведены с целью выявления и локализации ростовых дефектов в структурах и определения их влияния на свойства светодиодов. Исследования проводились с помощью РЭМ «СТЕРЕОСКАН МК ПА», оснащенного трехканальной приставкой для получения КЛ изображений в режиме реальных цветов, сопряженной с компьютером. Для спектрального анализа КЛ излучения в реальных цветах (ЦКЛ) использовались широкополосные перекрывающиеся светофильтры, имеющие максимумы пропускания на длинах волн 450 нм – В, 540 нм – G и 670 нм – R, соответствующие спектральной чувствительности человеческого глаза.

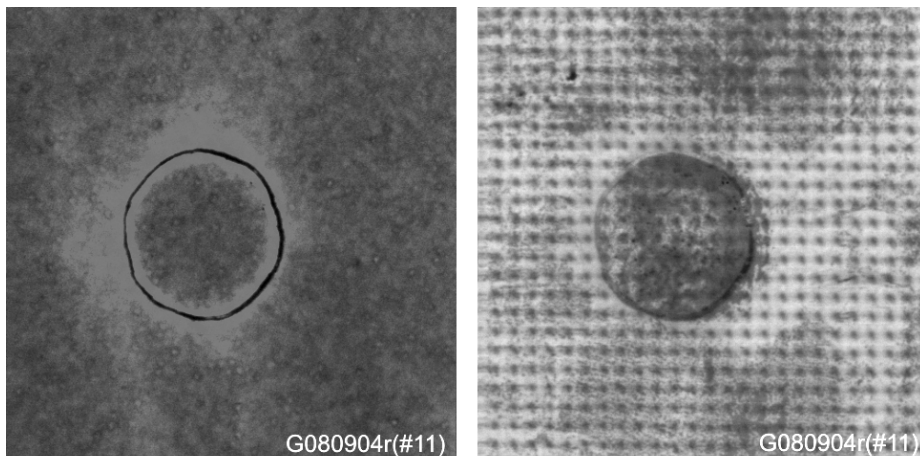
Для спектрального анализа с высоким спектральным разрешением (ЦКЛ-ВСП) использовался набор узкополосных светофильтров с полосой пропускания ~ 30 нм, с максимумами полос пропускания на длинах волн 420, 450 и 480 нм, установленных в каналах В, G и R цветоанализатора, соответственно. При этом обеспечивалось перекрытие основной полосы излучения активной области образцов. Исследования проводились при ускоряющих напряжениях 3.5, 5, 10, 15, 20 кВ и температуре образца около 300 К. При каждом ускоряющем напряжении снималась серия изображений каждого из образцов при неизменных параметрах электронного зонда и регистрирующей аппаратуры, что позволило сравнить образцы по эффективности излучения КЛ.

Исследование рельефа поверхности образцов осуществлялось в режимах регистрации вторичных электронов (ВЭ) и композитного (ЦКЛ+ВЭ) контраста, позволяющего отображать сигнал ЦКЛ и ВЭ на одном изображении и устанавливать пространственную корреляцию между топографией поверхности и распределением центров люминесценции.

Исследованы светодиодные структуры, выращенные в лаборатории фирмы «Светлана-Оптоэлектроника». Во всех образцах наблюдалась неоднородность интенсивности излучения по поверхности пленок с характерным размером 20 – 100 мкм. Неоднородность положения основной спектральной полосы излучения квантовых ям по поверхности образцов не выявлена.

При ускоряющих напряжениях 5 – 20 кВ один из образцов имел приблизительно в 2 раза меньшую интенсивность КЛ по сравнению с остальными. При ускоряющем напряжении 3.5 кВ (максимальная глубина возбуждения порядка 0.1 мкм) обнаружено существенное увеличение различий по интенсивности КЛ для разных образцов по сравнению с экспериментами при более высоких энергиях. Так как основной вклад в КЛ сигнал дает излучение из области квантовых ям, то данный эффект, вероятно, связан со следующими факторами: разной толщиной р-области в образцах; разной диффузионной длиной носителей заряда в р-области; сильно различающейся скоростью поверхностной рекомбинации в образцах. При ускоряющем напряжении 5 кВ наблюдался максимальный контраст неоднородностей КЛ во всех образцах, что указывает на их локализацию на глубине приблизительно 0.2 мкм от поверхности, что соответствует положению гетерограницы между InGaIn/GaN MQW активной областью и р-GaN контактным слоем.

В результате сравнительных исследований образцов, выращенных на текстурированных и обычных подложках, выявлена повышенная концентрация дефектов в структурах на текстурированных подложках, а также прорастание рельефа подложки на поверхность структуры.



a)

б)

Рис.1. ЦКЛ (а) и ВЭ (б) изображения образца G080904г(#11). Один из округлых дефектов структуры и мелкие углубления, связанные с прорастанием рельефа подложки. Ширина изображений 0.2мм.

DETECTION OF DEFECTS IN InGaN/AlGaIn/GaN-HETEROSTRUCTURES USING TRUE COLOR AND NARROW-BAND COLOR CATHODOLUMINESCENCE SEM-MODES.

P.V. Ivannikov^{L}, A.I. Gabelchenko¹*

¹Moscow State University, Physics Department, Leninskie Gory, 119992 Moscow, Russia,
phone: +7(495)9394829, e-mail: petr@ccl.msu.su;

One of the effective methods for GaN structure characterization is use the SEM in the color cathodoluminescence (CCL) mode. The CCL system can operate with a standard RGB-set of optical filters for obtaining true color image. To improve spectral resolution we used a set of narrow band filters that have overlapped spectral characteristics with the maximal transparencies at the wavelengths: 420, 450 and 480 nm.

This method was applied to study defects in InGaN/AlGaIn/GaN LED structures grown by MOCVD-technique. A new method allowed visualizing spectral non-homogeneity of luminescence in quantum wells in some LEDs structures. For all specimens non-homogeneity of quantum efficiency was discovered, with the typical size of non-homogeneous field of 20-100 microns. Some characteristic defects of structures grown on textured substrates were discovered.

ДЕГРАДАЦИЯ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР InGaN/GaN ПРИ ОБЛУЧЕНИИ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

А.В.Градобоев^{1,2}, А.А.Вилисов², П.В.Рубанов¹, И.А.Асанов²

¹ Юргинский технологический институт Томского политехнического университета, ул. Ленинградская, 26, 652050, Юрга, тел. +7(913)8668405, e-mail: gradoboev1@mail.ru
² ОАО «НИИПП», ул. Красноармейская, 99а, 634034, Томск

В настоящее время гетероструктуры InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами широко используются для изготовления светодиодов (далее СД) видимого диапазона различного назначения [1]. Данные СД могут использоваться для самых разнообразных целей, в том числе они могут работать в условиях действия различных радиационных полей. Анализ имеющихся литературных данных показывает, что к настоящему времени практически отсутствуют сведения о стойкости таких СД к воздействию радиационных полей.

Цель работы – исследовать деградацию СД на основе InGaN/GaN при облучении быстрыми нейтронами.

В качестве объектов исследования в работе использовались СД синего, зеленого и белого цвета, изготовленные на основе гетероструктур InGaN/GaN с квантовыми ямами на основе излучающих чипов разных фирм. При этом белые СД были изготовлены на основе синих кристаллов с использованием люминофора. До и после облучения для каждого СД измеряли люмен-амперные (ЛюмАХ), вольт-амперные (ВАХ), вольт-фарадные (ВФХ) характеристики и спектры излучения. Облучение СД быстрыми нейтронами проводили в пассивном режиме.

На рис.1 представлены типичные ЛюмАХ и ВАХ СД, исследованных в данной работе, до облучения. Видно, что зависимость светового потока от рабочего тока может быть описана степенной функцией для всех исследуемых типов СД в достаточно широком диапазоне токов. В то время как для ВАХ наблюдается экспоненциальная зависимость при токах более 10 мА. Это может быть обусловлено изменением вклада контактного сопротивления в зависимости от рабочего тока.

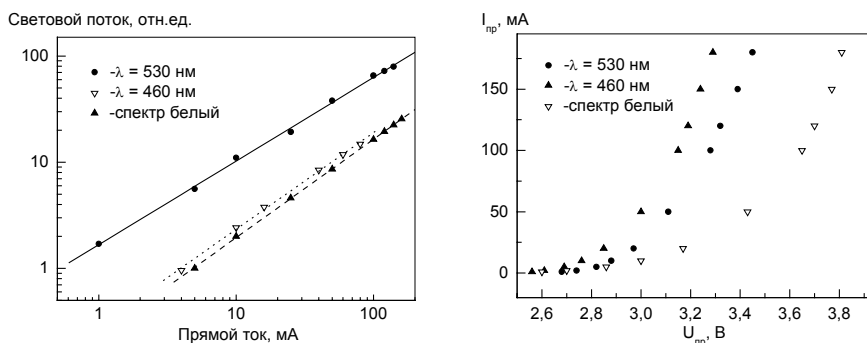


Рис.1 Типичные люмен-амперные и вольтамперные характеристики СД

В результате исследований установлено, что скорость уменьшения светового потока СД при облучении быстрыми нейтронами зависит от величины рабочего тока, как это показано на рис.2. Подобное поведение было обнаружено нами ранее для СД ИК-диапазона на основе гетероструктур AlGaAs [2].

Результаты, представленные на рис.2, позволяют также выделить два характерных этапа деградации СД при облучении быстрыми нейтронами. В области низких флюенсов нейтронов (этап I) наблюдается введение ограниченного числа центров безызлучательной рекомбинации. Это позволяет предположить, что на данном этапе наблюдается только перестройка имеющейся дефектной структуры при облучении, что приводит к введению ограниченного числа центров безызлучательной рекомбинации. Этот процесс может быть связан с радиационной перестройкой комплексов [Mg-H] [3]. На втором этапе (область больших флюенсов нейтронов) деградация светового потока напрямую связана с вводимыми радиационными дефектами.

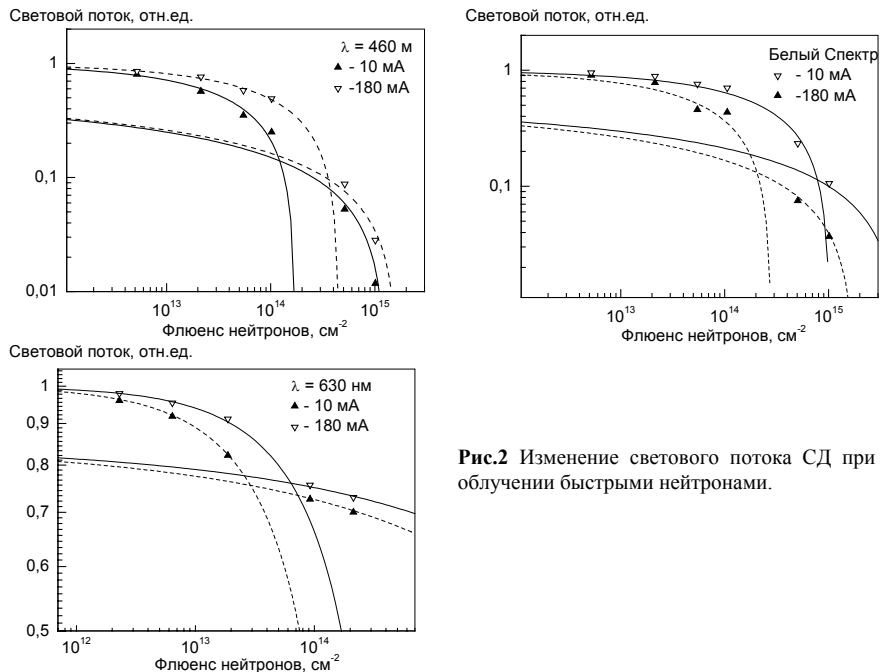


Рис.2 Изменение светового потока СД при облучении быстрыми нейтронами.

Измерения ВФХ, ВАХ после облучения быстрыми нейтронами не обнаруживают заметных изменений, что позволяет сделать вывод о том, что электрофизические характеристики исследуемых структур остаются без изменений.

Установленные закономерности (зависимость степени деградации СД от величины рабочего тока, два характерных этапа деградации) являются общими для всех исследуемых в данной работе разновидностей СД на основе гетероструктур InGaN/GaN.

[1] A.E.Yunovich. Light Emitting Diodes as the Base of illumination in the Future / *Light & Engineering*, 2003, v. 11, P.5-12.
 [2] A.В.Градобоев, П.В.Рубанов // Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах: Труды V Международной конференции. – Томск, 2006. – С.292-295.
 [3] G.Salvati, F.Rossi, N.Armani, N.Pavesi, M.Manfredi, G.Meneghesso, E.Zanoni, A.Castaldini, A.Cavallini // *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* – 2004, v.27, № 1-3/ - P.345-348.

DEGRADATION OF LIGHT-EMITTING DIODES ON THE BASIS OF HETEROSTRUCTURES InGaN/GaN AT AN IRRADIATION FAST NEUTRONS

A.V.Gradoboev^{1,2}, A.A.Viliso², P.V.Rubanov¹, I.A.Asanov².

¹Yurga Technology Institute (branch) of Tomsk Polytechnic University,
Leningradskaya str, 26, 652050, Yurga, тел. +7(913)8668405, e-mail: gradoboev1@mail.ru

²JSC «RISD», Krasnoarmeyskaja Str., 99a, 634034, Tomsk

Results of research of degradation LEDs on the basis of heterostructures InGaN/GaN are presented at an irradiation by fast neutrons. It is established, that degree of degradation LEDs depends on value of a working current. The degradation process of decrease in luminosity is possible to present in the form of two stages: at I stage there is a radiating reorganisation of available defective structure on the basis of a complex [Mg-H], that leads to introduction of the limited number of the centres unradiate recombination; at II stage light exposure degradation is caused only by introduction of radiating defects.

РАЗРАБОТКА СВЕТОДИОДНЫХ МАТРИЦ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР InGaN/GaN/AlGaN

*В.А. Бурбин¹, А.М. Коновалов¹, А.А. Гусев², Е.Н. Енюшкина², А.А. Ефимов², А.Л. Кузнецов²,
Ю.А. Матвеев², А.Ю. Павлов^{2*}, В.А. Романько², А.А. Ткачева².*

¹ ФГУП «ГЗ «ПУЛЬСАР»», 105187, г. Москва, Окружной пр., дом 27;

² Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, 117105, г. Москва, Нагорный пр., дом 7, корп. 8/0, тел.: +7(499)1234464, e-mail: alexup@bk.ru;

Развитие нанотехнологий и организация серийного производства энергосберегающих устройств – важная задача электронного приборостроения на фоне уже сложившегося и развивающегося дефицита энергоресурсов.

Анализ рынков показывает, что как зарубежный, так и отечественный рынок для светоизлучающих устройств из светодиодов и светодиодных матриц для обычного освещения огромен и на настоящий момент полностью не заполнен по причине высокой стоимости приборов из-за дороговизны технологии и материала, а главное из-за недостаточности инвестиций.

Учитывая важность проблемы, целью настоящей работы является разработка конструкции и технологии изготовления высокоярких светодиодных чипов на основе системы InGaN/GaN отечественного производства. Известно, что синий свет светодиодных чипов на основе широкозонной системы InGaN/GaN/AlGaN с помощью люминофоров [1] легко преобразуется в белый свет, пригодный для освещения.

Задача усложнялась тем, что гетероструктуры на основе GaN в России выращиваются в основном на сапфире (Al₂O₃). Этот материал имеет очень плохую теплопроводность, в связи с чем организовать теплоотвод от p-n перехода при прямой посадке светодиодного чипа на держатель практически невозможно. В связи с этим необходимо применять так называемую «flip-chip» посадку чипа светодиода на держатель, что приводит к особенностям в распределении электронных потоков через p-n переход.

Выбор оптимальной конструкции, технологии изготовления и метода монтажа данного светодиодного чипа в конечном итоге определяют максимальную светоотдачу, наработку на отказ и энергопотребление светоизлучающего устройства на его основе.

Основу оптимальной конструкции определяет требование по равномерному распределению плотности тока между электродами чипа. Это определяет эффективную площадь излучения света светодиодной структурой и, в конечном итоге, светоотдачу чипа и его надежность.

Основу технологии изготовления светодиодного чипа составляют следующие важнейшие технологические операции:

- формирование меза-структуры;
- выбор композиции металлов для омического контакта к «р» - типу GaN и «n» - типу GaN, а также оптимальный режим плавления данных контактов;
- выбор диэлектрического покрытия с целью защиты и пассивации поверхности чипа;
- гальваническое осаждение золота на контактные площадки анода и катода, которое создает возможность монтажа чипа методом «flip -chip»;
- химико-механическая шлифовка сапфировой подложки до толщины 150мкм;
- разделение пластины на чипы.

Качество данного технологического процесса изготовления чипа определяет в дальнейшем надежность и энергопотребление чипа, а, следовательно, и всего светоизлучающего устройства.

Разрабатываемая технология предполагает изготовление чипов с температурой p-n перехода не более 130°C, что обеспечит надежность и длительность работы устройства [2].

В основу разработки была положена гетерозитаксиальная структура с системой множественных квантовых ям (МКЯ) GaN/InGaN. Использовался МОС-гидридный метод осаждения из газовой фазы (МОСVD), реализуемый на установке D-180 фирмы Veeco.

Конструкция, показанная на рисунке 1, показала лучшие результаты по светоотдаче, Топология данной конструкции была позаимствована из СВЧ транзисторной структуры, собираемой как раз методом обратного монтажа.

Принципиальное отличие данной конструкции в том, что площадь излучения разбита на 5-ть элементарных светодиодов, суммирование площадей которых составляет 0,1мм², а зазор между анодом и катодом составил 5 мкм. Эти значения практически не отличаются от литературных данных [3].

Для устранения термической деградации светодиодного чипа требуется его монтаж на радиатор или теплопоглощающую подложку. Надо было максимально приблизить p-n переход

чипа к теплоотводящей поверхности. Технология обратного монтажа (flip- chip) позволила расположить p-n переход практически на теплоотводе. Использование керамики AlN с высокой теплопроводностью привело к значительному увеличению эффективности светодиодных чипов на высоких токах. Выход излучения при этом происходит через основание Al_2O_3 , коэффициент прозрачности которого в области данных длин волн составляет 0,8 [4].

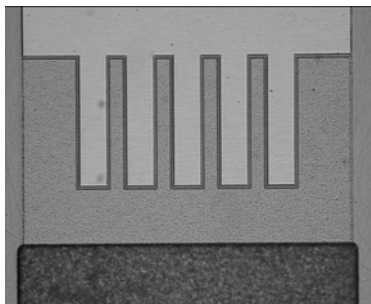


Рис. 1. Конструкция, изготовленного светодиода.



Рис. 2. Светодиодная лампа, выполненная в цоколе E27.

Измерения светоотдачи были проведены на фирме ЛИСТ Инжиниринг по методикам, предложенным в [2]. Измерения показали, что средние по качеству светодиодные чипы имеют светоотдачу до 7 лм/Вт и к.п.д. до 2% (режим измерения $I=350$ mA, $U=3,5$ V). Столь низкие значения светоотдачи и к.п.д. связаны, очевидно, с недостаточной чистотой и кристаллическим совершенством структуры, поскольку они очень сильно влияют на выход излучательной рекомбинации [4].

На базе полученных чипов была создана светодиодная матрица. Данная матрица включает в себя последовательное соединение 56 чипов, смонтированных методом обратного монтажа на теплопроводящей керамике AlN. Данная матрица является основой конструкции светодиодной лампы (Рис. 2), выполненной в цоколе E27, включающей в себя печатную плату с AC/DC преобразователем и выходным напряжением 150 В.

Лампа с цоколем E27 является стандартным элементом для бытовых осветительных устройств

[1]. М.Л. Бадгутдинов, Е.В.Коробов и др. Спектры люминесценции, эффективность и цветовые характеристики светодиодов белого свечения на основе p-n гетероструктур InGaN/GaN, покрытых люминофорами «Физика и техника полупроводников», 2006, том 40, вып. 6, стр.758-763.

[2]. С. Никифоров. Проблемы, теория и реальность светодиодов. «Компоненты и технологии», №5, 2005 г., стр.176-185

[3]. Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг. Механизмы протекания тока в омических контактах металл-полупроводник, Физика и техника полупроводников, 2007, том 41, вып. 11, стр.1281-1308.

[4]. Л. Коган «Электронные компоненты», Современное состояние полупроводниковых излучающих диодов, №2, 2000г., стр. 22-27.

DEVELOPMENT OF THE TECHNOLOGY OF MANUFACTURING OF LED MATRIXES ON THE BASIS OF HETEROSTRUCTURES InGaN/GaN/AlGaN

V.A. Burobin¹, A.M. Kononov¹, A.A. Gysev², E.N. Enushkina², A.A. Efimov², A.L. Kuznetsov², Y.A. Matveev², A.Y. Pavlov^{2}, V.A. Romanko², A.A. Tkacheva²*

¹ State Plant «Pulsar», 105187, Moscow, Okruzhnoy proezd, 27;

² Institute of ultra high frequency semiconductor electronics of RAS, 117105, Moscow, Nagornii proezd 7, korp. 8/0, tel.: +7(499)1234464, e-mail: alexup@bk.ru;

The technology of manufacturing of LED chips desined on the basis of heterostructures InGaN/GaN/AlGaN, being the basis for LED matrixes. Samples of chips, and also matrixes on their basis are obtained. The action mock-up energysafe of a bulb in a standart pedestal with an AC/DC by transformation is generated.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОФИЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНДИЯ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ГЕТЕРОСТРУКТУР InGaN/GaN НА ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

*А.А. Арендаренко, И.Г. Ермошин**, Ю.Н. Свешников, И.Н. Цыленков
 ЗАО «Элма Малахит», Москва, Зеленоград, проезд. 4922, д.4, стр.3.
 тел. +7(499)732-57-72, e-mail: ermivan@rambler.ru;

Проведено исследование влияния профиля распределения индия в квантовых ямах на внешний квантовый выход, однородность распределения значений длины волны излучения в максимуме спектра и однородность распределения мощности излучения по площади структуры.

Было исследовано три варианта профиля распределения индия в твёрдом растворе $In_xGa_{1-x}N$ по толщине квантовой ямы (рис. 1) которые формировались посредством программируемого изменения расхода триметилиндия во время роста КЯ, на основании результатов проведенных исследований, которые показали, что содержание индия в твёрдом растворе $In_xGa_{1-x}N$ линейно растёт с увеличением расхода ТМІ. Содержание индия в $In_xGa_{1-x}N$ – квантовой яме $X=10,3\%$, соответствует отношению расходов $TMI/(TMG+TMI)=0,2$.

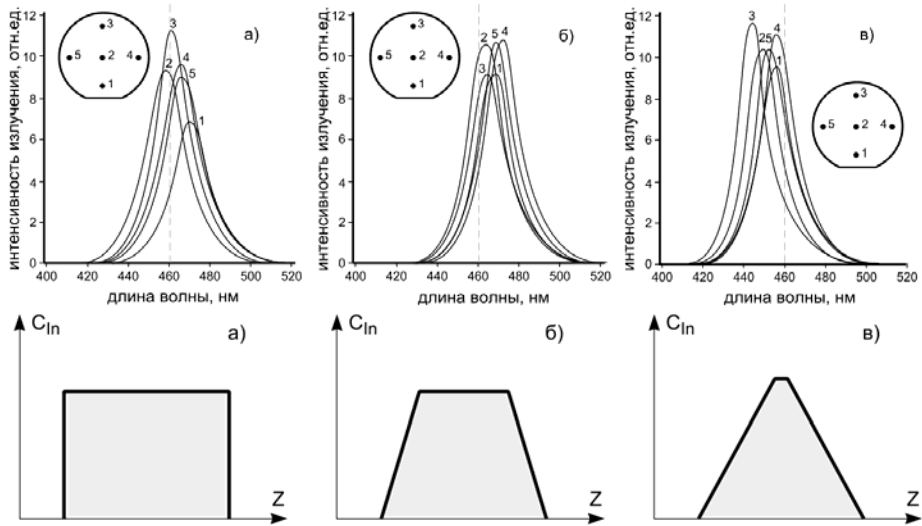


Рис. 1. Вид спектров ЭЛ в различных областях гетероструктур 1-5 в зависимости от соответствующих профилей распределения индия по толщине КЯ:
 а) прямоугольный; б) трапецевидный; в) квазитреугольный.

На рис. 1 приведены экспериментальные данные по спектрам ЭЛ в различных областях поверхности гетероструктуры для трёх профилей распределения индия: «прямоугольного» (резкие границы раздела между ямами и барьерами), «трапецевидного» (плавное распределение с градиентом 0,2 об.доли In/nм) и «треугольного» (ещё более плавное распределение с градиентом 0,12 об.доли In/nм). Как видно на рис. 1 и рис. 2, наилучшие результаты получены при трапецевидном распределении. При таком характере распределения индия по толщине КЯ имеет место также наименьший разброс значений длины волны излучения в максимуме спектра и наилучшая однородность распределения мощности излучения по площади структуры (рис. 2).

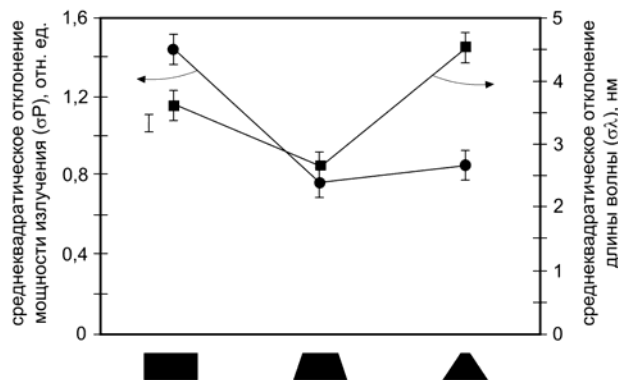


Рис. 2. Зависимость однородности распределения мощности излучения (σ_P) и однородности распределения значений длины волны в максимумах спектров (σ_λ) от профиля распределения индия по толщине КЯ

Следует также отметить, что при трапециевидном распределении индия в квантовых ямах абсолютная величина квантового выхода была на 10-20% больше, чем при обычно принятом прямоугольном резком распределении, что, вероятно, связано с меньшими механическими напряжениями на границах раздела между ямами и барьерами. Очевидные преимущества трапециевидного распределения позволили считать его основным при совершенствовании технологии выращивания светодиодных гетероструктур, разрабатываемой в настоящей работе.

INVESTIGATION OF INDIUM CONCENTRATION PROFILE IN InGaN/GaN MQW OF BLUE LED STRUCTURES INFLUENCE ON OPTICAL PROPERTIES

*A.A. Arendarenko**, I.G. Ermoshin, U.N. Sveshnikov, I.N. Ciplenkov
 JSC «Elma Malahit», Moscow, Zelenograd, road. 4922, building.4, constr.3.
 tel. +7(499)732-57-72, e-mail: ermivan@rambler.ru;

Indium concentration profile in InGaN/GaN MQW of blue LED structures was investigated in connection with optical properties. Three different profiles such as rectangular, trapezium and triangular were compared. It was found that in trapezium profile with 0.12 vol.unit/nm gradient results in increase of wavelength uniformity and EL intensities (by 10-20 percent) of emitting light.

ИОННО-ПЛАЗМЕННАЯ ОБРАБОТКА ДИОДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

А.В. Желаннов^{1,2}, В.Е. Удальцов²*

¹ ОАО «ОКБ - Планета», ул. Федоровский ручей, 2/13, 173004, г. Великий Новгород, тел. +7(905)291-96-93, zhelannovav@mail.ru

² Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого, Б. С.-Петербургская, 41, 173004, г. Великий Новгород, тел. +7(911)6178167, veou@list.ru

Постростовые процессы в производстве полупроводниковых приборов определяют достижимые параметры и надежность приборов. Наиболее ответственными операциями постростовой обработки светодиодных структур являются: формирование мезаструктуры за счет селективного удаления слоев и создание омических контактов.

В наших экспериментах операции селективного удаления слоев проводились на компактной установке ионно-реактивного плазменного травления типа CS – 1701 [1].

Установка позволяет прецизионно удалять металлы, силикаты, компаунды, соединения нитридов, оксидов, фоторезисты. Прецизионность травления обеспечивается за счет точного дозирования газовой смеси и регулирования мощности ВЧ генератора от 50 до 600Вт. Для этого используются от одного до четырех электронных контроллеров подачи газов, что позволяет программно задавать и стабилизировать давление в плазменной камере при разных расходах газов.

Как известно, при формировании контактной системы в светодиодах на основе двойной гетероструктуры AlGaIn/InGaIn с квантовыми ямами, необходимо удалять часть р-области для нанесения металлизации на базовый п-слой. При решении этой задачи приходится применять защитные маски из фоторезиста и металлов, наносить слои двуокиси кремния и контактных сплавов, а затем полностью или селективно их удалять. Нами проведена серия экспериментов по формированию светодиодных мезаструктур, при этом селективное травление слоев нитрида галлия р-типа осуществлялось методом ионно-плазменного распыления в атмосфере аргона. Для обеспечения селективности ионного травления предварительно создавалась маска из слоя титана толщиной 0,25 мкм, нанесенного методом электронного испарения в вакууме. Скорость ионного травления слоев GaN составляла от 1,8 до 2,3 нм/мин, а весь процесс удаления р-слоя длился около 2,5 часов. Удаление защитных слоев фоторезиста, металлической маски и SiO₂ проводилось как традиционными химическими методами, так и методом ионно-химического плазменного травления в смеси CF₄ (фреон 14) и кислорода. В последнем методе в зависимости от состава смеси скорость травления фоторезиста составляет от 0,1 до 1,0 мкм/мин. Скорость ионно-плазменного травления оксида кремния и титана достигала 0,03 мкм/мин. При увеличении процентного содержания кислорода скорость травления всех вышеперечисленных материалов уменьшается.

Контакты к п-типу GaN наносились методом электронного испарения титана и алюминия, в качестве контактирующего слоя к р-типу использовалась система никель/золото. После селективного удаления методом взрывной фотолитографии проводился отжиг контактов при температуре 800^oC в течение 1^h минуты в азоте.

В результате постростовых процессов изготовлены экспериментальные образцы кристаллов для светодиодов (чипов) размером 0,38×0,38 мм с приемлемыми электрическими параметрами.

[1] А. Иванов. Инф. бюллетень «Степень интеграции», 2009, №1, с.28., ЗАО Предприятие Остек.

[2] М. Шамаков и др., Технологии в электронной промышленности, 2008, №6, с.72.

IONIC-PLASMA PROCESSING OF GaN-BASED DIODE STRUCTURES

A.V. Zhelannov^{1,2}, V.E. Oudaltsov²*

¹ JSC «OCB - Planet», ul. Fedorovskiy ruchey, 2/13, 173004, g. Velikiy Novgorod, phone +7(905) 291-96-93, zhelannovav@mail.ru

² Novgorod State University, ul. Bolshaya St.Petersburgskaya, 41, 173004, Velikiy Novgorod, phone +7(911)6178167, veou@list.ru

In work the technology of creation of light-emitting diode structures on the basis of GaN/InGaIn is considered. Following operations are described: etching of a mesa structure, formation of ohmic contacts to n-and p-GaN. The opportunity of use of installation of ionic-plasma etching CS-1701 in technology of devices on the basis of GaN is considered.

КИНЕТИКА СПЕКТРОВ И ВОЛЬТАМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СИНИХ СВЕТОДИОДОВ

С.С. Стрельченко, Ю.П. Головатый, П.С. Захаров, Е.В. Проколкин*

Московский Государственный Технический Университет им. Н.Э. Баумана, Калужский филиал.
Ул. Баженова, 2, 248000, г. Калуга, тел. 74-21-80., e-mail:ftm@bmbstu-kaluga.ru

В ближайшем будущем ожидается массовый переход на полупроводниковые светодиодные (СД) источники освещения. В связи с этим стала актуальной проблема надёжности сине-фиолетовых СД на основе системы In-Ga-Al-N относительно процессов медленной деградации излучательных характеристик. Заявленные некоторыми фирмами-производителями длительности функционирования в десятки тысяч часов подвергнуты сомнению.

Для надёжного прогноза эксплуатационного времени жизни СД и совершенствования технологии необходимо глубокое понимание микроскопических механизмов деградации. В настоящее время природа этих механизмов не ясна. Высказаны соображения в пользу уменьшения внутреннего квантового выхода вследствие увеличения числа центров безызлучательной рекомбинации, ухудшения контактов и оптических характеристик структуры.

Цель нашей работы – исследование механизмов деградации коммерческих синих светодиодов. Методика исследования основана на изучении кинетики спектральных и вольтамперных характеристик (ВАХ) СД при различных рабочих температурах и токах. Такой подход позволяет разделить возможные токовые и тепловые факторы деградации. Последние, как правило, характеризуются энергией активации, по которой можно судить о механизме деградации.

Порядок проведения эксперимента следующий. Сначала снимается спектр и ВАХ СД при температуре окружающей среды $T_{cp} \approx 20^\circ\text{C}$, в «холодном» состоянии. Затем СД нагревается в печи до температуры $T_n \leq 120^\circ\text{C}$ и через 1 час работы при токе 1 mA снимается спектр в «горячем» состоянии. Спустя ещё 1 час работы в этом же режиме печь и СД отключаются. После естественного охлаждения до температуры измерения повторяются в той же последовательности.

Кинетика спектров и ВАХ обнаружила интересные закономерности. Ниже приведены результаты для двух однотипных СД из одной партии. Наробotka составила 44 часа для первого светодиода (СД1) и 38 часов для второго светодиода (СД2).

Спектр излучения состоял из двух пиков – синего с максимумом на длине волны $\lambda \approx 460\text{ nm}$, и ИК с максимумом на длине волны $\lambda \approx 910\text{ nm}$. Начальное отношение максимумов синего и ИК пиков равнялось 5 (рис.1). Мощность в синем пике диода СД1 оставалась постоянной в течение 4 часов, затем резко возрастала в 5 раз и в дальнейшем практически не изменялась. У СД2 начальный рост мощности в синем пике оказался слабее и не столь резким (рис. 2). Начальная мощность излучения СД2 в «горячем» состоянии I^G была на 10-15% ниже мощности излучения в «холодном» состоянии I^X . Отношение $\frac{I^G}{I^X}$ для обоих пиков изменялось со временем немонотонно – резко падало в первые 4 часа наработки, затем за 2-4 часа возрастало, до начального значения, после чего медленно стремилось к 1, при этом для ИК пика оно меньше, чем для синего пика. Временная зависимость отношения мощностей ИК и синего пиков также оказалась немонотонной – резко росла в течение первых 4-6 часов, а затем практически линейно убывала со скоростью $0,0002\text{ ч}^{-1}$ в «горячем» состоянии и $0,0001\text{ ч}^{-1}$ в «холодном» состоянии.

ВАХ обоих СД имели типичный «диодный» вид и в полулогарифмическом масштабе состояли из трёх участков - низковольтного «рекомбинационного», среднетокового «диффузионного» и высоковольтного «омического». Но параметры ВАХ на этих участках оказались нетипичными. Коэффициенты неидеальности примерно вдвое превосходили таковые у обычных гомодиодов и при этом изменялись в процессе наработки. Токи насыщения обоих участков ВАХ также обнаружили временную зависимость. Все временные зависимости у СД1 и СД2 оказались противоположными. У СД1 рекомбинационный коэффициент неидеальности и логарифм рекомбинационного тока насыщения линейно растут со временем, а диффузионный коэффициент неидеальности и логарифм диффузионного тока насыщения после начального резкого падения практически не изменяются. У СД2, наоборот, рекомбинационный коэффициент неидеальности и логарифм рекомбинационного тока насыщения линейно убывают со временем, диффузионный же коэффициент неидеальности и логарифм диффузионного тока насыщения после начального резкого роста переходят в стадию

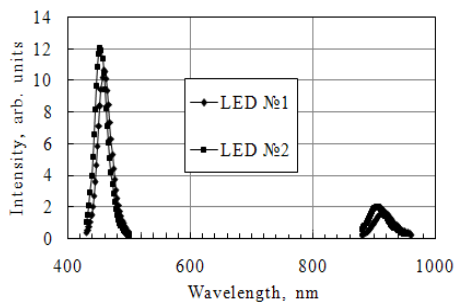


Рис. 1. Начальные спектры светодиодов.

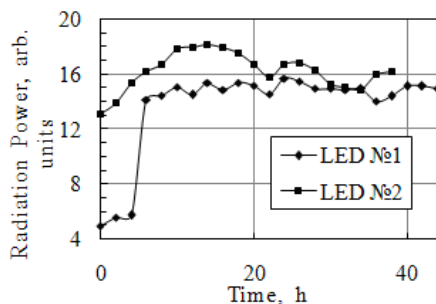


Рис. 2. Кинетика мощностей излучения светодиодов.

медленного линейного роста. Столь же противоположно поведение СД на омическом участке ВАХ. У СД1 в процессе наработки дифференциальное сопротивление испытывает начальный резкий и последующий медленный рост. У СД2 после начального резкого падения дифференциальное сопротивление остаётся практически неизменным.

Мощность излучения светодиода Φ пропорциональна току накачки J , внутреннему квантовому выходу η_i и коэффициенту вывода излучения η_{out} , $\Phi = \eta_{out}\eta_i J$. Поскольку измерения спектров производились при постоянном токе, деградация мощности излучения может быть обусловлена, прежде всего, уменьшением η_i . Причину его в случае InGaN связывают с распадом активной области на фазы, соответствующие границам области несмешиваемости системы InN-GaN [1]. Образовавшиеся узкозонные фазы служат центрами безызлучательной рекомбинации. Согласно теории Шокли-Рида-Холла, скорость безызлучательной рекомбинации пропорциональна плотности этих центров N_t . Наши данные по параметрам ВАХ указывают на нелинейное (по степенной или экспоненциальной зависимости) эффективное убывание N_t . Это необычное поведение ВАХ нуждается в дополнительном исследовании.

[1] Omkar Jani, Hongbo Yu, Elaissa Trybus, Balakrishnam Jampana, Ian Ferguson, Alan Doolittle, Christiana Honsberg. 22nd European Photovoltaic Solar Energy Conference, Milan, 3-7 September 2007.

SPECTRA AND I-V CHARACTERISTICS KINETICS OF BLUE LEDS

S.S. Strelchenko, Y.P. Golovaty, P.S. Zakharov, E.V. Prokolkin

Bauman Moscow State Technical University, Kaluga branch.

Bazhenov st., 2, 248000, tel. 74-21-80, e-mail:ftm@bmsu-kaluga.ru

Spectra and I-V characteristics of commercially available LEDs had been investigated at room and elevated temperatures. It had been shown drastically different behavior of LEDs from the same batch. Spectral and I-V characteristics of LED1 indicate on growth of recombination current and ideality factor, whereas internal quantum efficiency stays almost constant. But the same data of LED2 is in controversy with previous conclusion - recombination current and ideality factor decrease as radiation power decrease with time. There need further investigation to elucidate this problem.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛЕНКИ НИТРИДА АЛЮМИНИЯ ПРИ ТЕРМОХИМИЧЕСКОЙ НИТРИДИЗАЦИИ САПФИРА

Х.Ш.-о. Калтаев, Н.С. Сидельникова, С.В. Низжанковский, А.Я. Данько, М.А. Ром, М.В. Доброворская.

НТК “Институт монокристаллов” Национальной Академии Наук Украины.

Пр. Ленина, 60, 61001, Харьков, Украина.

тел. +38 (057) 341-02-78, e-mail: danko@isc.kharkov.ua.

Исследование эффекта трансформации приповерхностного слоя сапфира в фазы нитрида и оксинитрида алюминия при восстановительном отжиге в присутствии азота [1] показало возможность получения пленок нитрида алюминия новым способом - методом термохимической нитридации сапфира [2]. Метод прост в реализации и позволяет при 1400 °С получать на поверхности сапфира пленки нитрида алюминия толщиной 100-800 нм, характеризующиеся полужириной кривой качания 0.5 °.

Предварительные исследования показали диффузионный характер образования пленки нитрида алюминия. В данной работе представлены результаты исследования восстановительных и диффузионных процессов, протекающих в сапфире при его нитридации в восстановительной среде (N₂+CO). На основании термодинамических расчетов и анализа экспериментальных данных определены условия восстановления сапфира газообразным восстановителем, растворения в нем азота и образования в приповерхностном слое фазы нитрида алюминия. По изменению спектров поглощения сапфира под воздействием азотсодержащих восстановительных сред установлено, что в восстановительных условиях происходит растворение азота в сапфире, сопровождающееся дополнительным образованием F⁺-центров и центров окраски в области 300-400 нм.

Профиль распределения азота и кислорода по глубине образца свидетельствует о диффузионном механизме образования пленки нитрида алюминия, но присутствие азота и пониженное по сравнению с эталонным образцом сапфира содержание кислорода наблюдается на глубине, значительно превышающей толщину пленки, определенную рентгенографическим методом, т.е. пленка занимает не всю диффузионную толщину. Установлено также, что вблизи границы пленки наблюдается локальное увеличение концентрации кислорода.

На основании полученных результатов механизм образования пленки рассматривается происходящим в три этапа: образование высокой концентрации анионных вакансий в поверхностном слое корунда, насыщение его азотом по вакансионному механизму с образованием твердого раствора, при достижении в локальном объеме некоторой критической концентрации азота - распад пересыщенного раствора с выделением зародышей равновесных для данных условий фаз (AlON, AlN).

[1] Phase transformations at reduction of corundum / A. Y. Dan'ko, M. A. Rom, N. S. Sidel'nikova, Kh. Sh-o. Kaltaev, S. V. Nizhankovskiy, A. I. Fedorov // Functional Materials. – 2007.-14, № 4. 460-467.

[2] Obtainment of textured films of aluminum nitride by thermochemical nitridation of sapphire / Kh. Sh-o. Kaltaev, N. S. Sidel'nikova, S. V. Nizhankovskiy, A. Y. Dan'ko, M. A. Rom, P. V. Mateychenko, M. V. Dobrovorskaya, A. T. Budnikov. // Semiconductors. - 2009, Vol. 43, № 12. – P. 1606–1609.

THE FEATURES OF THE ALUMINUM NITRIDE FILM FORMATION AT THE THERMOCHEMICAL NITRIDATION OF SAPPHIRE

Kh.Sh-o. Kaltaev, N.S. Sidel'nikova, S.V. Nizgankovskiy, A.Y. Danko, M.A. Rom, M.V. Dobrovorskaya.

SSI “Institute for Single Crystals” NAS of Ukraine.

60 Lenin Ave, Kharkov, 61001, Ukraine.

phone. +38 (057) 341-02-78, e-mail: danko@isc.kharkov.ua.

Results of investigation of reducing and diffusive processes flowing in the sapphire at its nitridation in reducing media (N₂+CO) are presented. The dissolution of nitrogen in the sapphire under reducing conditions accompanied with additional formation of F⁺-centers and centers of colouring at 300-400 nm is found. The mechanism of aluminum nitride film formation at the thermochemical nitridation of sapphire is regarded.

СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛЕНОК НИТРИДА АЛЮМИНИЯ, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ НИТРИДИЗАЦИИ САПФИРА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГАЗООБРАЗНЫХ ВОССТАНОВИТЕЛЕЙ (СО, Н₂)

Н.С. Сидельникова, М.А. Ром, Х. Ш-о. Калтаев, С.В. Низжанковский, А.Я. Данько.

Институт монокристаллов Национальной Академии Наук Украины.

Пр. Ленина, 60, 61001, Харьков, Украина.

тел. +38 (057) 341-02-78, e-mail: danko@isc.kharkov.ua.

Исследованы структурные и оптические характеристики пленок нитрида алюминия с ориентационными соотношениями: (0001)AlN//((0001)Al₂O₃) и (0001)AlN//((11 $\bar{2}$ 0)Al₂O₃), полученные методом термохимической нитридации сапфира [1, 2] при температуре 1400-1500 °С. Пленки толщиной от 100 до 3000 нм характеризуются полушириной кривой качания <1° и шероховатостью R_a на уровне 3 нм (при исходной шероховатости поверхности сапфировой подложки 2 нм). Установлено, что структурные и оптические характеристики существенно зависят от условий получения пленки. Спектры оптического пропускания T(λ) полученных пленок AlN содержат полосы поглощения в интервале ≈250-600 нм (≈5,2-2,5 эВ), связанные с наличием в решетке AlN структурных дефектов (вакансий азота и кислорода в положении азота). Установлена корреляция интенсивности поглощения в области перечисленных дефектов и восстановительного потенциала среды, в которой была получена пленка. Пики, связанные с наличием данных структурных дефектов, наблюдаются и в спектрах рентгено- и термолуминесценции.

[1] Phase transformations at reduction of corundum / A. Y. Dan'ko, M. A. Rom, N. S. Sidel'nikova, Kh. Sh-o. Kaltaev, S. V. Nizhankovskiy, A. I. Fedorov // Functional Materials. – 2007.-14, № 4. – P. 460-467.

[2] Obtainment of textured films of aluminum nitride by thermochemical nitridation of sapphire / Kh. Sh-o. Kaltaev, N. S. Sidel'nikova, S. V. Nizhankovskiy, A. Y. Dan'ko, M. A. Rom, P. V. Mateychenko, M. V. Dobrovorskaya, A. T. Budnikov. // Semiconductors. - 2009, Vol. 43, № 12. – P. 1606–1609.

STRUCTURAL AND OPTICAL CHARACTERISTICS OF ALUMINUM NITRIDE FILMS OBTAINED AT THE SAPPHIRE NITRIDATION USING GASEOUS REDUCTUNTS (CO, H₂)

N.S. Sidel'nikova, M.A. Rom, Kh.Sh-o. Kaltaev, S.V. Nizgankovskiy, A.Y. Danko.

SSI "Institute for Single Crystals" NAS of Ukraine.

60 Lenin Ave, Kharkov, 61001, Ukraine.

phone. +38 (057) 341-02-78, e-mail: danko@isc.kharkov.ua.

Structural and optical characteristics of aluminum nitride films with orientational relations: (0001)AlN//((0001)Al₂O₃) и (0001)AlN//((11 $\bar{2}$ 0)Al₂O₃) obtained by the method of thermochemical nitridation of sapphire at temperature 1400-1500 °С are investigated. It has been found that structural and optical characteristics significantly depend of the film obtaining conditions.

ПОРИСТЫЙ InP КАК ПОДЛОЖКА ДЛЯ ПЛЕНОК InN

Я.О. Сычикова¹, В.В. Кидалов¹, Г.А. Сукач²

¹ Бердянский государственный педагогический университет, ул. Шмидта 4, 71118, Бердянск, Украина тел. +3(06153)46054, e-mail: V.V.Kidalov@mail.ru

² Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкарьова НАН Украины, Проспект Науки 41, 03028, Киев, Украина.

Нитрид индия обычно кристаллизуется в гексагональной решетке вюрцита (w-InN). Тонкие пленки получают катодным распылением или с помощью микроволновой газофазной эпитаксии из металлорганических соединений на различные подложки (наилучшие результаты известны для подложек из гексагонального сапфира Al₂O₃).

В работе [1] впервые использовался пористый монокристалл GaAs в качестве „мягкой“ подложки для получения пленок GaN методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Свойства высококачественных пленок GaN полученных на пористых подложках GaAs методом радикало-лучевой эпитаксии представлены нами в работе[2].

В нашей работе рассмотрена возможность получения тонких пленок InN на пористых подложках InP методом радикало-лучевой геттерирующей эпитаксии [3]. Главное отличие этого метода от традиционной эпитаксии в том, что один компонент поступает из газовой фазы (атомарный азот), а второй (индий) геттерируется из объема обрабатываемого кристалла. Вторая важная особенность радикало-лучевой геттерирующей эпитаксии связана с распределением температуры в реакторе. Обрабатываемый кристалл находится в узкой зоне высокотемпературной части реактора, составляющей его малую часть, а температура остальной части его ниже. Такой температурный профиль приводит к удалению примесей из зоны роста в низкотемпературную часть реактора, что обуславливает высокую чистоту формируемых слоев.

Образцы пористого фосфида индия выращивались методом анодного травления на подложке (100) сильнолегированного InP *n*-типа (концентрация примеси $2,3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Монокристаллы фосфида индия были изготовлены в лаборатории компании «Molecular Technology GmbH» (Берлин). В качестве электролита использовался раствор 5% HCl. Катодом в электрохимической ячейке служила пластина платины. Эксперимент проводился при комнатной температуре в темноте. Перед экспериментом образцы очищались в толуоле и изопропанол, после чего промывались в дистиллированной воде. Напряжение повышалось со временем со скоростью 1 В/мин до обнаружения величины порогового напряжения порообразования, которое в данном случае составило 3,5 В ($t=3$ мин). После этого был выбран режим фиксированного напряжения, при котором образцы травились еще 2мин. Рис.1 (а) демонстрирует изображение морфологии пористого образца фосфида индия, полученного путем электролитического травления *n*-InP (100) в растворе соляной кислоты. На рисунке можно видеть упорядоченный ансамбль пор, который образовался на подложке из монокристаллического фосфида индия. Поры проросли по всей поверхности слитка. Размер пор составляет в среднем 40нм толщина стенок пор в среднем до 5 нм.

Для удаления поверхностных оксидов с поверхности пористого InP использовали тепловое очищение образцов в потоке особо чистого водорода, оптимальная температура для очищения оксидов In₂O, InO, PO₂, P₂O₃ составила 500-600°C, время – 20мин. Сразу после тепловой очистки без напуска атмосферного воздуха проводился отжиг в плазме азота.

Отжиг пористого InP в течение 2 ч в плазме азота проводился в установке радикало-лучевой геттерирующей эпитаксии. В качестве источника азота использовался особо чистый аммиак. Расстояние между плазмой и обрабатываемым кристаллом регулировали магнитным полем, оптимальное расстояние составляло $d = 2\text{см}$.

Методом EDAX был установлен химический состав полученных пленок на пористых подложках фосфида индия. Анализ этих результатов показал, что на поверхности при определенных технологических условиях образуется стехиометрическая пленка InN (Рис. 1(б)).

На поверхности пористого InP методами оже – спектроскопии, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, вторичной ионной масс-спектроскопии было доказано образование пленок InN. По результатам оже-спектроскопии, толщина пленки InN составляла от 100 нм до 0,5 мкм в зависимости от технологических условий.

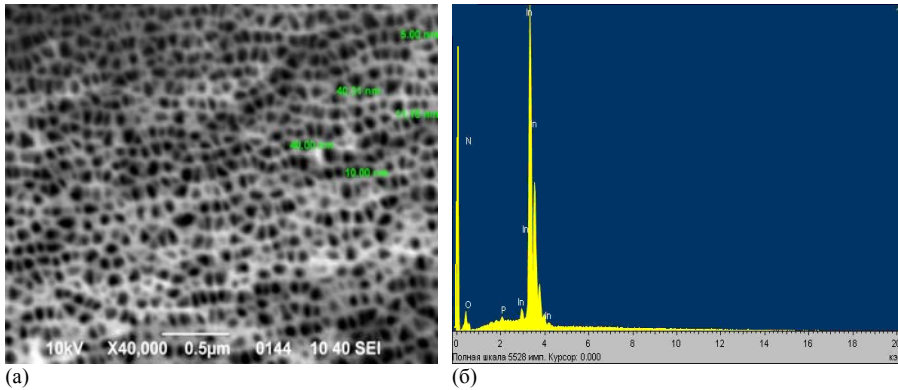


Рис.1. Морфология пористого InP по результатам SEM (а); Химический состав поверхности пористого образца n-InP отожженного в потоке атомарного азота, полученный методом EDAX (б)

По результатам атомно-силовой микроскопии установлено, что если размер кристаллитов пористой подложки InP меньше 100 нм, то происходит рост сплошной пленки InN в результате зарастания пор пористой подложки InP. Образующаяся в процессе отжига в потоке атомарного азота пленка InN, покрывает пористую подложку InP. Минимальное значение шероховатости пленки InN полученной на пористой подложке InP составило 25 нм.

- [1] В.В. Мамутин, В.П. Улин. Письма ЖТФ, **25**(1), 3 (1999).
 [2] V.V. Kidalov, G.A. Sukach. Phys stat. sol. (a), **202**(8), 1668(2005).
 [3] V.V. Kidalov, G.A. Sukach. Journal of Luminescence, **102–103**, 712(2003).

POROUS InP AS SOFT SUBSTRATE FOR InN FILMS

J. A. Suchikova¹, V.V. Kidalov¹, G. A. Sukach²

¹Berdiansk State Pedagogical University, Str. Shmidta 4, Berdiansk, 71118, Ukraine.
 phone. +3(06153)46054, e-mail: V.V.Kidalov@mail.ru

²V. Lashkaryov's Institute of Semiconductor Physics NASU, Pr. Nauki41, 03028, Kiev.

For reduction of stress in heterostructure InN/InP it is offered to use porous substrates InP. The samples of porous InP were fabricated by an electrochemical method on n- type InP(100) in solution of 5 % HCl. The pore size of porous InP was estimated by scanning electron microscope. Thin InN films has been grown on porous InP substrates by radical beam getting epitaxy and their structural perfection has been assessed by energy dispersive X-ray analysis (EDAX), Auger electron and x-ray photoelectron spectroscopy.

СУБМИКРОННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ InGaN/GaN СТРУКТУР

А.Ф. Коломыс^{1*}, Е.А. Авраменко¹, М.Я. Валах¹, В.В. Стрельчук¹, Е.В. Луценко², В.Н. Павловский², Г.П. Яблонский²

¹ Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарёва НАН Украины,
пр. Науки, 45, 03028, Киев, Украина

тел. +38(044) 5256240, e-mail: kolomys@isp.kiev.ua;

² Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь

InGaN/GaN гетероструктуры привлекают все больший интерес в связи с перспективами их использования для светодиодов сине-зеленой области спектра. Однако, большие флуктуации компонентного состава и упругих деформаций в InGaN эпитаксиальных слоях препятствуют эффективному их использованию.

Целью данной работы было исследование влияние пространственного распределения структурных неоднородностей в InGaN/GaN гетероструктурах на их оптические свойств. Структуры выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии (МОСVD) на (0001)Al₂O₃ подложках. На толстый (1.8 мкм) буферный слой GaN осаждался In_{0,257}Ga_{0,746}N слой толщиной 200 нм (T_p(InGaN) = 800°C, P(InGaN) = 50 mbar, TMIn/(TEGa+ TMIn) = 80%).

Спектры микро-ФЛ и микро-КРС измерялись при комнатной температуре с помощью спектрометра Horiba Jobin Yvon T64000 с конфокальным микроскопом (100x объектив) и регистрировались охлаждаемым CCD-детектором. Возбуждение спектров КРС и ФЛ осуществлялось Ar-Kr лазером ($\lambda_{\text{возб}} = 514,5 \text{ нм}$) с мощностью $\leq 1 \text{ мВт}$. Лазерный луч фокусировался на образце в пятно диаметром $\sim 0,5 \text{ мкм}$. Пространственное картографирование оптических спектров структуры обеспечивалось автоматизированным перемещением столика с шагом 0.1 мкм. Точность определения частоты фононной линии составляла $0,15 \text{ см}^{-1}$.

На рис.1,а приведены типичные спектры ФЛ InGaN/GaN гетероструктуры при комнатной температуре, полученные в разных точках образца вдоль линии длиной 20 мкм. Интенсивная и широкая полоса излучения с максимумом $\approx 690 \text{ нм}$ ($\approx 1,8 \text{ эВ}$) обусловлена экситонной рекомбинацией в InGaN квантовой яме (КЯ) гетероструктуры. Ее энергетическое положение определяется разницей энергий основного состояния размерного квантования для электронов в зоне проводимости E_{c1} и тяжелых дырок в валентной зоне E_{hh1} с поправкой на энергию связи экситона. При сканировании по поверхности образца обнаружены существенные изменения энергетического положения и полуширины линии экситонного излучения (рис.1,б). При этом максимальное изменение положения максимума полосы ФЛ составило $\sim 35 \text{ мэВ}$.

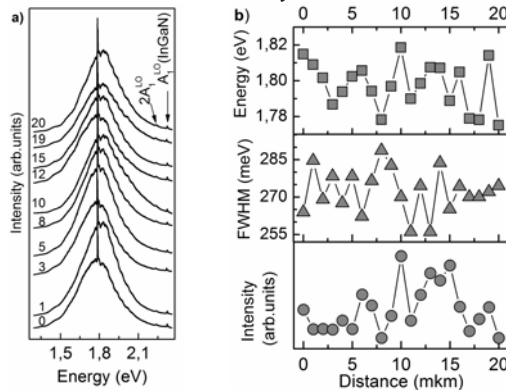


Рис. 1. а) – спектры ФЛ InGaN/GaN гетероструктуры, полученные при сканировании по поверхности образца вдоль линии в 20 мкм и б) соответствующие изменения параметров их линии излучения.

Наблюдаемые изменения полос излучения In_xGa_{1-x}N КЯ (рис. 1, б) мы интерпретировали с учетом вкладов от неоднородного пространственного распределения компонентного состава и деформаций несоответствия параметров решетки в системе GaN-InN ($a_0/a \approx 4\%$), флуктуаций толщин квантовых ям и барьера. Эти неоднородности оптического излучения проявляются в изменении формы (положения) полосы излучения InGaN КЯ и обусловлены рекомбинацией экситонов локализованных в минимумах флуктуаций потенциала, образующих хвосты плотности состояний вблизи краев зон проводимости и валентной зоны.

Структурные свойства квантовых слоев InGaN/GaN структуры исследовались методом сканирующей конфокальной спектроскопии микро-КРС

На рис.2,а показаны спектры КРС InGaN/GaN структуры полученные в геометрии обратного рассеяния $Z(X, X+Y)\bar{Z}$, где Z – направлена вдоль c -оси вюрцитной структуры при $E_{exc} = 2.41$ эВ (514.0 нм). В этой геометрии разрешенным является рассеяния на полярных $A_1(LO)$ и неполярных E_2 оптических фононах. Полоса при $\approx 569,6$ cm^{-1} ($\Gamma = 2,8$ cm^{-1}) отвечает рассеянию на E_2^{high} (GaN) фононах GaN слоев структуры. Небольшой высокочастотный сдвиг частоты E_2^{high} (GaN) моды в сравнении с объемным GaN ($\omega^{bulk}(E_2^{high}(GaN)) = 569$ cm^{-1}) обусловлен упругими напряжениями сжатия в InGaN слое ($\epsilon = -3,55 \times 10^{-4}$). Наблюдаются A_1^{LO} (InGaN) фононные полосы рассеяние первого второго порядка при ~ 704 и ~ 1392 cm^{-1} (рис.2.б). Резонансное увеличение интенсивности A_1^{LO} (InGaN) мод обусловлено близостью энергии кванта возбуждения к энергии реальных электронных переходов в InGaN слое, которые образуются вследствие структурных разупорядочений и флуктуаций компонентного состава.

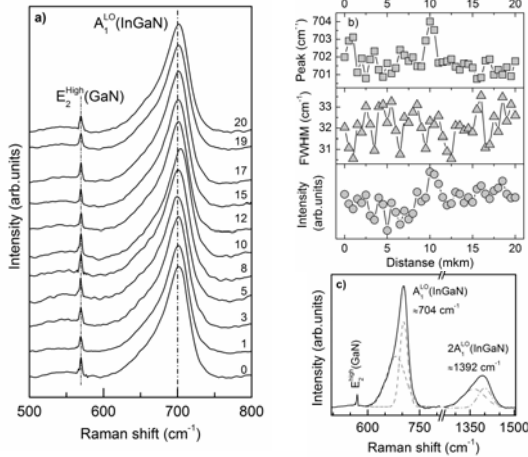


Рис. 2. а) - спектры КРС InGaN/GaN структуры, полученные при сканировании по поверхности образца вдоль линии в 20 мкм; б) соответствующие изменения параметров A_1^{LO} (InGaN) моды. (с) - резонансный спектр КРС InGaN/GaN структуры первого и второго порядка.

Зарегистрированное несовпадение на 16 cm^{-1} частотного положения $2A_1^{LO}$ (InGaN) моды от удвоенной частоты A_1^{LO} (InGaN) моды интерпретировано разным резонансным усилением от областей с отличающимся компонентным составом InGaN твердого раствора. Этот вывод подтверждает моделирование LO фонной линии двумя лоренцовскими кривыми при ~ 704 cm^{-1} ($\Gamma \approx 23$ cm^{-1}) и ~ 681 cm^{-1} ($\Gamma \approx 54$ cm^{-1}). Полученные частоты A_1^{LO} (InGaN) моды отвечают концентрации x в $In_xGa_{1-x}N$ слое равной $21 \pm 1\%$ и $37 \pm 1\%$. Следует отметить, при сканировании вдоль линии в 20 мкм с шагом 0,2 мкм (рис. 2,с) частота E_2^{high} (GaN) моды не изменяется. Существенное изменение интенсивности и полуширины A_1^{LO} (InGaN) моды (рис.2,с) интерпретировано субмикронными флуктуациями компонентного состава в $\approx 2,5$ %.

SUBMICRON OPTICAL SPECTROSCOPY OF SPATIAL UNIFORMITIES OF InGaN/GaN STRUCTURES

O.F. Kolomyś¹*, V.V. Strelchuk¹, K.A. Avramenko¹, M.Ya. Valakh¹, E.V. Lutsenko², V.N. Pavlovskii², G.P. Yablonskii²

¹ Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, NAS of Ukraine, Ave. Nauky 45, 03028 Kyiv, Ukraine tel. +38(044) 5256240, e-mail: kolomyś@isp.kiev.ua;

² B.I. Stepanov Institute of Physics, NAS of Belarus, 68 Nezalezhnasti Ave., 220072 Minsk, Belarus

Scanning confocal Raman and Photoluminescence spectroscopy was applied to study spatial indium distribution and structural perfection of $In_xGa_{1-x}N/GaN$ structures at the microscale. The observed significant change of intensity, half-width and maximum of exciton emission bands and phonon bands of InGaN layer was interpreted by submicron fluctuations of the component composition.

СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА AlN, GaN, InN ПОД ДАВЛЕНИЕМ: РАСЧЕТЫ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ

А.В. Кособуцкий

Кемеровский государственный университет. Красная, 6, 650043, Кемерово
тел. +7(3842)583195, e-mail: kosobutsky@kemsu.ru

Современная эпитаксиальная технология выращивания тонких пленок нитридов использует подложки из сапфира или карбида кремния, а также других материалов, постоянные решетки которых сильно отличаются от постоянных решеток объемных нитридов, что обуславливает появление сжимающих или растягивающих напряжений в выращенных пленках. Добавочные двухосные и гидростатические напряжения возникают из-за разности коэффициентов теплового расширения подложки и пленки и вследствие наличия собственных дефектов структуры кристаллов A^3N ($A = Al, Ga, In$). Поэтому изучение влияния давления и напряжений на структурные и электронные параметры A^3N в настоящее время представляет большой интерес, который дополнительно стимулируется возможностью применения гетероструктур на основе нитридных материалов для изготовления сенсоров давления и температуры.

В данной работе систематически исследовано влияние на величины структурных параметров решетки, длины валентных связей и энергии зонной структуры соединений $wz-A^3N$ со структурой вюрцита следующих факторов:

1) внешнего гидростатического давления, 2) одноосной деформации растяжения и сжатия вдоль гексагональной оси c при учете релаксации кристаллической решетки вдоль оси a , 3) двухосной деформации растяжения и сжатия в плоскости основания элементарной ячейки (0001) при учете релаксации кристаллической решетки вдоль оси c .

Исследования проводились на основании расчетов из первых принципов в рамках теории функционала плотности с использованием базиса плоских волн и метода псевдопотенциала. При всех деформациях в расчетах полностью учитывалась релаксация атомных позиций, разрешенная по симметрии структурой вюрцита, путем определения новых положений равновесия атомов, соответствующих минимуму полной энергии кристалла. Оптимизация атомных позиций велась с применением эффективного алгоритма BFGS. Выполненная оптимизация структурных параметров данных соединений в основном электронном состоянии дала теоретические значения структурных параметров кристаллической решетки, отличающихся от экспериментальных данных в пределах всего лишь нескольких десятых долей процента. Достаточно близки также к опытным данным расчетные величины модулей объемной упругости и упругих постоянных. Такая близость теории и эксперимента предоставляет возможность выполнить моделирование зависимости структурных параметров от давления на высоком уровне точности. Как известно, при нормальных условиях и при низких давлениях нитриды кристаллизуются в структуру вюрцита, при повышении давления происходит фазовый переход в структуру каменной соли NaCl. Существует большой разброс экспериментальных данных по величине давления этого перехода. Для определения границ расчетов на первом этапе настоящей работы были выполнены вычисления зависимости энтальпии от давления $H(P)$ для конкурирующих структур трех типов – вюрцита, сфалерита и каменной соли, которые показали, что энергетически наиболее выгодной в основном состоянии является структура вюрцита, тогда как структура сфалерита является метастабильной. По полученным данным, выигрыш в энергии на 1 формульную единицу при переходе от структуры сфалерита к структуре вюрцита составляет 46 мэВ для AlN, 11 мэВ для GaN и 21 эВ в случае InN. Насколько энергетически невыгодна при обычных условиях структура NaCl ($rs-A^3N$), можно судить по разности полных энергий (на 1 формульную единицу) кристаллов $rs-A^3N$ и $wz-A^3N$: 233 мэВ (AlN), 909 мэВ (GaN) и 360 мэВ (InN). Ситуация меняется с ростом давления. Из сравнения зависимостей $H(P)$ было определено, что при повышении давления кривая энтальпии структуры NaCl опускается ниже кривой энтальпии структуры вюрцита, что соответствует фазовому переходу из структуры вюрцита в структуру NaCl. Определенные давления P_t этого фазового перехода имеют значения: 9.4 ГПа (AlN), 44.0 ГПа (GaN) и 10.8 ГПа (InN). Поскольку кривая $H(P)$ для $zb-A^3N$ лежит по энергии немного выше по сравнению с $wz-A^3N$, то давления фазового перехода из структуры сфалерита в структуру каменной соли несколько ниже: 7.4 ГПа (AlN), 43.1 ГПа (GaN) и 10.1 ГПа (InN). Полученные значения P_t достаточно близки к имеющимся экспериментальным данным: 13-20 ГПа (AlN); 37, 47-52 ГПа (GaN) и 10, 12, 23 ГПа (InN). Таким образом, расчеты подтверждают наибольшую структурную устойчивость соединения с Ga относительно гидростатического давления.

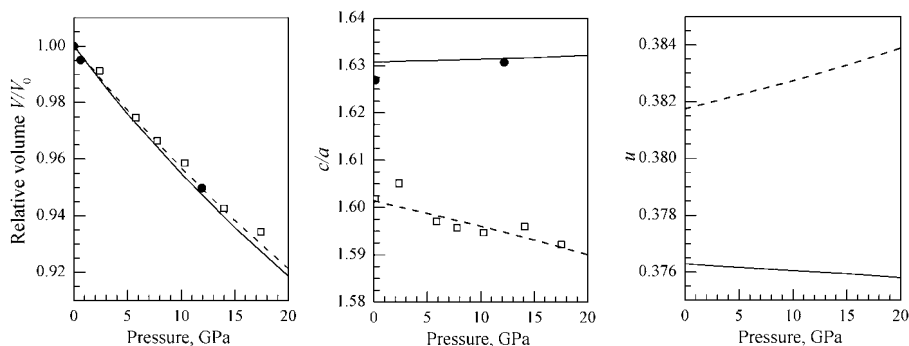


Рис.1. Изменение объема элементарной ячейки V/V_0 , отношения постоянных решетки c/a и величины параметра u кристаллов GaN (сплошная линия) и AlN (пунктирная линия) со структурой вюрцита под действием гидростатического давления. Квадраты и кружки – экспериментальные данные [1] и [2].

Для анализа зависимости параметров решетки от приложенных напряжений была проведена оптимизация атомных позиций при гидростатических давлениях до 10-20 ГПа для AlN, InN и 40 ГПа (GaN), а также при положительных и отрицательных одноосевых давлениях и двухосных напряжениях в базальной плоскости в диапазоне от -10 до 10 ГПа для всех рассмотренных соединений. Часть полученных результатов для кристаллов AlN и GaN приведена на рис. 1.

С ростом гидростатического давления происходит почти линейное уменьшение объема элементарной ячейки, что хорошо согласуется с опытными данными [1, 2]. При этом заметна разница между AlN и GaN в поведении отношения параметров кристаллической решетки $\gamma = c/a$ и внутреннего параметра u , характеризующего относительное смещение катионной и анионной подрешеток. В идеальной структуре вюрцита $\gamma = 1.633$ и $u = 0.375$. При отсутствии внешнего давления из трех рассмотренных соединений к идеальным значениям наиболее близки параметры GaN и наименее – AlN, что обусловлено отличиями в характеристиках химической связи этих кристаллов. При повышении давления GaN стремится сохранить величину γ почти неизменной, довольно слабо меняется также и значение u . Нитрид Al, напротив, демонстрирует заметное уменьшение c/a на фоне равномерного роста u , что говорит о больших деформациях тетраэдров AlN₄, образующих структурную основу данного соединения. Именно с этим связано сравнительно низкое давление фазового перехода AlN из структуры вюрцита в структуру каменной соли.

Выполненные в данной работе исследования могут быть полезны при оценках напряжений, возникающих в процессе роста или обработки нитридных материалов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-02-90728-моб_ст.

[1] M. Ueno et al. Phys. Rev. B, **45**, 10123 (1992).

[2] M. Ueno et al. Phys. Rev. B, **49**, 14 (1994).

STRUCTURAL PROPERTIES OF AlN, GaN AND InN UNDER PRESSURE: AB INITIO CALCULATIONS

A.V. Kosobutsky

Kemerovo State University. Krasnaya, 6, 650043, Kemerovo
phone. +7(3842)583195, e-mail: kosobutsky@kemsu.ru

Within density functional theory the structural parameters of the wurtzite crystals AlN, GaN and InN have been calculated under applied hydrostatic pressure as well as tensile and compressive uniaxial and biaxial stress. The calculated ground state properties such as equilibrium lattice constants a , c and u , bulk moduli and their pressure derivatives as well as elastic constants are in very good agreement with experimental data. From the calculated enthalpies a phase transition from the wurtzite to rock-salt structure is predicted to be at 9.4 GPa for AlN, 44.0 GPa for GaN and 10.8 GPa for InN. Obtained graphs of structural parameters dependencies on pressure and stresses show remarkably different pressure behaviour between Al and Ga-containing compounds. Some results are depicted in Fig. 1. The data obtained can be helpful in analysis of experimental data.

АНИЗОТРОПИЯ ДЕФОРМАЦИЙ И ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ В a-СЛОЯХ GaN И InN НА r-САПФИРЕ

Р.Н. Кютт, В.В. Ратников, М.П. Щеглов, В.Ю. Давыдов, М.А. Ягвокина*

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, 194021,
С-Петербург, Россия тел. 515-92-38, e-mail: r.kyutt@mail.ioffe.ru;

Исследование III-N эпитаксиальных структур (ЭС), выращенных в неполярных направлениях, вызывает повышенный интерес в связи с возможностью получения структур без сильной встроенной спонтанной поляризации, характерной для ЭС с осью роста [0001]. Исследование напряжений и их релаксации в таких ЭС как при температуре роста, так и при их последующем охлаждении до комнатной температуры является важной задачей. В сравнении с ЭС, выращенными на базовой плоскости (0001) сапфира, поведение напряжений и их релаксация в *a*-ЭС III-нитридов на *r*-сапфире носит более сложный характер из-за различия в степени несоответствия параметров решетки и коэффициентов температурного расширения ЭС и сапфира в разных направлениях в плоскости роста образцов, а также механизма релаксации возникающих напряжений. Следует ожидать также появление анизотропии в азимутальном распределении дислокаций в слоях. В настоящей работе приводятся результаты измерения напряжений и деформаций в *a*-GaN и *a*-InN, а также особенностей распределения дислокационной структуры в ЭС с различными буферными слоями методами двух- (ДКД) и трехкристалльной (ТКД) рентгеновской дифрактометрии.

Исследовались 3 образца *a*-InN ($1\bar{1}\bar{2}0$) на *r*-границе сапфира ($10\bar{1}2$), выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Для 2-х образцов на *r*-сапфире вначале выращивался тонкий низкотемпературный буферный слой LT InN ($T = 350^\circ\text{C}$), затем или непосредственно на этом буфере (образец #1), или на выращенном на нем дополнительном тонком слое AlN (образец #2) выращивался слой InN толщиной $1.2\ \mu\text{m}$ ($T_{\text{рост}} = 500^\circ\text{C}$). Образец #3 толщиной $1.0\ \mu\text{m}$ был выращен на буфере AlN ($0.1\ \mu\text{m}$) + GaN ($0.3\ \mu\text{m}$).

Три образца *a*-GaN выращивались на *r*-границе сапфира методом газовой эпитаксии с тонким ($0.1\ \mu\text{m}$) буферным слоем AlN. Толщина всех слоев была около $4\ \mu\text{m}$. О напряжениях в ЭС судили по измерениям на ДКД радиуса кривизны образцов R. Анализ напряжений и деформаций проводился в рамках теории упругости для *ex situ* ЭС. Из полученных данных оценивалась степень релаксации напряжений несоответствия при температуре роста.

Определение параметра решетки проводилось на ТРС с использованием симметричных рефлексов Брега (11-20) и Лауэ (0002) и (1-100). Анализ полуширин этих же рефлексов для θ – и (θ -2 θ)- мод сканирования проводился при помощи построений Вильямсона-Холла и давал значения локальных деформаций $\langle\epsilon\rangle$ и разориентаций $\langle\omega\rangle$ и размер областей когерентного рассеяния.

Все измерения проводились вдоль 2-х взаимно перпендикулярных направлений, лежащих в плоскости поверхности образца – [0001] (ось *c*) и $[\bar{1}\bar{1}00]$ (ось *m*).

Найдено, что для исследованных ЭС имеют место эпитаксиальные соотношения: $[\bar{1}\bar{1}00]_{\text{GaN,InN}} \parallel [\bar{1}\bar{1}\bar{2}0]_{\text{сапфир}}$ и $[0001]_{\text{GaN,InN}} \parallel [\bar{1}\bar{1}01]_{\text{сапфир}}$, характерные для эпитаксиальной ориентации 3-нитридов на *r*-сапфире. Таким образом, полярная ось *c* лежит в плоскости поверхности образцов.

Остаточные деформации. Измерения показали, что для образцов *a*-InN #1 и #2 и всех образцов *a*-GaN изгиб вдоль направления $[\bar{1}\bar{1}00]$ – выпуклый, а вдоль [0001] – вогнутый. Для всех образцов и выбранных направлений изгиб однородный. Отсюда следует, что вдоль $[\bar{1}\bar{1}00]$ направления действуют сжимающие напряжения и вдоль [0001] – растягивающие. В то же время для образца *a*-InN #3 в обоих направлениях изгиба нет. Расчет напряжений $\sigma_{\langle a, c \rangle}$ проводился по формуле Стоуни, и из полученных значений рассчитывались остаточные деформации вдоль лежащих в плоскости образца направлений *a* и *c*, а также вдоль нормали к поверхности роста.

В результате показано заметное снижение остаточных напряжений в *a*-InN при введении буферного слоя AlN (обр #2): сжимающие напряжения вдоль $[\bar{1}\bar{1}00]$ в 3 раза меньше в сравнении с образцом #1 (только LT InN-буфер), а растягивающие напряжения вдоль [0001] снижаются более, чем на порядок. Деформация по нормали к поверхности (вдоль [11-20]) в обоих образцах положительна, но также более чем в 5 раз ниже для образца со слоем AlN. В то же время рост *a*-InN на буферном слое AlN + GaN дает образцы без макроизгиба, т.е. без остаточных напряжений.

Для *a*-GaN наблюдается аналогичная анизотропия деформаций: сильные сжимающие напряжения вдоль $[1\bar{1}00]$ (деформация $\sim 4 \cdot 10^{-3}$) и очень слабые – вдоль $[0001]$ (деформация $\epsilon_c = 0.2\text{--}0.9 \cdot 10^{-4}$). Макроформа образцов *a*-GaN – цилиндр с осью $[0001]$ и радиусом ≈ 1.3 м.

Анизотропия дефектной структуры. Анализ уширения дифракционных пиков как в брэгговской, так и в Лауэ-геометрии указывает на характерное для большинства пленок AlN-нитридов существование большой плотности прорастающих вертикальных дислокаций краевого и винтового типа. Однако кроме этого слои характеризуются и большой плотностью горизонтальных дислокаций.

Для всех образцов *a*-GaN и для слоев *a*-InN, выращенных с буферным слоем AlN, наблюдается анизотропия дефектной структуры параллельно поверхности – уширение дифракционной картины больше в направлении $[1\bar{1}0]$ по сравнению с $[0001]$. Отсюда следует, что линии горизонтальных фрагментов дислокаций краевого типа имеют преимущественное направление $[0001]$. Из графиков Вильямсона-Холла следует, что как само уширение дифракционных пиков, так и его анизотропия не связаны с конечными размерами блоков.

Из карт распределения интенсивности (рис.1) следует, что для образцов InN с буферными слоями доминирующими являются прорастающие вертикальные дислокации (контуры вытянуты в направлении, почти параллельном поверхности). А образец без буфера характеризуется хаотическим распределением дислокаций (контуры вытянуты по нормали к вектору дифракции).

Слои *a*-GaN характеризуются меньшей плотностью дислокаций по сравнению со слоями *a*-InN. Из последних наиболее совершенным является слой, выращенный на двойном буферном слое GaN-AlN, для него плотность дислокаций оценивается в рамках $4 \cdot 10^9 - 2 \cdot 10^{10}$ см⁻² для разных ансамблей дислокаций.

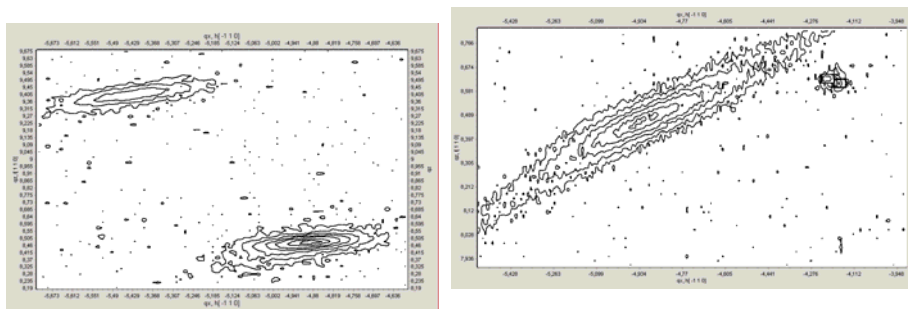


Рис. 1. Распределение интенсивности для асимметричного отражения $30\bar{3}0$ (ось с нормальна к плоскости дифракции) для образцов 3 (а) и 1 (б) структур с *a*-InN.

ANISOTROPIC STRAINS AND DEFECT STRUCTURE IN *a*- EPITAXIAL LAYERS INN AND GaN ON R-SAPPHIRE

R.N.Kyutt, V.V.Ratnikov, M.P.Scheglov, V.Yu.Davydov, M.A.Yagovkina

Ioffe Physico-Technical Institute RAS, 26 Polytekhnicheskaya, St Petersburg, 194021, Russian Federation
phone. 515-92-38, e-mail: r.kyutt@mail.ioffe.ru;

The stresses, strains and dislocation structure are studied in epitaxial layers of *a*-InN and *a*-GaN on *r*-sapphire. The analysis is based on curvature and diffraction curve widths measurements at X-ray diffractometer. In-plane anisotropy of the strains and a defect structure is revealed. For structures with *a*-GaN layers, the compressive stress along $[1\bar{1}00]$ and the weak tensile stress along $[0001]$ are observed. The samples *a*-InN have the same anisotropy with larger tensile stress along *c*-axis. The stress level becomes lower as the thin AlN layer is added for InN layer. A broadening of a diffraction pattern is larger in *m*-direction than in *c*-direction that indicates non uniform distribution of horizontal dislocations.

УЛЬТРАЯРКИЕ СИНИЕ И УФ СВЕТОДИОДЫ В КОСМОМИКРОФИЗИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Б.К. Лубсандоржиев^{1}, Е.Э. Вятчин¹, Б.А.М. Шайбонов¹.*

¹Институт ядерных исследований РАН. Пр-т 60-летия Октября 7а, 117312, Москва, тел. +7(499)1350585, e-mail: lubsand@inr.ac.ru;

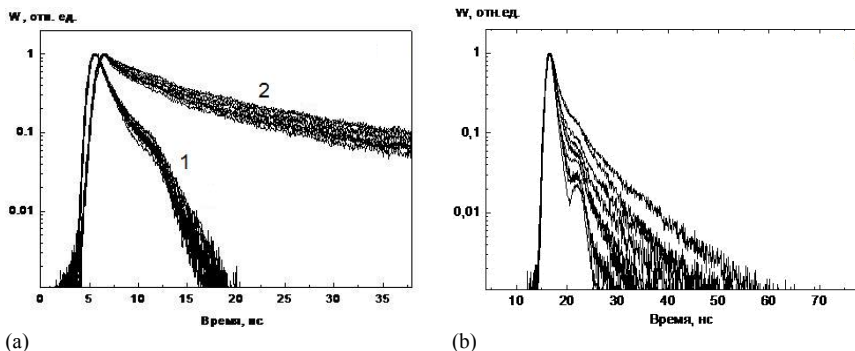
Появление ультраярких синих светодиодов в начале 1990-х годов открыло новую эру в разработках наносекундных источников света для калибровочных систем различных ядерно-физических экспериментов. Особое место такие светодиоды занимают в космомикрорфизических экспериментах, где такие светодиоды применяются исключительно широко.

Для тестовых и калибровочных измерений в космомикрорфизических экспериментах (Байкальский нейтринный эксперимент, черенковский эксперимент по изучению первичного космического излучения ТУНКА, эксперимент по поиску двойного безнейтринного бета распада GERDA и др.) нами была разработана серия наносекундных источников света на основе синих, фиолетовых и ультрафиолетовых ультраярких светодиодов. На сегодняшний день существуют два типа наиболее эффективных формирователей импульсов запуска светодиодов, обеспечивающих мощные и быстрые световые импульсы. Первый из них основан на разряде конденсатора через комплементарную пару быстродействующих транзисторов. Максимальный световыход составляет $10^6 \div 10^8$ фотонов в импульсе при использовании ультраярких ультрафиолетовых, синих и зеленых светодиодов. При этом длительность выходных импульсов составляет $\sim 0,7 \div 2,7$ нс [1].

Для получения большего световыхода источников приходится использовать формирователи на лавинных транзисторах. На базе лавинных транзисторов и ультраярких синих светодиодов удается создать источники световых импульсов с числом фотонов в импульсе 10^9 и длительностью импульса $1 \div 2$ нс. При использовании ультраярких светодиодов NICHIA, KINGBRIGHT, G-nog, YoDal и др. (например, NSPB500S, L-53NBC, GNL3014BC и YM-BV5S15N) с такими формирователями импульсов запуска удалось разработать мощные, стабильные источники световых импульсов наносекундной длительности с частотой повторения импульсов от одиночных импульсов и вплоть до 10 МГц. Исследования долговременной стабильности таких источников света показывают, что интенсивность и длительность световых импульсов источников практически не изменяются при полном числе импульсов источника $\sim 10^{10}$ и выше, при этом уровень флуктуаций световыходов источников не превышает 1% [2]. Температурный коэффициент изменения световыходов источников в диапазоне температур $-5 \div +50^\circ\text{C}$ составляет $\sim (0,14 \div 0,18)\% / ^\circ\text{C}$. Длительность же световых импульсов источников остается практически неизменной в этом температурном диапазоне [3].

С помощью формирователя импульсов запуска на лавинных транзисторах была исследована кинетика свечения более 2500 образцов ультраярких синих, фиолетовых и ультрафиолетовых светодиодов различных марок при прохождении через них наносекундных импульсов тока с амплитудой $\sim 2,2$ А. Следует отметить, что при таких больших импульсных токах в спектрах излучения ультраярких синих светодиодов появляется быстрая коротковолновая компонента, а в ультрафиолетовых светодиодах, например NSHU590 фирмы NICHIA, - медленная длинноволновая компонента с постоянной времени высвечивания $\sim 4-5$ мкс [3].

На рис. 1а и б показаны наиболее типичные формы световых импульсов ультраярких синих, фиолетовых и ультрафиолетовых светодиодов, измеренные методом счета коррелированных во времени фотонов [4]. Световые импульсы этих светодиодов имеют самые разнообразные формы. Даже среди светодиодов одной марки выделяются группы светодиодов, демонстрирующие совершенно разную кинетику свечения, например, светодиоды NSPB500S фирмы NICHIA, рис. 1а. Как видно из рисунка, четко выделяются две группы светодиодов этой марки – с быстрой и медленной кинетикой свечения. Причем, эти две группы различаются временем их изготовления. Первая, быстрая, группа была приобретена нами до 1997 года, а вторая, медленная, после 2000 года. Кинетика свечения светодиодов первой группы характеризуется наличием только одной быстрой компоненты. Наличие “горба” в правой части импульса объясняется обратно отраженными фотоэлектронами фотоэлектронного умножителя [5], использующегося в измерительной системе, и не имеет отношения к кинетике свечения светодиода. Еще большее разнообразие кинетики свечения показывают светодиоды GNL3014BC, среди которых выделены образцы с самой быстрой кинетикой свечения: длительность световых импульсов источников на их основе составляет < 1 нс при световыходе источников $\sim 10^9$ фотонов в импульсе, при этом медленная компонента у этих светодиодов отсутствует полностью.



(а) Рис.1. Кинетика свечения ультраярких синих светодиодов при прохождении импульсов тока амплитудой 2,2 А наносекундной длительности: (а) NSPB500S, 1 – светодиоды, произведенные до 1997 года, 2 – произведенные после 2000 года; (б) GNL3014BC G-nor.

Объединение светодиодов в матрицы позволяет значительно увеличить световыход источников света. При этом возможно два варианта – а) для каждого светодиода в матрице используется свой формирователь импульсов запуска; и б) все светодиоды матрицы запускаются от одного формирователя запуска. В обоих случаях тонкой регулировкой параметров формирователей импульсов запуска и тщательным подбором светодиодов с близкими параметрами удастся достичь хорошего уровня одновременности срабатывания светодиодов матрицы. Удастся также достичь высокой степени идентичности кинетики свечения индивидуальных светодиодов матрицы. Форма светового сигнала всей матрицы практически не отличается от форм сигнала отдельных светодиодов матрицы. При использовании матриц светодиодов световыход источников достигает $\sim 10^{10}$ - 10^{11} и более фотонов в импульсе, при этом длительность импульсов остается такой же, как у отдельных светодиодов матрицы – 1-2 нс. Применение светодиодов высокой мощности, например LUMILED LXHL-NB98 или Cree XLamp, позволяет получить источники с числом фотонов в импульсе $\sim 10^{12}$ и более при длительности импульса ~ 5 нс (FWHM).

- [1] В.К.Лубсандоржиев, Y.E.Vyatchin, Journal of Instrumentation. 2006. 1. T06001.
 [2] Б.К.Лубсандоржиев, Е.Э.Вятчин, Приборы и Техника Эксперимента. 2004. N.4. С.80.
 [3] Е.Э.Вятчин, Кандидатская диссертация. Москва ИЯИ РАН. 2006. 167с.
 [4] W.Becker, Advanced Time-Correlated Photon Counting Techniques, Dortmund: Springer, 2006.
 [5] В.К.Лубсандоржиев et al., Nuclear Instruments and Methods A. 2006. P.12.

ULTRA BRIGHT BLUE AND UV LEDs IN ASTROPARTICLE PHYSICS EXPERIMENTS

B.K. Lubsandorzhev^{1*}, Y.E. Vyatchin¹, B.A.Jr. Shaibonov¹

¹Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences.

Pr-t 60-letiya Oktyabrya, 7a, 117312, Moscow,
 phone. +7(499)1350585, e-mail: lubsand@inr.ac.ru;

The advent of ultra bright blue, violet and UV LEDs based on InGaN structures opened new era in the developments of nanosecond light sources for calibration systems of astroparticle physics experiments. With special drivers it is possible to cover using just a single piece of such LED a rather big range in light pulses amplitude staying still in a few nanosecond time domain. It is shown that one can reach the light yield of up to 10^{10} - 10^{11} photons per pulse with emission maximum at 450-470 nm and pulse width 1-2 ns. For this purpose it's important to select LEDs with fast light emission kinetics. Unfortunately LEDs temporal behavior varies very much. Even LEDs of the same type can differ very much in their light emission kinetics, e.g. NSPB500S from NICHIA. Only a small portion of ultra bright LEDs available in the market has really fast light emission kinetics. The fastest LEDs provide light sources with 1-2 ns width and 10^{10} - 10^{11} photons per pulse. High power LEDs like LUMILED LXHL-NB98 или Cree XLamp allow to increase light yield of such sources up to 10^{11} or even higher photons per pulse and ~ 5 ns width.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ЯДЕРНОГО ЛЕГИРОВАНИЯ НИТРИДА ГАЛЛИЯ

А.Я. Поляков^{1}, Н.Б. Смирнов¹, А.В. Говорков¹, А.В. Марков¹, Н.Г. Колин², А.В. Корулин²,
Д.И. Меркурисов², В.М. Бойко², S.J. Pearton³*

¹ОАО «Гиредмет», Б. Толмачёвский пер. д5А, 119017 г. Москва, тел.: +7(495)9518086,
e-mail: aypolyakov@gmail.com

²ФГУП «НИФХИ им. Л.Я. Карпова», г. Обнинск, Калужская область, 249033, Киевское ш. 109 км.,

³Department of Materials Science and Engineering, University of Florida, Gainesville, FL 32611 USA

Ядерное легирование полупроводниковых материалов при взаимодействии с тепловыми нейтронами – хорошо изученный и широко практически используемый процесс. К его преимуществам относятся высокая однородность легирования и практически полное отсутствие влияния анизотропии вхождения легирующей примеси, которая является серьёзным фактором в других методах легирования. Эти преимущества могли бы быть полезны и при легировании слоёв и кристаллов нитрида галлия. Для этого материала возможность ядерного легирования основывается на превращении под действием тепловых нейтронов ядер галлия в ядра германия – мелкого донора в GaN. Концентрация введённых доноров (атомов германия) может быть с высокой точностью оценена из известного сечения взаимодействия тепловых нейтронов с галлием, плотности атомов галлия в материале, плотности потока нейтронов и времени облучения. Для нитрида галлия пересчётный коэффициент, позволяющий рассчитать концентрацию доноров (введённых атомов германия) из известного потока тепловых нейтронов, составляет около 0.13 см^{-1} . Основной сложностью при ядерном легировании нитрида галлия по сравнению с другими полупроводниками является очень высокая термическая стабильность радиационных дефектов, введённых в материал быстрыми нейтронами.

В данной работе была проверена возможность ядерного легирования нитрида галлия небольшими концентрациями доноров около 10^{16} см^{-3} , а также изучены процессы образования радиационных дефектов и их отжига в образцах, подвергнутых облучению большими дозами нейтронов. В качестве образцов были использованы толстые (около 4 мкм) нелегированные плёнки, полученные методом МОС-гидридной эпитаксии. Концентрация остаточных доноров в объёме плёнки была менее 10^{15} см^{-3} , а вблизи сапфировой подложки была порядка 10^{17} см^{-3} , так что вольффардные характеристики показывали полное обеднение образца вплоть до интерфейсного слоя, а холловские измерения давали эффективную концентрацию электронов около $8 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$. В спектрах глубоких центров наблюдались две электронные ловушки с энергиями активации 0.25 эВ и 0.6 эВ и концентрациями, соответственно, $2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$. После облучения дозой тепловых нейтронов $1.5 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ (доза по быстрым нейтронам $1.5 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$) образец стал высокоомным. Отжиг при 800°C восстановил n-тип проводимости, но концентрация электронов в соответствии с ВФХ измерениями составляла уже $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что близко к ожидаемой концентрации германиевых доноров, образованных при ядерном легировании. Однако полного отжига радиационных дефектов при этой температуре не произошло, эффективная подвижность электронов была очень мала, $63 \text{ см}^2\text{V}^{-1}\text{с}^{-1}$, а в спектрах РСГУ наблюдались пики «неправильного» знака, связанные с большим последовательным сопротивлением диода, а также сильные сигналы от глубоких электронных ловушек 0.9 эВ и 1 эВ, связанных с радиационными дефектами. Отжиг при температуре 900°C и 1000°C увеличил подвижность до, соответственно, $125 \text{ см}^2\text{V}^{-1}\text{с}^{-1}$ и $160 \text{ см}^2\text{V}^{-1}\text{с}^{-1}$ и привёл к уменьшению концентрации глубоких радиационных дефектов. Таким образом, ядерное легирование позволяет в принципе получать образцы нитрида галлия с умеренной концентрацией доноров.

При облучении большими дозами нейтронов (около 10^{18} см^{-2}) образцы становились высокоомными, а уровень Ферми в них был закреплён вблизи $E_c - 0.9 \text{ эВ}$. При ещё более высоких дозах нейтронов сопротивление плёнок проходило через максимум и далее слабо менялось. В таких образцах температурная зависимость сопротивления имела малую энергию ионизации 0.4-0.5 эВ и носила прыжковый характер. Облучение такими большими дозами сопровождалось заметным увеличением параметра решётки. Отжиг при температурах около 500°C сильно увеличивал сопротивление образцов, а энергия активации проводимости вновь становилась близка к 0.9 эВ. Однако даже после отжига при 1000°C эффективного донорного легирования всё ещё не наблюдалось из-за сильной компенсации проводимости радиационными дефектами, преимущественно разупорядоченными областями. Эти результаты показывают, что ядерное легирование на высокие концентрации доноров для нитрида галлия связано с большими трудностями.

Работа выполнялась при поддержке гранта МНТЦ №3870.

DONOR DOPING OF GaN BY NUCLEAR TRANSMUTATIONS AND THE INFLUENCE OF RADIATION DEFECTS

A.Y. Polyakov^{1,}, N.B. Smirnov¹, A.V. Govorkov¹, A.V. Markov¹, N.G. Kolin², A.V. Korulin², D.I. Merkurisov², V.M. Boiko², S.J. Pearton³*

1. Institute of Rare Metals, B. Tolmachevsky, 5, 119017, Moscow; phone: +7(495)9518086, e-mail: aypolyakov@gmail.com
2. Karpov Institute of Physical Chemistry, Obninsk, Kaluga region, 249033, Kiev Highway, 109th km, e-mail: ngkolin48@mail.ru
3. Department of Materials Science and Engineering, University of Florida, Gainesville, FL 32611 USA

Nuclear donor doping effects were studied for undoped n-GaN films. It was shown that such donor doping based on nuclear transmutation of Ga into Ge, shallow donors in GaN, is feasible for moderate doping densities of about 10^{16} cm^{-3} if the samples are subjected to thermal annealing at high temperature of 1000°C. For higher doses the conductivity recovery after irradiation proves very difficult because of the difficulties with annealing of radiation defects compensating the samples. The samples irradiated with a mixture of fast and thermal neutrons with the dose of fast neutrons around 10^{18} cm^{-2} had a very high resistivity with the Fermi level pinned near $E_c - 0.9 \text{ eV}$. For even higher doses the conductivity passed through a maximum and showed clear signs of hopping, with the activation energy of resistivity around 0.4-0.5 eV. In such samples we observed a quite measurable increase of the lattice parameter. At temperatures close to 500°C one observed a reverse annealing increasing the resistivity of the samples and the activation energy of the temperature dependence of resistivity. Annealing even up to 1000°C did not lead to full activation of the donors introduced by nuclear doping.

The work was supported by a grant from ICTS (grant # 3870).

МЕХАНИЗМЫ РАССЕЯНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ AlGaN/GaN, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ МЛЭ

Д.Ю. Протасов, Т.В. Малин, А.В. Тихонов, К.С. Журавлев.

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. ак. Лаврентьева, 13, 630090, Новосибирск,
тел. +7(383)330-49-54, e-mail: protasov@thermo.isp.nsc.ru

Гетероструктуры AlGaN/GaN в настоящее время широко используются для разработки и создания мощных, высокотемпературных СВЧ-приборов. Подвижность двумерного электронного газа в таких гетероструктурах является ключевым параметром, определяющим предельные характеристики приборов. Поэтому изучение процессов рассеяния, ограничивающих подвижность электронов, имеет важное значение для получения высококачественных приборов на основе AlGaN/GaN.

В данной работе исследовались гетероструктуры AlGaN/GaN с Ga-поляризованностью, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках из сапфира с-ориентации. Подвижности двумерных электронов в исследуемых гетероструктурах значительно отличались друг от друга. Мольное содержание алюминия в барьере равнялось примерно 0.3. Для измерений вырезались кусочки размерами 0.5×0.5 см, на образцы наносились индиевые контакты, их омичность проверялась измерением вольт-амперных характеристик. Подвижность и концентрация электронов определялась по измерениям эффекта Холла в температурном диапазоне 77÷300 К методом Ван-Дер-Пау при фиксированном значении индукции магнитного поля $B=0.5$ Тл. Отсутствие дополнительных каналов проводимости по объемным слоям GaN или AlGaN контролировалось измерением магнитосопротивления и эффекта Холла в магнитных полях до 2 Тл. Сопротивление образцов не зависело от магнитного поля, что характерно для вырожденного электронного газа, а эффект Холла имел линейную зависимость от B .

Экспериментальные значения подвижности двумерного электронного газа при различных температурах сравнивались с теоретическими значениями, рассчитанными в приближении времени релаксации. При расчете использовалось приближение Фанга-Ховарда, в котором волновая функция электрона в треугольной квантовой яме записывается в виде $\psi(z) = (b^3/2)^{1/2} z \exp(-bz/2)$, где b – нормированная константа, а z – расстояние от барьера. Учитывались следующие виды рассеяния: на акустических фононах; пьезоэлектрическое; на полярных оптических фононах; на заряженных центрах; на неупорядоченности сплава и на шероховатостях гетерограницы. При рассмотрении рассеяния на полярных оптических фононах считалось, что время релаксации совпадает с характерным временем поглощения оптического фотона. Это приближение справедливо, когда энергия оптического фотона много больше тепловой энергии электрона, что выполняется для GaN. При вычислении времени релаксации, ограниченного рассеянием на заряженных центрах, учитывался тот факт, что исследуемые структуры были нелегированными. Поэтому, вследствие малой концентрации заряженных центров в буферном слое GaN и барьерном слое AlGaN, учитывалось только рассеяние на заряде, расположенном на гетерогранице. Результирующая подвижность электронов с учетом всех механизмов рассеяния рассчитывалась по правилу Матиссена. Такой метод расчета подвижности для случая вырожденного электронного газа имеет малую погрешность, так как вклад в проводимость дают (и, соответственно, рассеиваются) только те электроны, энергия которых отличается не более чем на $k_B T$ от энергии Ферми.

Экспериментальные данные для двух образцов аппроксимировались теоретическими выражениями, описывающими подвижность электронов. Для аппроксимации применялся метод наименьших квадратов с использованием метода нелинейной оптимизации Хука-Дживса. Параметр b , входящий в теоретические выражения для механизмов рассеяния, использовался в качестве подгоночного.

На рис. 1 представлены зависимости подвижности двумерного электронного газа от температуры для образца №1 с относительно большой подвижностью электронов $\mu = 1400$ см²/В×с и концентрацией $n_s = 6.5 \times 10^{12}$ см⁻². Концентрация при понижении температуры изменялась слабо, а подвижность при температуре жидкого азота увеличилась до 4600 см²/В×с. На этом же рисунке показаны расчетные зависимости $\mu(T)$ и подвижности электронов, ограниченные различными механизмами рассеяния. Как видно из рис. 1, при комнатной температуре подвижность ограничена рассеянием на полярных оптических фононах. При понижении температуры подвижность электронов увеличивается и выходит на насыщение. Как показывают расчеты, рассеяние на неупорядоченности сплава меньше ограничивает подвижность, чем рассеяние на заряде

гетерограницы и на её шероховатости. Два последних вида рассеяния не зависят от температуры и их невозможно разделить, анализируя только температурные зависимости подвижности. Для оценки вкладов этих механизмов рассеяния планируется провести измерения зависимости подвижности электронов от их концентрации.

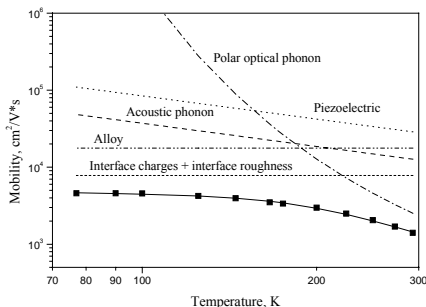


Рис.1. Температурные зависимости подвижности электронов для образца №1. Значение подгоночного параметра $b=8.2 \times 10^6 \text{ см}^{-1}$.

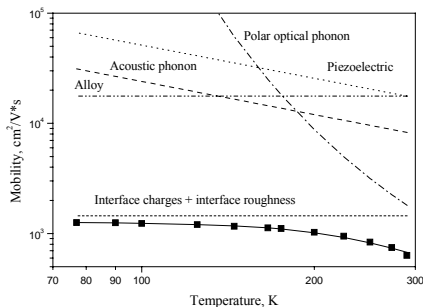


Рис.2. Температурные зависимости подвижности электронов для образца №2. Значение подгоночного параметра $b=1.49 \times 10^7 \text{ см}^{-1}$.

На рис.2 представлены температурные зависимости подвижности электронов для образца №2 с более низкой подвижностью, равной $\mu = 630 \text{ см}^2/\text{В} \times \text{с}$ и концентрацией $n_s = 6.6 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при комнатной температуре и $\mu = 1260 \text{ см}^2/\text{В} \times \text{с}$ при температуре жидкого азота. Как видно из рис.2, рассеяние на заряде гетерограницы и её шероховатости доминирует во всём диапазоне используемых температур. Так как концентрация электронов и молярное содержание алюминия в барьере для образцов №1 и №2 были примерно одинаковыми, то рассеяние на неупорядоченностях сплава также одинаково в этих образцах. Для образца №1 значение подгоночного параметра b было в 1.8 раза меньше значения, определенного для образца №2 с меньшей подвижностью электронов: $b_1 = 8.2 \times 10^6 \text{ см}^{-1}$ и $b_2 = 1.49 \times 10^7 \text{ см}^{-1}$. Так как положение максимума плотности электронного газа зависит от значения параметра b как $3/b$, то уменьшение этого параметра означает, что максимум плотности двумерного электронного газа расположен в 1.8 раз дальше от гетерограницы Al-GaN/GaN, чем в образцах с малой подвижностью электронов, что привело к уменьшению рассеяния на заряде и шероховатости гетерограницы.

В работе проведен анализ механизмов рассеяния двумерного электронного газа в гетероструктурах AlGaIn/GaN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Показано, что в образце с высокой подвижностью при комнатной температуре доминирует рассеяние на полярных оптических фононах, а при температурах, близких к температуре жидкого азота, доминирует рассеяние на заряде гетерограницы и шероховатостях гетерограницы. В образце с низкой подвижностью электронов во всем диапазоне температур доминирует рассеяние на заряде гетерограницы и шероховатостях гетерограницы.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00974 и 09-02-00775.

SCATTERING MECHANISM OF 2DEG IN MBE AlGaIn/GaN HETEROSTRUCTURES

D.Yu. Protasov, T.V. Malin, A.V. Tikhonov, K.S. Zhuravlev

Institute of Semiconductors Physics, pr. Lavrentieva, 13, 630090, Novosibirsk,
phone +7(383)330-49-54, e-mail: protasov@thermo.isp.nsc.ru

The analysis of scattering mechanisms of 2DEG in MBE Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructures was performed. Two samples were investigated. It was obtained, that for sample with highest electrons mobility the polar optical phonons scattering is dominated at room temperature. At low temperatures the interface charge and interface roughness scattering are dominated. The last two scattering mechanisms are dominated in sample with lowest mobility in all temperature range.

МОДЕЛИРОВАНИЕ InGaN и AlGaInP ИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ

О.И. Рабинович^{1,2}, В.П. Сушков², А.Л. Архипов³*

¹ ADEX Company – Варшавское шоссе, д. 42, 115230, Москва,
тел. +7 (495) 363 03 52, e-mail: Rawork2008@mail.ru;

² ФГОУ ВПО “НИТУ «МИСиС” – Ленинский пр., д. 4, 119049, Москва,
тел. +7 (495) 638 46 08, e-mail: misis@hovrino.net;

³ ООО «Л.И.С.Т.-лаборатория исследований световых технологий» –
1-Котляковский пер., д. 4, 127106, Москва,
тел. +7 (495) 956 68 70, e-mail: lab@list-lab.ru.

В последние годы популярно использование компьютерного моделирования различных полупроводниковых приборов. Для моделирования излучающих диодов (ИД) в настоящей работе использовалась усовершенствованная для проведения исследований программа SimWindows [1].

Широкое применение ИД на основе многокомпонентных гетероструктур (МКГ) InGaN и AlGaInP обнаруживает и проблемы, требующие решения: изучение и прогнозирование деградации рабочих характеристик ИД.

Для сложных объектов расчёты основных зависимостей, определяющих качество ИД, требуют использования численных методов компьютерного моделирования, учитывающих всё многообразие конструктивных, физических и технологических параметров МКГ [2-4]. Использование компьютерного моделирования представляется оптимальным, так как позволяет не только уточнить теоретические характеристики AlGaInN МКГ, но и значительно сэкономить материальные средства при отработке технологии их получения.

Исследовались МКГ AlGaInN типа p⁺GaN/p⁺Al_{0,2}Ga_{0,8}N/4•(n⁻In_XGa_{1-X}N—n⁻GaN)/n⁻GaN с различным содержанием атомов In (X) в квантово-размерных ямах (КЯ). В частности проводилось моделирование МКГ для ИД синего и зелёного цветов свечения, с различным по величине и однородным содержанием атомов In (X) в In_XGa_{1-X}N-КЯ в плоскости, параллельной плоскости p–n-перехода, для определения влияния величины X на электрические и оптические характеристики ИД. Файлы, описывающие приборы, содержали следующие параметры КЯ и барьеров в активной области: 1) содержание атомов In в КЯ составляло X = 0,05-0,3; 2) количество КЯ - 4, длина КЯ – 2 нм, а GaN-барьеров - 3 нм; 3) КЯ и барьеры в активной области имели n-тип проводимости,

Nd = 10¹⁸ см⁻³ в КЯ, в барьерах Nd = 10¹⁸ см⁻³. Конструкция и параметры AlGaInP ИД красного цвета свечения: 1) активная область состоит из набора КЯ состава Ga_{0,5}In_{0,5}P и Al_{0,1}Ga_{0,4}In_{0,5}P - барьеров. Количество КЯ изменялось от 1 до 10. В первой группе моделируемых ИД длина КЯ- 2 нм, длина барьеров - 3 нм; во второй группе - 3,5 нм и 4,5 нм; в третьей группе - 10 нм и 10 нм; в четвёртой группе - 50 нм и 50 нм, соответственно. AlGaInP ИД жёлтого цвета свечения по конструкции и параметрам областей были идентичны “красным” ИД за исключением составов твёрдого раствора в КЯ и барьерах. У “жёлтых” ИД состав в КЯ имел вид Al_{0,17}Ga_{0,33}In_{0,5}P, в барьерах - Al_{0,4}Ga_{0,1}In_{0,5}P.

Расчёты коэффициента неидеальности (n) ВАХ показали, что изменение n с плотностью тока зависит не только от содержания атомов In в КЯ, но и от степени легирования барьеров между КЯ (рис. 1).

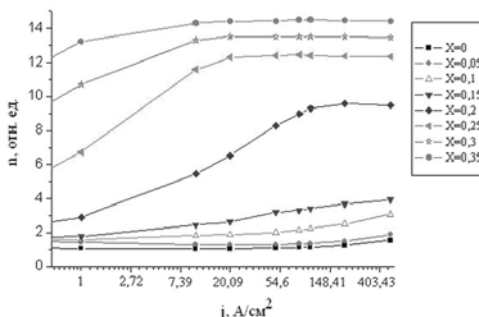
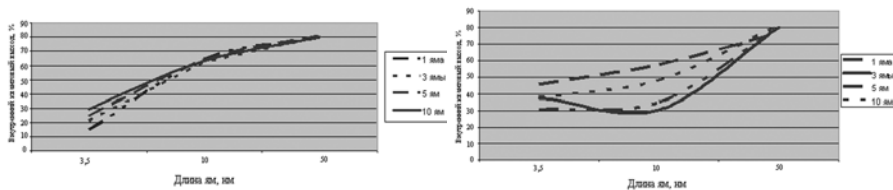


Рис. 1. Зависимости величины коэффициента неидеальности (n) ВАХ от плотности тока при различном содержании атомов In в КЯ

Анализ зависимости коэффициента неидеальности (n) от плотности тока на МКГ с различным содержанием атомов In (рис. 1) выявляет: в отсутствие КЯ ($X=0$) ВАХ имеет общеизвестный вид; в области малых плотностей тока, вплоть до $J=0,1 \text{ А/см}^2$, $n>1$, что связано с существенным влиянием на величину тока процессов рекомбинации электронов и дырок в области объёмного заряда; затем всё более начинает преобладать ток надбарьерной инжекции носителей заряда, при этом $n \rightarrow 1$ при малом уровне инжекции ($J=1 \div 20 \text{ А/см}^2$) и $n \rightarrow 2$ при увеличении уровня инжекции ($J=20 \div 500 \text{ А/см}^2$); наличие КЯ начинает сказываться на виде ВАХ уже при значениях $X=0,05 \div 0,1$, особенно в диапазоне $X=0,1 \div 0,3$; при $X>0,1$ величина n постепенно растёт во всём диапазоне $J=0,1 \div 500 \text{ А/см}^2$, достигая значений $n>2$ и даже $n \gg 2$ при $X>0,15$.

У ИД красного и жёлтого цветов свечения (рис. 2) наблюдается закономерное увеличение внутреннего квантового выхода от длины КЯ, его максимальная величина имеет место при длине КЯ равной 50 нм независимо от количества КЯ в активной области ИД.



(а) (б)
Рис. 2 – Зависимость внутреннего квантового выхода AlGaInP излучающих диодов красного (а) и жёлтого (б) цветов свечения от длины КЯ и их количества

У ИД жёлтого цвета свечения величина квантового выхода примерно в три раза меньше, чем у ИД красного, что обусловлено уменьшением скорости излучательной рекомбинации носителей заряда из-за малого энергетического промежутка между прямым Γ -минимумом и непрямым X -минимумом в зоне проводимости.

Полученные результаты могут быть полезны при конструировании излучающих диодов с повышенной светоотдачей.

- [1] Дэйвид Уинстон (D.W. Winston) Центр Оптоэлектронных Систем при Колорадском Университете в г. Боулдер, США.
 [2] Basic research needs for solid-state lighting. Report of the Basic Energy Sciences Workshop on Solid-State Lighting. http://www.sc.doe.gov/bes/reports/files/SSL_rpt.pdf
 [3] О.И. Рабинович, В.П. Сушков, А.В. Шишов. Компьютерное моделирование InGaN светодиодов // Тез. докладов 5-й Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» (Москва, МГУ, 31 Января – 2 Февраля 2007) с. 81-82.
 [4] O.I. Rabinovich, S.G. Nikiforov, V.P. Sushkov, A.V. Sishov. New results of InGaN LED simulation // Proc. of SPIE vol. 6468, (Photonics West, San Jose, CA, USA, 2007) P. 64680U-1 – 64680U-10.

InGaN and AlGaInP EMITTING DIODES SIMULATION

O.I. Rabinovich^{1,2*}, V.P. Sushkov², A.L. Arhipov³

¹ADEX Company – Varshavskoe sh., bl. 42, 115230, Moscow, phone +7 (495) 363 03 52, e-mail: Rawork2008@mail.ru;

²FGOU VPO “NITU «MISiS»” – Leninskiy pr., bl. 4, 119049, Moscow, phone +7 (495) 638 46 08, e-mail: misis@hovrino.net;

³ООО «L.I.S.T.-light technology investigation laboratory» 1-Kotl’akovskiy per., bl 4, 127106, Moscow, phone +7 (495) 956 68 70, e-mail: lab@list-lab.ru.

Last years computer simulation became very popular. It is useful and helps for little time to investigate such complicated devices as emitting diodes (ED).

In this paper InGaN and AlGaInP ED were investigated. Nonideal coefficient (n) InGaN ED calculations showed that n changes vs current depends not only on Indium atoms concentration in quantum wells but on the barriers doping level, too.

AlGaInP ED (yellow) quantum efficiency is in 3 times less than red ED. This is due to decreasing radiative recombination (small space between direct Γ -min and nondirect X -min in conduction band).

О НЕЛОКАЛЬНОМ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИИ МАТЕРИАЛА В ОКРЕСТНОСТИ ДЕФЕКТОВ РОСТА В GaN ПРИ ИОННО-ЛУЧЕВОЙ ОБРАБОТКЕ

А.В. Беспалов¹, О.Л. Голикова¹, Н.Н. Новицкий², А.И. Стогний²

¹ГОУ ВПО «Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет)». 119454 г. Москва, проспект Вернадского, дом 78
тел. +7(917)5281032, e-mail: bespaloval@mtu-net.ru;

²ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению». 220072 г. Минск, ул. П. Бровки 19.

Характер протекания процессов ионной обработки поверхности GaN существенно определяется дефектностью исходной структуры. Создание прецизионных приборов на основе III-нитридов (ультрафиолетовых лазеров, мощных СВЧ-транзисторов, матриц светодиодов) ограничивается радиационными повреждениями активных областей далеко за пределами р-слоя даже при использовании низкоэнергетических ионов с энергиями в сотни электронвольт и глубиной пробега в несколько нанометров. Экспериментально ранее было показано, что причиной нелокальности радиационного воздействия является каналирование дефектов травления вдоль ростовых дислокаций [1, 2]. Это позволило нам предположить, что от глубокого проникновения принесённых ионным облучением дефектов будет защищать тонкий маскирующий слой, способствующий деканалированию дефектов при торможении. Чтобы усилить это положение был проведён ряд экспериментов по бездефектному ионному распылению кислородом предварительно имплантированных образцов GaN ионами водорода и аргона с энергией 100 кэВ [3]. Анализ профилей распыления показал, что максимальное удаление материала происходит в окрестности дислокации и никак не коррелирует с параметрами имплантации и распыления (для сравнения, рис. 1 и 2).

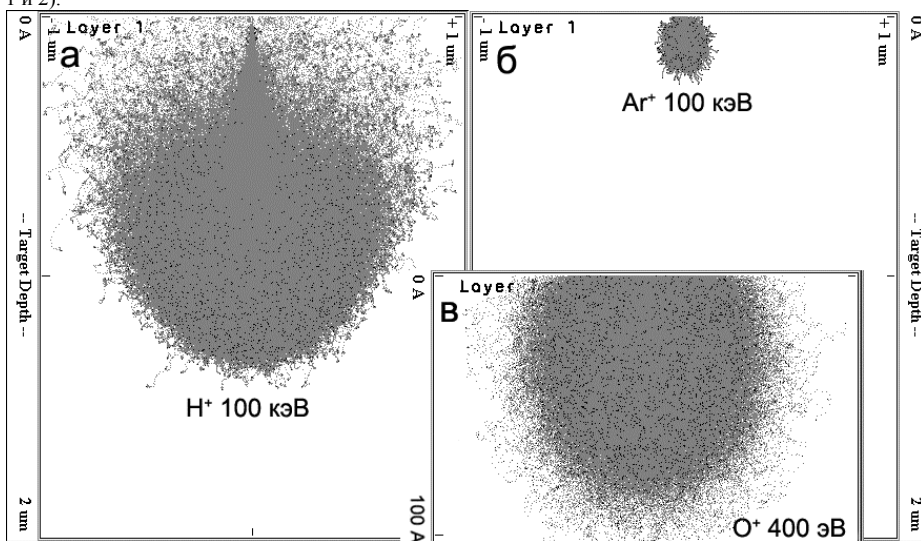


Рис. 1. SRIM-моделирование

Моделирование процессов ионного облучения на основе программы SRIM-2008 (www.srim.org) указывает на микронную глубину залегания радиационных дефектов в неориентированном нитриде галлия при имплантации H^+ , 100 кэВ (рис. 1а), субмикронную в случае Ar^+ , 100 кэВ (рис. 1б) и нанометровую для O^+ , 0,4 кэВ (рис. 1в). Однако сравнительный анализ исходной поверхности и поверхности после предварительной имплантации и последующего ионного распыления кислородом независимыми АСМ и РЭМ (в обратных ионах) методами показал, что «кратерообразный» рельеф формируется на глубине в десятки нанометров и является существенно нелокальным (до микрометров) в поперечном направлении (рис. 2). Последующее распыление также сопровождается вскрытием или формированием таких кратеров по глубине. Анализ поперечных сечений исследуемых образцов позволил сопоставить области формирования разноглубоких кратеров с областью разрастания дислокации по глубине. В докладе приводятся

дополнительные экспериментальные данные в пользу предложенной точки зрения. В докладе также обсуждается возможная аналогия предложенного эффекта с близкими результатами, полученными при зарастивании пор в нитриде кремния от субмикронных до нанометровых размеров за счёт нелокального поперечного перемещения материала подложки в результате облучения разного типа ионами с энергией в 3 кэВ [4].

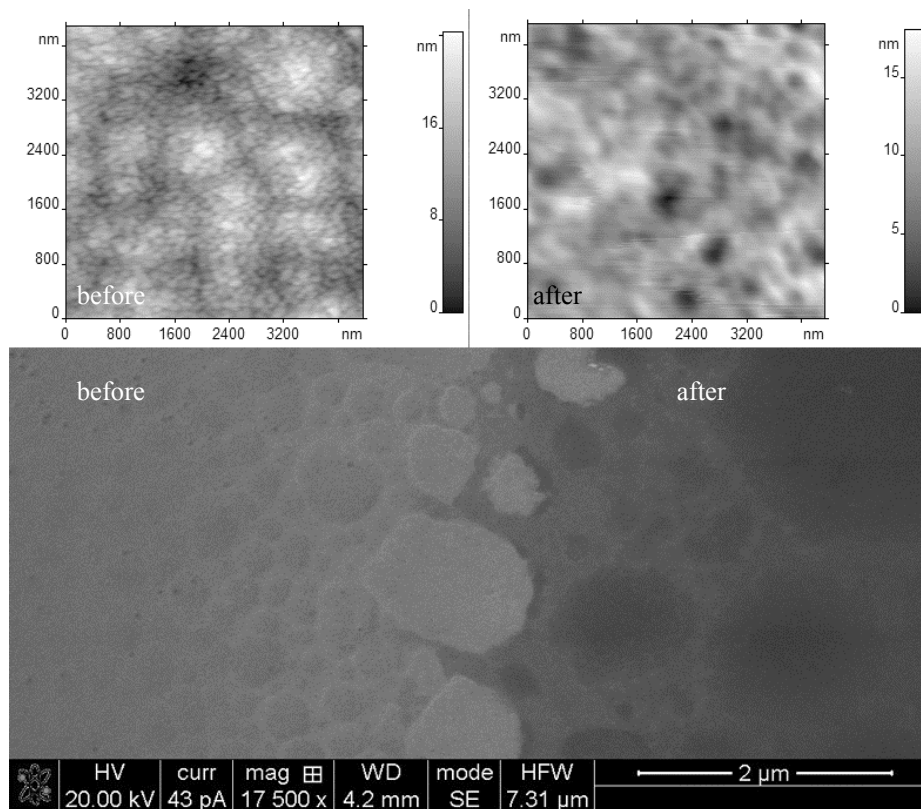


Рис.2. АСМ (вверху) и РЭМ (внизу)

- [1] O. Breitschädel, J.T. Heih, B. Kuhn. et al. Appl. Phys. Lett. 2000, Vol. 76, №14, p. 1899.
- [2] E.D. Haberer, Ching-Hui Chen, Amber Abare, et al. Appl. Phys. Lett. 2000, Vol. 76, № 26, p. 3941.
- [3] А.И. Стогний, Тез. докладов 4-й Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы» с. 81.
- [4] Qun Cai, Brad Ledden, Eric Kruger, et al. J. of. Appl. Phys. 100, 024914, 2006

NON-LOCAL LATERAL REDISTRIBUTION OF GaN NEAR GROWTH DEFECT'S FIELDS UNDER ION-BEAM IRRADIATION

A.V. Bepalov¹, O.L. Golikova¹, N.N. Novitski², A.I. Stognij²

¹ SSPA "Scientific-Practical Materials Research Centre of NAS of Belarus", 220072, P.Brovki str. 19, Minsk. Зруры +375(17)2841306

We demonstrate that 100 keV ion implantation by H⁺ and Ar⁺ in combination with ion beam surface sputtering by 0.4 keV O⁺ can form sub-micrometer lateral scale like "volcano" pores in GaN epi-layer.

СОВРЕМЕННЫЕ ЭНЕРГОЭФФЕКТИВНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В ОСВЕЩЕНИИ С ПРИМЕНЕНИЕМ МОЩНЫХ СВЕТОДИОДОВ

В.Г.Терехов¹, А.Н.Туркин^{2}*

¹ФГУП «ПО «УОМЗ», Московский филиал,
Россия, 111123, Москва, ул. Плеханова, д.4, стр.1

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет,
Россия, 119991, Москва, ГСП-1, Ленинские Горы, д.2, стр.1, e-mail: andrey@turkin.su

В последнее время все чаще мы слышим призывы к экономии энергетических ресурсов в различных отраслях народного хозяйства, будь то тепловая или электрическая энергия [1]. Причем экономия должна быть комплексной, начиная от этапа проектирования объектов и заканчивая вводом в эксплуатацию. Нерациональное использование тепловой и электрической энергии приводит к увеличению стоимости производимой предприятиями продукции, а для каждого из нас, к постоянному росту счетов за потребляемую для нужд нашего дома энергию.

По имеющимся расчетам 20% общемирового потребления составляют системы искусственного освещения [2]. Еще в 80-е годы в США и европейских государствах были затрачены значительные средства на переход в системах искусственного освещения от самых распространенных источников света – ламп накаливания, к энергоэффективным компактным люминесцентным лампам. В России, переживающей в те годы не простые времена, было не до энергосбережения, тем более, что особенного дефицита электроэнергии, в связи со спадом производства, страна не испытывала.

За последние 20 лет зарубежные страны достигли успехов не только во внедрении энергоэффективных систем в освещении, но и в разработке и производстве принципиально новых источников света - мощных полупроводниковых светодиодов. Области применения мощных светодиодов, первые промышленные образцы которых появились в 2003 - 2004 годах, существенно расширились. Еще совсем недавно светодиоды ассоциировались в основном с индикацией в электронных приборах, информационных экранах и бегущих строках, то сейчас они уже успешно применяются, например, на транспорте – в светофорах, дорожных знаках, а также в автомобильной промышленности, где успешно используются в габаритных фонарях и сигналах торможения. Светодиоды появились и в освещении, но применение их в этой области пока остается относительно новым направлением. Причина в том, что эффективность мощных светодиодов в 2004 году была незначительно выше, чем у обычной галогенной лампы, и только в 2007 году светодиоды сравнялись по эффективности с люминесцентными лампами.

В сравнении с компактной люминесцентной лампой у светодиодов значительно больший срок службы, более 50 000 против 20 000 часов, а также экологическая чистота производства и эксплуатации. Светодиоды производятся с применением стабильных материалов (карбида кремния, сапфира, нитрида галлия и т.д.), которые экологически безопасны и не требуют обязательной утилизации.

Основным недостатком светодиодов, как и любой новой технологии, является высокая начальная стоимость, но уже сейчас светильник на светодиодах, в сравнении со светильником на лампе накаливания, с учетом относительно низкой стоимости электроэнергии, окупается в России за полтора года, при сроке службы до 10 лет [3]. К основным направлениям, в которых уже сегодня внедряются светильники на светодиодах, можно отнести архитектурно-художественную подсветку зданий, освещение нежилых вспомогательных помещений, освещение объектов ЖКХ и частично производственное освещение. В ближайшие 2 года можно ожидать массового внедрения светильников уличного освещения на светодиодах.

Сегодня зарубежные страны начали процесс перехода в освещении от ламп накаливания и ртутьсодержащих компактных люминесцентных ламп к светодиодам. Россия оказалась в более выгодном положении, так как почти 80% систем освещения в нашей стране построены на лампах накаливания, и мы можем начать их модернизацию уже с применением светодиодов, что поможет значительно сократить вложения и обеспечить эффективное использование электроэнергии в освещении благодаря использованию самых современных технологий [2].

[1] С.Лесков. Фарадей против Наполеона. Известия. Март 2007 г.

[2] А.Полищук, А.Туркин. Перспективы применения светильников со светодиодами для энергосберегающего освещения. Энергосбережение, №2, стр. 52, 2008.

[3] С.Гужов, А.Полищук, А.Туркин. Концепция применения светильников со светодиодами совместно с традиционными источниками света. СТА, №1, стр. 14-18, 2008.

ACTUAL ENERGY EFFICIENT ILLUMINATION TECHNOLOGIES USING POWER LED

V.G.Terekhov¹, A.N.Turkin^{2}*

¹UOMZ, Moscow office,

4/1, ul. Plekhanova, Moscow, Russia, 111123

²M.V.Lomonosov Moscow State University, Department of Physics,

2/1, Leninskie Gory, Moscow, Russia, 119991, e-mail: andrey@turkin.su

In 20 last years foreign countries have reached successes not only in using energy effective illumination technologies but also in a development of power LED - the newest light sources. Power LED application areas have been significantly increased since 2003 – 2004, the first power LED appearance. LEDs, recently used only in indication, started to be used in different lighting area including general illumination.

Today foreign countries have started the process of incandescent bulb and compact luminescent lamp replacement with LED based illumination devices. Russia is in perfect situation because nearly 80% of illumination systems in our country are based on incandescent bulbs and we can start the modernization just with LED using and exclude compact luminescent lamps. Such a way can help us to reduce significantly money resource and to provide the energy saving in illumination due to the newest technology using.

ИЗУЧЕНИЕ ДЕФЕКТОВ В СЛОЯХ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ МЕТОДОМ ПРОСВЕЧИВАЮЩЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ

А.В. Тихонов^{1}, Т.В. Малин¹, А.К. Гутаковский¹, К.С. Журавлев¹, L. Dobos², В. Печ²*

¹ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. ак. Лаврентьева, 13, 630090, Новосибирск,

тел. +7(383)3304475, e-mail: thonalex@mail.ru;

² Research Institute for Technical Physics and Materials Science, Hungarian Academy of Sciences, P.O.Box 49, H-1525 Budapest, Hungary.

Соединения $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ относятся к группе прямозонных полупроводников с шириной запрещенной зоны, изменяющейся от 3,4 эВ до 6,2 эВ. Это позволяет использовать их для создания лазерных диодов, светоизлучающих диодов, работающих в ультра-фиолетовом диапазоне длин волн, а также для создания мощных СВЧ-транзисторов, способных работать при высоких температурах.

Однако, из-за отсутствия подходящей подложки для роста соединений $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ используются подложки, сильно отличающиеся по параметру кристаллической решетки и коэффициенту температурного расширения. Это приводит к высокой плотности дислокаций в выращиваемых слоях и, соответственно, к ухудшению электрофизических свойств получаемых структур. Снижения плотности дислокаций в слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ можно добиться, осуществляя рост в оптимальных условиях, а также, используя различные конструкции буферных слоев [1,2]. Не смотря на многочисленные исследовательские работы, до сих пор нет определенности в выборе структуры буферного слоя. В данной работе методом просвечивающей электронной микроскопии проведены исследования дефектов в слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ различного состава ($x=0, 0.2, 0.4, 0.6$) и различной полярности (металлической полярности и азотной полярности).

В работе исследовались структуры, выращенные методом аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии на сапфировых подложках Al_2O_3 (0001). После нитридации подложки выращивался буферный слой, состоящий из слоя AlN и решетки $\text{AlN}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{N}$. Формирование полярности структуры осуществлялось на этапе зарождения слоя AlN . После буферного слоя следовал рост слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. В результате, была выращена серия образцов металлической и азотной полярности с различной долей AlN в слое $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$: $x=0, 0.2, 0.4, 0.6$.

Было обнаружено, что начальный этап роста буферного слоя AlN сопряжен с очень большой плотностью дислокаций, которые образуются при объединении слабо разорентированных вокруг оси с 3D зародышей AlN [3]. На толщине ~ 100 нм наблюдается образование дислокационных полупетель и резкое снижение плотности дислокаций. Этот эффект объясняется различием в скорости роста зародышей, что способствует латеральному разрастанию одних зародышей поверх других, к загибу дислокаций и, соответственно, образованию дислокационных полупетель и уменьшению плотности прорастающих дислокаций. Кроме этого, в слое AlN наблюдается присутствие полостей и нанотрубок. Рост решетки $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{N}/\text{AlN}$ способствует уменьшению плотности дислокаций. При росте решетки одни дислокации загибаются, образуя дислокации несоответствия на границе слоев AlN и $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{N}$, и далее не распространяются вдоль направления роста, другие загибаются и в дальнейшем либо объединяются в одну, либо полностью аннигилируют. Некоторые дислокации проходят сквозь решетку, не изменяя своего направления распространения. Кроме этого, решетка способствует исчезновению полостей и нанотрубок, образовавшихся в слое AlN . Однако, было обнаружено, что дислокации могут генерироваться решеткой. Причиной этого может быть превышение критической толщины для решетки $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{N}/\text{AlN}$ на AlN , поскольку критическая толщина, рассчитанная по теории Matthews и Blakeslee, в этом случае составляет ~ 30 нм. Было также обнаружено, что в слое $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ часть дислокаций загибается или аннигилирует, но при этом также образуются и новые дислокации в результате его релаксации. Тем не менее из ТЕМ изображений видно, что плотность дислокаций в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ меньше, чем в AlN .

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00974 и 09-02-00775.

L. Dobos thanks the support of OTKA project K77331.

- [1] M. Kurimoto, T. Nakada, Y. Ishihara, T. Takano, M. Shibata, T. Honda, H. Kawanishi, Jpn. J. Appl. Phys. 38 (1999) L551.
- [2] M. Kurimoto, T. Nakada, Y. Ishihara, M. Shibata, T. Takano, J. Yamamoto, T. Honda, H. Kawanishi, Phys. Status Solidi A 176 (1999) 665.
- [3] H. Amano, I. Akasaki, K. Hiramatsu, N. Koide and N. Sawasaki, Thin Solid Films 163, 415 (1988).

TEM STUDY OF DEFECTS IN $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ LAYERS

A.V. Tikhonov^{1}, T.M. Malin¹, A.K. Gutakovskii¹, K.S. Zhuravlev¹, L. Dobos², B. Pecz².*

¹ Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
Lavrentieva avenue 13, 630090, Novosibirsk,

ph.: +7(383)3304475, e-mail: tihonalex@mail.ru

² Research Institute for Technical Physics and Materials Science, Hungarian Academy of Sciences,
P.O.Box 49, H-1525 Budapest, Hungary.

TEM studies of defects in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ layers with different AlN fraction ($x=0, 0.2, 0.4, 0.6$) and different polarity (metal polarity and nitrogen polarity) were carried out. Structures were grown by ammonia molecular beam epitaxy on sapphire substrates and consist of AlN buffer layer, $\text{AlN}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{N}$ superlattice and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ layer. It was observed that first stage of growth is connected with a very high density of dislocations. Further, at the thickness of about 100 nm the formation of half-loops and the strong decrease of dislocation density is occurred. From TEM images the presence of holes and pinholes in AlN buffer layer can be also observed. Superlattice leads to the decrease of dislocation density. During the growth of superlattice some dislocations bend over and escape to edge on the AlN/ $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{N}$ interface, another bend over and then annihilate or coalescence. Some dislocations do not interact with superlattice. In addition, TEM images show that superlattice leads to the disappearance of holes and pinholes which formed in the AlN buffer layer. However, it was found that dislocations can be generated by superlattice. It can be due to the exceeding the critical thickness of $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{N}/\text{AlN}$ superlattice on AlN layer, because critical thickness, defined by Matthews and Blakeslee theory, in this case is about 30 nm. It was found also that in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ layer some dislocations bend over or annihilate, but new dislocations are also generated in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ layer due to its relaxation. Though, it can be seen from TEM images, that density of dislocations in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ layer is less than in AlN buffer layer.

ОСОБЕННОСТИ СБОРКИ УФ ИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ

В.Е.Удалцов¹, Г.В.Зарицкий², А.А.Павлов³, А.В.Желаннов¹, А.А.Уварова¹

¹Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого.

Б.Санкт-Петербургская ул., 41, 173003, Великий Новгород
тел.+7 (8162)772-175, e-mail: veou@list.ru

²ОАО НПП «Старт» Нехинская ул., 55, 173000, Великий Новгород
тел. +7(8162)620633

³ ОАО «СКТБ РТ». Нехинская ул., 55, 173000, Великий Новгород
тел. +7(8162)629065

Приведены параметры современных керамических корпусов, используемых для сборки светоизлучающих диодов. Оценены предельные мощности подводимой энергии при установке кристаллов с использованием пайки эвтектическими сплавами или теплопроводящего клея.

УФ диоды отличаются относительно низкими КПД, поэтому для обеспечения заданной мощности излучения приходится подводить увеличенную электрическую мощность, по сравнению с диодами видимого и ИК излучения. В связи с этим сборку УФ диодов желательно осуществлять в корпусах с минимальным тепловым сопротивлением. Как правило, такими параметрами обладают металлокерамические корпуса. При сборке приборов с использованием керамического корпуса обеспечивается также изоляция электродов от общей шины, появляется возможность монтажа кристаллов по технологии «флип-чип».

Другой особенностью УФ диодов является необходимость применения прозрачных в этом диапазоне излучения материалов линзы и герметиков. К таковым относятся кварц, сапфир, некоторые виды кремний-органических смол[1].

Учитывая отмеченные особенности нами разработаны и осваивается производство пяти видов корпусов с использованием технологии LTCC (Low Temperature Co-fired Ceramic). Для маломощных УФ диодов используется два вида керамических корпусов, близких по параметрам к SOD-123 и CLCC-6. При этом герметизация приборов обеспечивается с помощью кремний-органического компаунда. Корпус SOD-123 характеризуется минимальными размерами 2,5x1,4мм². Корпус CLCC имеет размер 3,4x3,3 мм²[2]. Тепловое сопротивление этих корпусов не превышает 30 К/Вт. Для многоэлементных систем подсветки разработан многоместный корпус размером 8x8 мм², в котором можно установить до 12 кристаллов (чипов) размером 0,3x0,3 мм² или 3 кристалла размером 1x1 мм². Для сборки мощных (2-6 Вт) УФ диодов предназначен керамический корпус размером 7x9 мм² (аналог корпуса светодиодов семейства XR компании CREE) с кварцевой линзой [3], тепловое сопротивление корпуса не более 10 К/Вт. При монтаже кристаллов с диэлектрической подложкой выгоднее использовать алюминиевый корпус диаметром 21 мм, аналог корпуса «Star» с тепловым сопротивлением менее 3 К/Вт.

[1] Интернет-ресурс www.dowcorning.com/LED.

[2] Журнал «Live Distribution», November 2008, p.33

[3] Журнал «Новости электроники», №9, 2009, стр. 6-7

ASSEMBLING FEATURES OF UV EMITTING DIODES

V.E.Udal'tsov¹, G.V.Zaritskiy², A.A.Pavlov³, A.V.Zhelannov¹, A.A.Uvarova¹

¹ Yaroslav-the-Wise Novgorod state university. 41, St.-Petersburgskaya str, 173003, Velikiy Novgorod
Tel. + 7(8162) 772175, e-mail: veou@list.ru

² JSC NPP «Start». 55, Nehinsky str, 173000, Velikiy Novgorod

³ JSC SKTB RT. 55, Nehinsky str, 173000, Velikiy Novgorod

Technical characteristics of the flat ceramic packages used for SMD LEDs are resulted. Limiting capacities of brought energy at Mounting of crystals with soldering use alloys and heat-conducting glue are estimated.

ОПТИМИЗАЦИЯ ИНЖЕКЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В АКТИВНУЮ ОБЛАСТЬ МОЩНЫХ InGaN/GaN СВЕТОДИОДОВ СИНЕГО ДИАПАЗОНА

С.О. Усов^{1,2}, А.Ф. Пацульников^{1,2}, В.В. Лундин^{1,2}, А.В. Сахаров^{1,2}, Н.В. Крыжановская¹, А.Е. Николаев^{1,2}, Н.А. Черкашин³, Н.Н. Леденцов¹*

¹Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург, тел. +7(812)2927132, e-mail: S.Usov@mail.ioffe.ru

²Учреждение Российской академии наук Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН, Политехническая ул., 26, 194021, Санкт-Петербург

³Center for Material Elaboration & Structural Studies (CEMES) of the National Center for Scientific Research (CNRS), 31055 Toulouse, France

В настоящее время ведутся интенсивные разработки светодиодов (СД) на основе нитридов с улучшенными излучательными характеристиками в широком диапазоне длин волн от ультрафиолетового до инфракрасного диапазонов. Для СД на основе InGaN/GaN синего диапазона (440 нм) величина внутренней квантовой эффективности (КЭ) составляет более 75% при токе 50 А/см², а для СД зеленого диапазона (540 нм) при той же величине тока – только 40% [1]. Поэтому для увеличения внутренней КЭ и преодоления спада внешней квантовой эффективности необходимо изучение новых подходов к созданию активной области светодиодов на основе InGaN/GaN.

В работе проведено исследование оптических и структурных свойств светодиодов на основе InGaN/GaN, излучающих в синем диапазоне в интервале от 440 до 470 нм. Светодиодные структуры были выращены на сапфировых подложках вдоль оси с методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений (ГФЭ МОС) на установке Aixtron AIX2000HT. Исследование структурных свойств СД проводилось методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. Оптические свойства СД были исследованы методами электролюминесценции (ЭЛ), фотолюминесценции и микро-фотолюминесценции в интервале температур от 80 до 300 К.

Для увеличения внешней квантовой эффективности светодиодных структур синего диапазона был предложен новый дизайн активной области на основе короткопериодных сверхрешеток. Активная область снизу и сверху была ограничена короткопериодными сверхрешетками (КПСР) InGaN/GaN [2]. Существует несколько причин увеличения внешней квантовой эффективности светодиодов с КПСР, такие как уменьшение концентрации атомов магния в слоях InGaN активной области [2], уменьшение концентрации дефектов и дислокаций в активной области за счет использования нижней КПСР [3].

В данной работе были исследованы зависимости внешней квантовой эффективности от тока и температурные зависимости интегральной интенсивности ЭЛ структур, содержащих в активной области короткопериодные сверхрешетки, выращенные при различных условиях. Проведенные исследования позволили оптимизировать дизайн активной области, параметры и режимы роста слоев InGaN и GaN в активной области. Были определены оптимальные значения количества слоев InGaN в активной области, а также толщины, числа периодов и состава индия InGaN/GaN в КПСР, обеспечивающие максимальную величину внешней квантовой эффективности светодиодов.

На рис. 1а приведены спектры электролюминесценции, полученные при 100 мА при температурах 300К и 80К, для образца, содержащего КПСР. Видно, что при уменьшении температуры появляется излучение из области сверхрешетки (рис. 1а), которое связано с подавлением транспорта носителей заряда в КПСР, что приводит к увеличению излучательных переходов в слоях InGaN сверхрешетки. При дальнейшем уменьшении температуры интенсивность основного пика, связанного с излучением из активной области, падает за счет уменьшения числа носителей в активной области.

На рис. 1б. приведена температурная зависимость интегральной интенсивности ЭЛ образца, содержащего InGaN/GaN КПСР. При уменьшении температуры от комнатной до 250 К наблюдается рост (?) интенсивности ЭЛ основного пика, связанного с излучением из активной области, за счет снижения безызлучательной рекомбинации носителей заряда. При дальнейшем снижении температуры возрастает (?) интенсивность излучения, связанного с рекомбинацией носителей заряда в слоях InGaN КПСР, а (?) интенсивность основного пика падает за счет уменьшения числа носителей в активной области.

Из анализа температурных зависимостей интегральной интенсивности ЭЛ (рис. 1б) было установлено, что одной из причин повышения квантовой эффективности является увеличение

инжекции дырок из p-GaN в активную область за счет ухудшения транспорта носителей заряда. При этом предполагается, что при температуре около 180 К (рис. 1b) как надбарьерный, так и туннельный транспорт вносят вклад в электролюминесценцию [4].

В результате проведенной оптимизации дизайна активной области светодиодов удалось значительно увеличить внешнюю квантовую эффективность светодиодов синего диапазона на основе твердых растворов InGaN/GaN по сравнению со светодиодами, имеющими стандартный дизайн активной области.

Работа проведена при поддержке Федерального агентства по образованию (проект «Технология создания монолитного полихромного инжекционного источника белого света на основе квантоворазмерных гетероструктур»), Государственного контракта №02.523.12.3017 от 14 августа 2008 г., Проектов РФФИ № 08-02-01344-а и № 09-02-12449-офи_м и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».

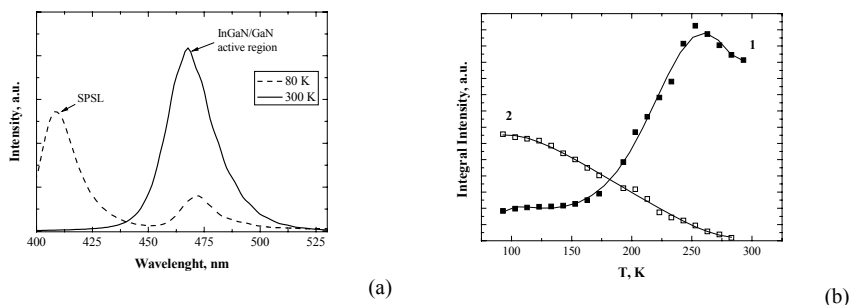


Рис.1. Спектры электролюминесценции, полученные при 100 мА при температурах 300К и 80К для образца, содержащего короткопериодные сверхрешетки (а); Температурные зависимости интегральных интенсивностей коротковолнового (2) и длинноволнового (1) максимумов спектров ЭЛ при токе 100 мА для образца, содержащего КПСР. (b)

- [1] Matthias Peter, Ansgar Laubsch, Werner Bergbauer, et al., Phys.Status Solidi A, 206, 1125-1129 (2009)
 [2] А.Ф.Цацульников, В.В.Лундин, А.В.Сахаров, Е.Е.Заварин и др., ФТП, 44, 96-100 (2010)
 [3] В.С. Сизов, А.Ф. Цацульников, А.В. Сахаров, В.В. Лундин и др., ФТП (2010), в печати
 [4] S. Khatsevich, D. H. Rich, S. Keller, S. P. DenBaars, Phys. Rev. B 75, 035324/1-16 (2007)

OPTIMIZATION OF CHARGE CARRIERS INJECTION TO THE ACTIVE REGION OF THE BLUE InGaN/GaN HIGH POWER LIGHT-EMITTING DIODES

S.O. Usov^{1,2,}, A.F. Tsatsul'nikov^{1,2}, V.V. Lundin^{1,2}, A.V. Sakharov^{1,2},
 N.V. Kryzhanovskaya¹, A.E. Nikolaev^{1,2}, N.A. Cherkashin³, N.N. Ledentsov¹.*

¹Ioffe Physico-Technical Institute of the RAS, Polytechnicheskaya ul. 26, 194021, St.Petersburg,
 +7(812)2927132, e-mail: S.Usov@mail.ioffe.ru

² Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center of RAS,
 Polytechnicheskaya ul. 26, 194021, St.Petersburg

³Center for Material Elaboration & Structural Studies (CEMES) of the National Center for Scientific
 Research (CNRS), 31055 Toulouse, France

The work is devoted to optimization of the active region design of InGaN/GaN high-power light emitting diodes, which emits in the spectral range from 440 to 470 nm. The light-emitting diodes were grown by metal organic chemical vapor deposition on sapphire substrates using Aixtron AIX2000HT setup. From analysis of the temperature dependences of electroluminescence integrated intensity, it was shown that the InGaN/GaN short-period superlattices allow to significantly increase the injection of charge carriers into light-emitting diodes active region. The influence of the active region design and the parameters of the InGaN/GaN layers on external quantum efficiency of light-emitting diodes was investigated and it was shown that the optimization gives rise to increase the external quantum efficiency more than 50%.

ОСОБЕННОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ InN В ОБЛАСТИ ПРЯМОГО ОПТИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДА

Л.А. Фальковский

Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН
ул. Косыгина 2, 119334 Москва
тел. +7(499)1373244, e-mail: falk@itp.ac.ru;

Среди полупроводников типа A^3B^5 , привлекающих широкое внимание в связи с возможным использованием в оптоэлектронике, особое место занимает InN со структурой вюрцита. Недавно обнаружено, что у него прямая запрещенная щель составляет приблизительно 0,7 эВ, а не 1,9 эВ, как считалось ранее, т. е. гораздо меньше, чем у большинства материалов этой группы. Малому значению щели отвечает и малая эффективная масса у электронов в зоне проводимости.

Обычно зонные расчеты для A^3B^5 сверяют с моделью Кейна, согласно которой зоны проводимости и валентная в окрестности центра зоны Бриллюэна строятся из s и p состояний. Расчеты электронного спектра "из первых принципов" для InN дают противоречивые результаты, поскольку зависят от того, относятся или нет d электроны индия к его внутренней оболочке. Экспериментальные данные, а также вычисления показывают, что расщепления валентной зоны в InN под влиянием кристаллического поля и спин-орбитального взаимодействия малы по сравнению с расстоянием $2\epsilon_g$ между s и p термами (рис. 1). Поэтому при расчетах интегральных свойств таких, как диэлектрическая функция модель Кейна можно существенно упростить, пренебрегая малыми расщеплениями валентной зоны.

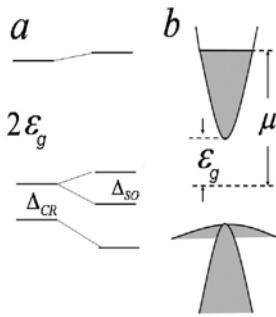


Рис. 1. Зонная схема InN

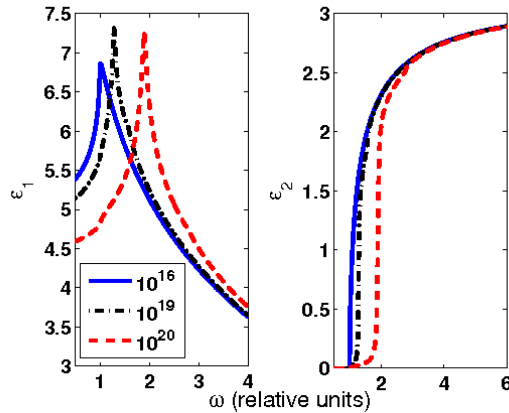


Рис. 2. Вещественная и мнимая части диэлектрической функции в зависимости от частоты (в единицах запрещенной щели $2\epsilon_g=0.69$ эВ) для трех значений концентрации носителей в зоне проводимости -- соответствующие значения химпотенциала μ в единицах запрещенной щели: 1,01, 1,57, 2,79; частота релаксации взята равной 0,01 μ

Для InN с носителями при низких температурах мы рассчитали в рамках этой упрощенной модели диэлектрическую функцию, ее вещественную и мнимую части в оптической области, где ближайший межзонный электронный переход играет главную роль, т. е. для частотного интервала 0,3 - 4 эВ. Мнимая часть диэлектрической функции, определяющая поглощение, имеет, как известно, корневую особенность на пороге прямых электронных переходов в случае, если зона проводимости пуста (i), и конечный скачок, если носители в зоне проводимости вырождены (ii), т. е. при низкой температуре. В работе [1] для трех полиморфных модификаций InN (с симметрией вюрцита, цинковой обманки и каменной соли) мнимая часть диэлектрической функции вычислялась численно в первом случае (i), а вещественная - восстанавливалась с помощью соотношений Крамерса-Кронига, причем электронный спектр рассчитывался, исходя из первых

принципов. В той же работе мнимая часть оценивалась и в рамках схемы Кейна, но эти результаты не пригодны при заметной концентрации носителей, поскольку в этом случае нужно учитывать зависимость межзонного матричного элемента от квазиимпульса.

Мы выяснили, что вещественная часть диэлектрической функции имеет особенность типа кинка в случае (i) и логарифмическую особенность в случае (ii). Ранее такие особенности были найдены нами у графена [2] и полупроводников типа A^4B^6 [3]. Малое (по сравнению с фотонной частотой) электронное затухание, как и температура, сглаживают особенности диэлектрической функции.

Наш результат помимо обычного внутризонного слагаемого Друде-Больцмана содержит межзонный вклад, который можно записать в виде интеграла по энергетической переменной в пределах от ε_g до значения порядка атомной энергии в 10 эВ (точное значение этого верхнего предела не существенно из-за логарифмического характера интеграла):

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{8e^2}{3\pi\hbar P} \int dx \sqrt{x^2 - \varepsilon_g^2} \times \left[\frac{\varepsilon_g^2 (f(-x) - f(x))}{2x^2(4x^2 - \omega^2)} + \frac{f(-\varepsilon_g) - f(x)}{(x + \varepsilon_g)^2 - \omega^2} + \frac{f(x) - f(-\varepsilon_g)}{(x - \varepsilon_g)^2 - \omega^2} \right],$$

где межзонный матричный элемент P известен из измерений эффективной массы и запрещенной щели, а $f(x)$ – функция распределения Ферми. Первое слагаемое в скобках описывает переходы между зонами легких дырок и электронов, а последние два – из зоны тяжелых дырок. Все они содержат мнимую часть из-за обхода полюса. Интеграл легко оценивается в различных предельных случаях, результат интегрирования показан на рис. 2 для относительно небольших концентраций носителей, когда можно не учитывать внутризонный вклад. Мнимая часть диэлектрической функции (на рис. справа) выше порога выходит на плато $\varepsilon_2 \rightarrow 3.16$, а вещественная часть в максимуме для указанных на рис. концентраций носителей составляет $\varepsilon_1 = 7 - 7.3$. Соответствующие экспериментальные [4]-[5] и полученные из первых принципов [1] значения мнимой части 2.5-3.5 лежат на плато в интервале 1.5 - 4.0 эВ, что очень хорошо согласуется с рис. 2. Для вещественной части имеем экспериментальное [4] значение в максимуме $\varepsilon_1 \sim 9$, что, по-видимому, говорит о большом числе носителей в образце. Наша теория позволяет вычислить и диэлектрическую постоянную, т. е. значение вещественной части на частоте, большой по сравнению с характерными фоновыми частотами, но малой по сравнению со щелью. Имеющееся в литературе значение варьируется в пределах 6.7-7.4, что близко к нашему расчету $\varepsilon_1 = 5.18$.

[1] J. Furthmuller, P.H. Hahn, F. Fuchs, and F. Bechstedt, Phys. Rev. B 72, 205106 (2005).

[2] L.A. Falkovsky, A.A. Varlamov, Eur. Phys. J. B 56, 281 (2006);

L.A. Falkovsky, S.S. Pershoguba, Phys. Rev. B 76, 153410 (2007).

[3] L.A. Falkovsky, Phys. Rev. B 77, 193201 (2008); УФН 178. 923 (2008).

[4] A. Kasic, E. Valcheva, B. Monemar, H. Lu, W.J. Schaff, Phys. Rev. B 70, 115217 (2004).

[5] R. Goldhahn, A.T. Winzer, V. Cimalla, O. Ambacher, C. Cobet, W. Richter, N. Esser, J. Furthmuller, F. Bechstedt, H. Lu, and W.J. Schaff, Superlattices Microstruct. 36, 591 (2004).

IN N DIELECTRIC FUNCTION FROM MIDINFRARED TO THE VISIBLE RANGE

L.A. Falkovsky

L.D. Landau Institute for Theoretical Physics, Kosygina 2, 119334 Moscow
phone. +7(499)1373244, e-mail: falk@itp.ac.ru;

The dispersion of the dielectric function for wurtzite InN is analytically evaluated in the region near the fundamental energy gap. The real part of the dielectric function has a logarithmic singularity at the absorption edge. This results in the large contribution into the optical dielectric constant. For samples with degenerate carriers, the real part of the dielectric function is divergent at the absorption edge. The divergence is smeared with temperatures or relaxation rate. The imaginary part of the dielectric function has a plateau far away from the absorption onset.

ТЕМПЛЕЙТЫ ДЛЯ ПРИБОРОВ НА ОСНОВЕ НИТРИДОВ

Ю.Н.Макаров^{1}, Т.Ю.Чемякова¹, И.С.Бараш¹, А.Д.Роенков¹, С.Ю.Курников¹, Х.Хелава²*

¹ ООО «Нитридные кристаллы», пр. Энгельса, 27, 194156 Санкт-Петербург

² Helava Systems Inc, Deer Park, NY 11729, USA

тел.+7(812)7031397, e-mail: yuri.makarov@semitech.us

Светодиоды ближнего ультрафиолетового (УФ) спектрального диапазона на основе нитридов III группы являются в настоящее время актуальными, востребованными и перспективными изделиями, необходимыми во многих областях народного хозяйства. Этот успех УФ светодиодов обеспечивается их длительным сроком службы, малым энергопотреблением, низкими эксплуатационными расходами, миниатюрностью и экологичностью. Несмотря на явную востребованность УФ светодиодов, они не присутствуют на мировом рынке в достаточном количестве, чему есть две основных причины: низкая внешняя эффективность светодиодов (обычно менее ~3% при токе 20 мА для коммерчески доступных приборов, излучающих свет с длиной волны 365 нм) и их сравнительно высокая стоимость. Низкая эффективность УФ светодиодов обусловлена:

- высокой плотностью дислокаций в эпитаксиальных структурах, связанной с отсутствием низкодефектных подложек из нитрида галлия и нитрида алюминия;
- несовершенством технологии выращивания приборных структур;
- нерешенной до конца проблемой легирования используемых материалов.

Светодиоды, изготовленные на основе темплейтов, имеют те же основные области применения, что и светодиоды на традиционных подложках. Главной проблемой создания темплейтов с высокими техническими характеристиками в настоящее время остается проблема качества эпитаксиальных структур, т.к. они имеют очень высокий уровень плотности структурных дефектов. Главной технологической проблемой при выращивании эпитаксиальных слоев $A^{III}B^V$ является отсутствие подходящего материала для подложек. Уменьшение плотности дислокаций в материале подложки является важным фактором оптимизации рабочих характеристик, полученных на этой подложке светодиодов.

Одним из направлений снижения отношения «цена/качество» может быть использование сравнительно дешевой технологии выращивания светодиодных структур, основанной на хлоридной эпитаксии, что позволяет заметно снизить себестоимость светодиодов за счет выращивания этим методом буферного/контактного слоя, изготовление которого с помощью стандартной МОС-гидридной технологии является весьма затратной операцией, увеличивающей себестоимость эпитаксиальных пластин.

В своей работе мы использовали метод хлоридно-гидридной эпитаксии для выращивания темплейтов на различных подложках с целью создания нитридных приборов с оптимальными рабочими характеристиками. Эпитаксиальные гетероструктуры наращивались на следующие подложки:

Подложки лейкосапфира обладают прозрачностью в широком спектральном диапазоне, разработанными технологиями роста и обработки и относительной дешевизной. Однако большое различие в постоянных решетке и коэффициентах термического расширения нитридных эпитаксиальных слоев и сапфира требует применения специальных технологических приемов.

Подложки карбида кремния обладают широкой запрещенной зоной, высокими: теплопроводностью, насыщенной скоростью дрейфа, напряженностью пробоя. Они применяются в светодиодах зеленого и синего диапазонов, экономичном твердотельном освещении (белые СД), в мощных высокочастотных диодах и транзисторах, преобразователях электроэнергии. По своим свойствам и структурным параметрам SiC лучше сапфировых подложек соответствует нитридным гетероструктурам, но стоимость их значительно выше.

Подложки нитрида алюминия обладают высокой теплопроводностью, высокой напряженностью поля пробоя, наибольшей шириной запрещенной зоны, прозрачностью в УФ области (до 200нм), совместимостью по физическим свойствам с приборными структурами на AlN/AlGaN

С помощью низкодефектных подложек нитрида алюминия в эпитаксиальном слое можно понизить плотность проникающих дислокаций, которые являются центрами безызлучательной рекомбинации в нитридах III группы. Использование подложек AlN, имеющих практически те же параметры кристаллической решетки, что и нитрид галлия, позволяет практически устранить безызлучательную рекомбинацию, т.е. увеличить КПД прибора.

Методом ХГЭ в горизонтальном реакторе были проведены ростовые процессы и получены следующие гетероструктуры (Рис1.):

Темплейты GaN(AlGaIn)/Al₂O₃ обеспечивают изготовление мощных УФ светодиодов для систем быстрой очистки, обеззараживания и диагностики в биотехнологиях, медицине, фармакологии, мощных высокочастотных транзисторов, высокочастотных преобразователей, переключателей без потерь энергии, мощных радаров, устройств для мобильной связи.

Темплейты GaN(AlGaIn)/SiC обеспечивают возможность изготовления светодиодов видимого и ближнего УФ спектральных диапазонов (320-600 нм) с пониженной плотностью дефектов (в первую очередь, проникающих дислокаций) и вертикальной геометрией электродов. Последнее обстоятельство позволяет в случае мощных светодиодов обеспечить более равномерное распределение плотности тока в активной области и, следовательно, меньшее температурное и токовое влияние на эффективность приборов, а в случае светодиодов малой и средней мощности – получить большее количество чипов с эпитаксиальной пластины, что необходимо для понижения их себестоимости. Кроме того, использование GaN/SiC темплейтов для изготовления нитридных светодиодов имеет дополнительные преимущества, связанные с материальными свойствами карбида кремния: лучший теплоотвод за счет высокой теплопроводности SiC и более высокая эффективность экстракции света из чипа, что связано с величиной показателя преломления материала.

Темплейты AlN/SiC представляют собой продукт, ориентированный на электронику и оптоэлектронику дальнего УФ спектрального диапазона (210-300 нм). Для мощных высокотемпературных высокочастотных полевых транзисторов AlN/SiC темплейты представляют собой естественный аналог полуизолирующей подложки SiC, который к тому же заметно более дешевый. Сочетание высокой теплопроводности и пониженной плотности проникающих дислокаций делает возможным изготовление на AlN/SiC темплейтах мощных высокочастотных транзисторов нового поколения. В случае светодиодов дальнего УФ диапазона AlN/SiC темплейты позволяют, понизив плотность проникающих дислокаций, резко увеличить эффективность излучения света, что является наиболее критичным фактором для приборов этого класса.

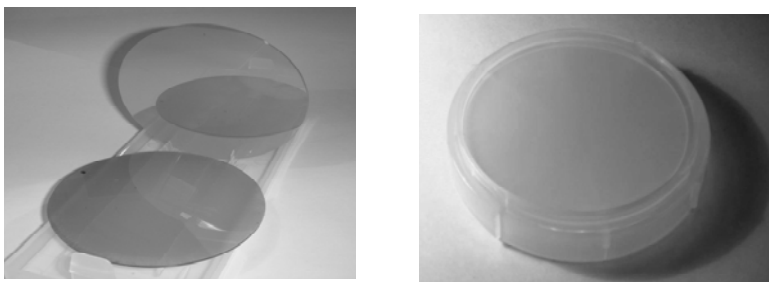


Рис.1 . Темплейты GaN(AlGaIn)/Al₂O₃ (слева) и GaN(AlGaIn)/SiC (справа), выращенные методом хлоридно-гидридной эпитаксии.

TEMPLATES FOR NITRIDE DEVICES

Yu.N. Makarov¹ T.Yu. Chemekova¹, I.S. Barash¹, A.D.Roenkov¹, S.Yu. Kurnikov¹, H. Helava²*

¹ Nitride Crystals Group Ltd, St.Petersburg, 194156, Russia

² Helava Systems Inc, Deer Park, NY 11729, USA

phone:+7(812)7031397, e-mail: yuri.makarov@semitech.us

The technology of HVPE growth of GaN(AlGaIn)/Al₂O₃, GaN(AlGaIn)/SiC, AlN/SiC templates has been developed. Currently the technology provides templates diameter up to 2 inch with FWHMs in ω -scan being of 2-5 arcmin. Optimizations of the design of a reactor and growth conditions have allowed to increase the of output high quality templates with a low level of defects.

ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРОВ И ЭФФЕКТИВНОСТИ СВЕТОДИОДОВ БЕЛОГО СВЕЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР ТИПА InGaN/AlGaN/GaN, ПОКРЫТЫХ РАЗЛИЧНЫМИ ЛЮМИНОФОРАМИ, ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

А.В. Чуйс¹, А.В. Феопантов²

¹ Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, 119991
тел: (495) 939-29-94, факс: (495) 939-14-89, эл. почта: s.alexey@gmail.ru

² ОАО «Светлана-Оптоэлектроника», Санкт-Петербург, а/я 78, 194156

Исследования зависимости спектров электролюминесценции и эффективности светодиодов белого свечения от температуры нагрева T необходимы для понимания относительной роли свойств светодиодов синего свечения, возбуждающих люминофоры, и свойств разных люминофоров [1, 2], а также их взаимодействия. Зависимость свойств светодиодов от температуры T также связана с нагревом светодиодов при больших токах. Это связано с важнейшей проблемой падения квантового выхода излучения с увеличением тока.

Исследовались светодиоды белого свечения ИРС-50 с кристаллами МК-24 на кремниевых подкристалльных платах. Корпус светодиодов изготовлен из дюралюминия Д-16, линза – из оптического поликарбоната. Полость линзы заполнена силиконовым гелем SilGel 612. В качестве компаунда люминофорной смеси использован силикон LS-6257. Была выбрана серия светодиодов на основе кристаллов синего свечения [3] со следующими слоями гетероструктуры: n-GaN – 4 мкм; 10 периодов буферной сверхрешетки InGaN/GaN – 0,1 мкм; 8 периодов активной области – ~0,5 мкм (барьер/яма – 1/2); 2 периода нелегированной сверхрешетки u-AlGaN/u-GaN; слой p-GaN – ~0,1 мкм. Образцы различались двумя люминофорами с одинаковой длиной волны возбуждения (≈ 460 нм): фирмы Intematix, Y4750 [(SrBaMg₂)₂SiO₄:Eu²⁺] и НИИ «Платан», ФЛЖ-21 [(Gd_xY_{1-x})₃Al₅O₁₂:Ce³⁺].

Регистрация спектров проводилась при комнатной температуре в диапазоне токов 1 – 350 мА. Спектральное разрешение не хуже 0,1 нм.

Показано, что различие спектров светодиодов белого свечения с разными люминофорами (Y4750 и ФЛЖ-21) обусловлено как свойствами самих люминофоров (спектр ФЛЖ-21 неоднородно уширен в длинноволновую сторону), так и разным поглощением излучения синей линии кристаллов этими люминофорами: люминофор ФЛЖ-21 сильнее поглощает синее излучение, что приводит к увеличению показателя коротковолнового спада синей линии.

Интегральная интенсивность излучения светодиодов белого свечения уменьшается с увеличением температуры в интервале от 0 до +60 °С приблизительно с коэффициентом 0,55 – 0,33 %/°С. Большая часть падения интенсивности обусловлена падением интенсивности излучения люминофора. Пик интенсивности светодиода, соответствующий излучению люминофора, смещается на 1 – 2 нм.

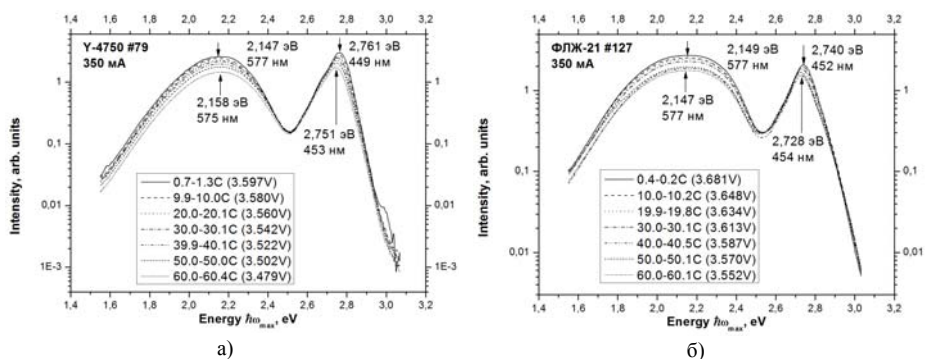


Рис. 1. Спектры электролюминесценции светодиодов с люминофором: а) Intematix Y4750 (SrBaMg₂)₂SiO₄:Eu²⁺; б) НИИ «Платан» ФЛЖ-21 (Gd_xY_{1-x})₃Al₅O₁₂:Ce³⁺ при изменении температуры.

Форма синей линии в кристалле существенно меняется, как с длинноволновой (со стороны люминофора), так и с коротковолновой стороны. Знаменатель в показателе экспоненциального спада коротковолновой части пропорционален температуре $E_1 = m \cdot kT$, но величина коэффициента m существенно больше единицы, $m = 2,2 \div 9,0$. Это можно объяснить влиянием поглощения излучения кристалла люминофором.

При малых токах < 4 мА преобладает падение напряжения на параллельном сопротивлении светодиода R_{Π} и вольтамперные характеристики на этом участке линейны. Значение параллельного сопротивления увеличивается с ростом T и не зависит от типа люминофора. С увеличением T КПД и световая отдача в области максимума зависимости КПД от тока уменьшается на 2,5% для светодиодов с люминофором Y4750 и на 8% для светодиодов с люминофором ФЛЖ-21.

Показано, что с увеличением T координаты цветности светодиодов белого свечения сдвигаются в область холодного свечения $(0,374; 0,39) - (0,357; 0,345)$ вследствие уменьшения относительной доли излучения люминофора. Соответственно сдвигается коррелированная цветовая температура 4070 – 4506.

Светодиоды с люминофором Y4750 лучше для цветового восприятия человеческим глазом, в то время как светодиоды с люминофором ФЛЖ-21 имеют большие индексы цветопередачи и цветовую температуру. Повышение T приводит к сдвигу коррелированной цветовой температуры вследствие падения относительной роли люминофора.

[1] R. Jabbarov, N. Musayeva, F. Scholz, T. Wunderer, A. N. Turkin, S. S. Shirokov, and A. E. Yunovich. Phys. Status Solidi A, 206 (2), 287 – 292 (2009).

[2] Н.П.Социн, Н.А.Гальчина, Л.М.Коган, С.С.Широков, А.Э.Юнович. ФТП, 43 (5), 700 – 704 (2009).

[3] Д.А.Закгейм , И.П.Смирнова, И.В.Рожанский и др. ФТП, 39 (7), 885 (2005).

DEPENDENCE OF SPECTRA AND EFFICIENCY OF WHITE LIGHT-EMITTING DIODES BASED ON InGaN/AlGaIn/GaN HETEROSTRUCTURES COVERED BY VARIOUS PHOSPHORS ON TEMPERATURE

A.V.Chuyas^{1}, A.V.Feopentov²*

¹ M.V. Lomonosov Moscow State University, Physics Dept. Leninskie gory 1 Building 2, Moscow, Russia, 119991, e-mail: c.alexey@gmail.ru

² JSC «Svetlana-Optoelectronica», Saint-Petersburg, Postbox 78, Russia, 194156

Researching dependence of electroluminescence spectra and efficiency of white light-emitting diodes on heating temperature are necessary for understanding a relative role of blue light-emitting diodes properties exciting phosphors and properties of different phosphors and also their interactions. White light-emitting diodes based on identical blue-emitting crystals covered by two various phosphors [(SrBaMg₂)₂SiO₄:Eu²⁺, (Gd_xY_{1-x})₃Al₅O₁₂:Ce³⁺] with identical excitation wavelength (≈ 460 nm) were investigated. Spectra distinction of white light-emitting diodes with different phosphors is caused both phosphors properties (spectra FLJ-21 is inhomogeneously broadened to the long-wave side) and different absorption of blue-emitting crystals by these phosphors: phosphor FLJ-21 absorbs blue-emitting more strongly that leads to increasing short-wave decay index of blue line. Radiation intensity of white light-emitting diodes decreases with increasing temperature from 0 to +60 °C with factor 0,55 – 0,33 %/ °C. Temperature increasing leads to efficiency droop and also to shift of tristimulus values to cold luminescence region.