

НАНО- и МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА

№ 5 (130) ✧ 2011

ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ МЕЖДИСЦИПЛИНАРНЫЙ ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ И ПРИКЛАДНОЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Журнал выпускается при научно-методическом руководстве Отделения нанотехнологий
и информационных технологий Российской академии наук

Журнал включен в перечень научных и научно-технических изданий ВАК России
и в систему Российского индекса научного цитирования

Издается с 1999 г.

Главный редактор
Мальцев П. П.

Зам. гл. редактора
Лучинин В. В.

Редакционный совет:

Аристов В. В.
Асеев А. Л.
Волчихин В. И.
Гапонов С. В.
Захаревич В. Г.
Каляев И. А.
Квардаков В. В.
Климов Д. М.
Ковальчук М. В.
Нарайкин О. С.
Никитов С. А.
Сауров А. Н.
Серебряников С. В.
Сигов А. С.
Стриханов М. Н.
Чаплыгин Ю. А.
Шахнов В. А.
Шевченко В. Я.

Редакционная коллегия:

Абрамов И. И.
Андреевский Р. А.
Антонов Б. И.
Арсентьева И. П.
Астахов М. В.
Быков В. А.
Горнев Е. С.
Градецкий В. Г.
Гурович Б. А.
Кальнов В. А.
Карякин А. А.
Колобов Ю. Р.
Кузин А. Ю.
Мокров Е. А.
Норенков И. П.
Панич А. Е.
Панфилов Ю. В.
Петросянц К. О.
Петрунин В. Ф.
Путилов А. В.
Пятышев Е. Н.
Сухопаров А. И.
Телец В. А.
Тимошенков С. П.
Тодуа П. А.
Шубарев В. А.

Отв. секретарь

Лысенко А. В.

Редакция:

Григорин-Рябова Е. В.
Чугунова А. В.

Учредитель:
Издательство
"Новые технологии"

СОДЕРЖАНИЕ

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ

- Раткин Л. С.** Перспективы развития размерной метрологии в сфере нанотехнологий и микроэлектроники. 2

НАНОТЕХНОЛОГИИ И ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

- Дудин А. А., Кустов Е. Ф.** Теория расчета основных параметров наночастиц для определения их состава. 7
- Сидорова С. В., Юрченко П. И.** Исследование формирования островковых наноструктур в вакууме. 9

КОНСТРУИРОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ МНСТ

- Богданов С. А., Захаров А. Г., Лытчук А. А.** Моделирование распределения потенциала в барьерах Шоттки с учетом краевых эффектов. 12

МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНСТ

- Войцеховский А. В., Несмелов С. Н., Кульчицкий Н. А., Мельников А. А.** Светодиоды излучающие гетероструктуры AlGaIn/InGaIn/GaN с множественными квантовыми ямами. 16
- Синев Л. С., Рябов В. Т.** Согласование коэффициентов термического расширения при электростатическом соединении кремния со стеклом. 24
- Мальшев А. В.** Исследование влияния технологии приготовления литий-титановой ферритовой керамики на ее электрофизические свойства. 28
- Хромова Л. П., Коростелев В. Ф.** Формирование квазикристаллических структур в сплавах на основе алюминия. 33

ЭЛЕМЕНТЫ МНСТ

- Громов Д. В., Матвеев Ю. А., Федоров Ю. В.** Влияние радиации на характеристики элементов на нитриде галлия. 39

НОВОСТИ МНСТ 49

Contents 55

Аннотации на русском и английском языках с 1999 г. по настоящее время находятся в свободном доступе на сайтах журнала (<http://novtex.ru/nmst/>) и научной электронной библиотеки (<http://elibrary.ru>). Электронные версии полнотекстовых статей расположены на сайте журнала: с 1999 г. по 2003 г. в разделе "ПОИСК СТАТЕЙ", а с 2004 г. — в разделе "АРХИВ".

ПОДПИСКА:

- по каталогу Роспечати (индекс **79493**);
- по каталогу "Пресса России" (индекс **27849**)
- в редакции журнала (тел./факс: (499) 269-55-10)

Адрес для переписки:
e-mail: nmst@novtex.ru

УДК 623.3

Л. С. Раткин, канд. техн. наук, нач. отдела научных разработок, ООО "АРГМ", г. Москва, e-mail: rathkeen@bk.ru

ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ РАЗМЕРНОЙ МЕТРОЛОГИИ В СФЕРЕ НАНОТЕХНОЛОГИЙ И МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

Поступила в редакцию 21.02.11

Научная сессия Отделения нанотехнологий и информационных технологий (ОНИТ) Российской академии наук (РАН), проведенная в Москве в 2010 году под председательством директора Физико-технологического института РАН академика Орликовского А. А., была посвящена перспективам развития размерной метрологии в сфере нанотехнологий и микроэлектроники. На сессии, в частности, обсуждались вопросы стандартизации и метрологического обеспечения в микро- и нанотехнологиях, нанометрологии при измерениях геометрических параметров изделий, калибровки растровых электронных микроскопов (РЭМ) и атомно-силовых микроскопов (АСМ), прецизионных измерений в нанометровом диапазоне, нейтронно-синхротронного исследования наноматериалов, сканирующей зондовой микроскопии для изучения наносистем и наноматериалов.

Ключевые слова: размерный, метрология, нанотехнологии, микроэлектроника, стандартизация, нанометрология, калибровка, РЭМ, АСМ, нейтронно-синхротронный, наносистемы, наноматериалы

Различные аспекты стандартизации и метрологии в микро- и нанотехнологиях рассматривались в докладе директора Государственного научного метрологического центра "Научно-исследовательский центр по изучению свойств поверхности и вакуума", профессора Национального исследовательского университета "Московский физико-технологический институт", д-ра физ.-мат наук Тодуа П. А. Поскольку эталоном является техническое средство, предназначенное для хранения, воспроизведения и передачи размера единицы величины с наивысшей точностью, теория и практика, касающаяся измерений в нанотехнологиях, включает в себя метрологическое сопровождение технологических процессов, средства и методы калибровки пара-

метров средств измерений, а также эталоны единиц физических величин и стандартные образцы состава и свойств для нанотехнологии. Стандартизация в нанотехнологиях предполагает учет комплекса экологических и медицинских факторов, единую терминологию и стандартизацию методов калибровки и измерений, технологических процессов, параметров материалов и объектов нанотехнологии. Сфера деятельности ИСО/ТК 229 охватывает применение свойств материалов нанометрового диапазона, различающихся свойствами как отдельных молекул и атомов, так и объемных материалов, для конструирования более совершенных материалов, систем или приборов, реализующих эти свойства. Также предполагается управление процессами и свойствами материалов в нанометровом диапазоне для размеров меньше 100 нм по одной или нескольким координатам, новые применения которых обусловлены наноразмерными явлениями.

Со времени создания Международного бюро мер и весов (Париж) и подписания Международной метрической конвенции в мае 1875 г. неоднократно уточнялись значения различных величин. Например, в сентябре 1889 г. на Первой Генеральной конференции по мерам и весам метр определялся как 1/40 000 000 (одна сорокамиллионная) длины парижского меридиана. Неопределенность прототипа метра (штриховой меры — платиноиридиевого жезла) составляла 0,1 мкм. На Одиннадцатой Генеральной конференции по мерам и весам (октябрь 1960 г.) метр, согласно резолюции 6, определялся как 1 650 763,73 длин волн в вакууме излучения, соответствующего переходу между уровнями $2p_{10}—5d_5$ атома криптона-86. Неопределенность повысилась на порядок до 0,01 мкм. На Семнадцатой Генеральной конференции по мерам и весам (октябрь 1983 г.) в соответствии с Рекомендацией 1 метр определялся как длина пути, проходящего светом в вакууме за интервал времени, равный 1/299792458 с. В сентябре 1997 г. на Девятой сессии Консультативного комитета по длине с рекомендованными значениями длины волны 632,99139822 нм и частотой 473 612 214 705 кГц излучения He-Ne/I₂ лазера в вакууме была достигнута точность воспроизведения метра 10^{-11} м.

В настоящее время стандартизация и метрология в нанотехнологической сфере охватывает широкий спектр вопросов, относящихся как к фундаментальным, так и к прикладным исследованиям.

Базисом современной reference metrology и стандартизации в нанотехнологиях являются не только проблемно-ориентированные исследования особенностей взаимодействия измерительных нанозондов, пучков заряженных частиц, оптического и рентгеновского излучений с наноструктурированными объектами, но и средства и методы метрологического обеспечения нанотехнологических измерений, стандартизованные методики калибровки и измерений и стандартные образцы свойств и состава, структуры и размеров. Нормативно-методическая и метрологическая база обеспечения единства измерений в нанотехнологиях обеспечивает измерение геометрических размеров (1D, 2D и 3D), анализ структуры, химического и фазового составов, а также оптических, электрических, механических, магнитных и термодинамических свойств. Это позволяет проводить исследования в таких областях, как нанотехнологии для систем безопасности, нанобиотехнологии, конструкционные наноматериалы, функциональные наноматериалы для энергетики, наноинженерия, нанофотоника, композитные наноматериалы, функциональные наноматериалы для космической техники и работы с высокочистыми веществами, наноэлектроника. Измерение геометрических параметров объектов нанотехнологий достижимо как на растровом электронном, так и на сканирующем зондовом микроскопах. Фундамент стандартизационного и метрологического обеспечения нанотехнологий составляет базовый эталон единицы длины в диапазоне от 1 до 100 нм на основе растровой, просвечивающей электронной и зондовой микроскопии, лазерной интерферометрии и рентгеновской дифрактометрии.

Поскольку одной из важнейших задач нанометрологии является метрология линейных измерений и определение геометрических параметров объектов, измерение магнитных, электрических, механических и других свойств объекта предполагает прецизионное пространственное позиционирование зонда измерительного устройства с заданной точностью по координатам. Для калибровки систем сканирования и позиционирования и измерения линейных перемещений предназначен лазерный измеритель наноперемещений. Среди его технических характеристик следует отметить скорость перемещения — до 3 мм/с, диапазон измерения перемещений — от 1 до 10 нм, абсолютную погрешность перемещений — от 0,5 до 3 нм и дискретность отсчета 0,1 нм. Трехмерная шаговая линейная мера обеспечивает калибровку измерительных систем в диапазоне линейных размеров от 1 нм до 100 мкм по трем координатам. Калибровка атомно-силовых микроскопов (АСМ) обеспечивается линейностью и ортогональностью сканирования по всем осям, радиусом острия кантилевера и ценой делений по координатам X , Y и Z ; калибровка растровых электронных микроскопов (РЭМ) —

линейностью сканирования в плоскости (X , Y), диаметром зонда и увеличением. Для эталона сравнения применяется линейная мера с интерферометрическим методом аттестации. Носителем размера является длина волны стабилизированного He-Ne-лазера. Номинальные размеры эталона: глубина (высота) — от 100 до 1500 нм, ширина линии — от 10 до 1500 нм, шаг — 2000 нм. При калибровке РЭМ по одному изображению время калибровки составляет менее 5 мин. Таким образом, при иерархической передаче размера единицы физической величины с использованием эталонов сравнения, средств и методов измерения обеспечивается абсолютная привязка результатов линейных измерений в нанометровом диапазоне к национальным эталонам физических величин.

Среди введенных в действие пилотных российских стандартов в нанотехнологической сфере можно отметить:

- ГОСТ Р 8.636—2007 "Микроскопы электронные растровые. Методика калибровки";
- ГОСТ Р 631—2007 "Микроскопы электронные растровые измерительные";
- ГОСТ 8.629—2007 "Меры рельефные нанометрового диапазона с трапецеидальным профилем элементов. Методика поверки";
- ГОСТ Р 8.635—2007 "Микроскопы сканирующие зондовые атомно-силовые. Методика калибровки";
- ГОСТ Р 8.630—2007 "Микроскопы сканирующие зондовые атомно-силовые измерительные. Методика поверки";
- ГОСТ Р 8.628—2007 "Меры рельефные нанометрового диапазона из монокристаллического кремния. Требования к геометрическим формам, линейным размерам и выбору материала для изготовления".

Проходят процедуру утверждения межгосударственные стандарты (СНГ) "Микроскопы электронные растровые. Методика калибрования", "Меры рельефные нанометрового диапазона из монокристаллического кремния. Требования к геометрическим формам, линейным размерам и выбору материала для изготовления", "Микроскопы сканирующие зондовые атомно-силовые. Методика поверки" и "Меры рельефные нанометрового диапазона с трапецеидальным профилем. Методика поверки".

Нанометрология при измерении геометрических характеристик прецизионных изделий была темой выступления коллектива авторов МГТУ "Станкин". Руководитель Института конструкторско-технологической информатики член-корреспондент РАН Соломенцев Ю. М. обосновал принципы решения одной из ключевых проблем в размерной нанометрологии применительно к отдельным деталям: измерение абсолютных значений и отклонений размеров, параметров шероховатости (качества поверхности), отклонений формы и вза-

имного расположения поверхностей. Она разрешима посредством сочетания гомодинной интерферометрии, например, многоволновой или белого света с цифровой обработкой информации, гетеродинной (акустооптической френелевской и с акустооптическим преобразованием частоты света) и интеллектуальной компьютерной микроскопии. В докладе отмечалось, что метрология является наукой об измерениях, средствах и методах обеспечения их единства и способах достижения требуемой точности. Нанометрология формируется как наука об измерениях в диапазоне от 10^{-6} до 10^{-9} м, но высокотехнологичное приборо- и машиностроение, нанофотоника и нанoeлектроника, биология и медицина обуславливают необходимость поиска методов измерения геометрических параметров от 0,1 до 1 м с погрешностью от 10^{-8} до 10^{-9} м.

Проблема размерной нанометрологии, по мнению д-ра техн. наук Телешевского В. И. (МГТУ "Станкин"), применительно к узлам, сборкам и технологическому оборудованию (измерительным приборам и машинам, робототехническим системам и обрабатывающим станкам) заключается в проверке и сертификации по параметрам геометрической и динамической точности, измерении исходных геометрических параметров и объемной точности. В применяемом для измерения линейных перемещений гетеродинном интерферометре диапазон измерений составляет до 40 м, несущая частота — 40 МГц, а дискретность отсчета — до 0,5 нм. Для сравнения: использование гетеродинного интерферометра для измерения угловых отклонений позволяет при том же значении несущей частоты достичь дискретности отсчета до 0,5", а при измерении отклонений от прямолинейности дискретность достигает 0,01 мкм.

Доклад гл. науч. сотр. Института общей физики РАН, д-ра физ.-мат. наук Новикова Ю. А. об использовании тест-объектов в качестве эталонной меры для калибровки РЭМ и АСМ включал схему стандартизационного и метрологического обеспечения (СМО) измерений в науке и технике, согласно которой к стандартным характеристикам образцов относились свойства, размер, рельеф, состав и структура. Также была представлена структурная схема передачи размера единицы длины в нанодиапазон. Подчеркивалось, что фундаментом СМО нанотехнологий служит эталон единицы длины в диапазоне 1 мкм...1 нм, полученный на базе растровой электронной и зондовой микроскопии и лазерной интерферометрии. Для аттестуемого методом интерференции тест-объекта SRM-2090 (США) номинальный размер аттестуемого параметра (НРАП) равен 200 нм, для аттестуемого дифракционным методом тест-объекта NJ-1000 (Япония) НРАП составляет 240 нм, для аттестуемого методом интерференции тест-объекта BCR-97-A/G-7 (Германия) НРАП — 400 нм, а у российского тест-объекта

МШПС-2.0К он оценивается в 2000 нм с высотой 100...1500 нм и шириной линии 5...700 нм.

Калибровка АСМ и РЭМ с помощью линейных мер американского, немецкого и японского тест-объекта приводит к простому увеличению (РЭМ) и калибровке шкал X и Y (АСМ), в то время как для российского тест-объекта происходит увеличение диаметра зонда (РЭМ), а АСМ характеризуется такими параметрами, как радиус острия кантилевера и линейность сканирования. В случае с тест-объектом NJ-1000 (Япония) при измерении шаговых (периодических) структур невозможно измерить единичный элемент с высокой точностью. Аналогичная проблема с невозможностью определить с высокой точностью ширину линии (расстояние между противоположными границами элементов объекта) возникает при измерении перемещения для тест-объекта BCR-97-A/G-7 (Германия). Среди параметров электронного зонда можно отметить не только его минимальный диаметр зонда, плотность распределения электронов в пучке, углы сходимости и расходимости пучка, зависимость диаметра зонда от тока пучка, но и глубину фокусировки, вертикальное расположение, действующий диаметр зонда и зависимость диаметра зонда от энергии электронов. На основании материалов публикаций [1—3] подготовлен и получен патент на изобретение [4], работы продолжаются [5—6].

Сертификат серии RU. С.27.010.А № 26441 об утверждении типа средств измерений для Мер Ширины и Периода Специальных МШПС-2.0К выдан Федеральным агентством по техническому регулированию и метрологии (ФАТРМ) на основании положительных результатов испытаний. Имеются ГОСТы на калибровку и поверку с ее использованием АСМ и РЭМ. Постановлением Правительства РФ от 16 февраля 2004 года № 85 коллективу разработчиков присуждена премия Правительства РФ 2003 года в области науки и техники. Тест-объекты применяются в организациях ФАТРМ, учреждениях РАН, сертификационных центрах nanoиндустриальной продукции, научно-образовательных центрах подготовки кадров для нанотехнологии и Центрах коллективного пользования уникальным оборудованием.

Выступление заместителя директора Института физики полупроводников (ИФП) им. А. В. Ржанова Сибирского отделения (СО) РАН, член-корреспондента РАН, д-ра физ.-мат. наук Латышева А. В. затрагивало проблематику применения атомной ступени в качестве единицы длины в нанометрологии и тест-объектов для прецизионной калибровки в нанометровом диапазоне, использования атомно-гладких зеркал для метрологии и нанометрологии линейных измерений. Поскольку метрология является наукой об измерениях, средствах и методах обеспечения их единства и способах достижения требуемой точности [7], одна из проблем метрологического обеспечения линейных измере-

ний в нанотехнологии заключается в привязке измерительной шкалы устройств к эталону метра.

Центр метрологического обеспечения и оценки соответствия нанотехнологий и продукции наноиндустрии в Сибирском федеральном округе создается для развития инфраструктуры Сибирского федерального округа и СО РАН. Центр коллективного пользования "Наноструктуры" предназначен для вторичной ионной масс-спектропии и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, разработки и совершенствования экспериментальных методов литографии и диагностики для систем пониженной размерности, определения химического и элементного состава поверхности твердых тел методами Оже. В числе приоритетов деятельности Центра — не только изучение с помощью АСМ и РЭМ химического состава, морфологии и атомной структуры материалов, применяемых в электронике, химии, биологии и минералогии, но и формирование структур пониженной размерности методами зондовой, оптической, ионной и электронной литографии для наномеханики и наноэлектроники, а также бесконтактный экспресс-контроль методами АСМ атомарных поверхностей. В ИФП СО РАН созданы методики характеристики наноструктур, спроектирована технология конструирования тест-объектов субнанометрового диапазона, получены количественные характеристики атомных процессов на границах раздела и поверхности. Также сформулированы структурные диагностические методики с атомным разрешением и проведено макетирование атомно-гладкого зеркала для интерференционной микроскопии.

О нейтронно-синхротронном исследовании наноматериалов повествовалось в докладе члена-корреспондента РАН Квардакова В. В. в соавторстве с директором РНЦ "Курчатовский институт", члена-корреспондента РАН Ковальчуком М. В. Помимо модернизации оборудования и научной инфраструктуры в числе ближайших задач — реализация инновационных проектов, в том числе по созданию нового поколения материалов для медицины и аэрокосмической отрасли, ядерной и термоядерной энергетики, и совершенствование методов мультидисциплинарной диагностики веществ, высокотехнологичных изделий и материалов.

В ОНЦ "Курчатовский институт" проведены эксперименты по развитию неразрушающей рентгеновской микротомографии нервной ткани животных с использованием источника синхротронного излучения для визуализации больших групп активных нейронов в различных структурах головного мозга. В частности, проведена серия экспериментов по созданию томограммы мозга мыши с декорированными тяжелыми элементами активными областями. Разработанные в РНЦ спектрально-селективные рентгеновские методы для мониторинга эффективности и безопасности действия лекарственных препаратов основаны на изучении

молекулярных механизмов и угловых зависимостей выхода флуоресценции белково-липидных пленок до и после применения комплексобразующего препарата. Рост мощностей источников синхротронного излучения обуславливает и проектирование новой схемы инъекции, и работу по проекту создания источника четвертого поколения MARCS.

Сканирующая зондовая микроскопия в локальных исследованиях наноматериалов и наносистем освещалась в выступлении профессора Физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова, д-ра физ.-мат. наук Панова В. И. Сканирующая туннельная спектроскопия и микроскопия (СТС/СТМ) для диагностики наносистем предназначена для измерения рельефа поверхности и плотности состояний с учетом неравновесных эффектов и релаксационных процессов при туннелировании в микроконтактах. В частности, СТМ и СТС применимы для диагностики поверхностных атомных структур [8—9], идентификации единичных атомов примеси в полупроводниках и атомных примесей на поверхности полупроводников [10]. Допустима СТМ-диагностика гибридных орбиталей примесных атомов на поверхности [11—12]. Например, при замещении атома As атомом Сг на поверхности InAs(110) вытянутая форма орбитали оборванной связи Сг размером 0,5...0,6 нм свидетельствует о наличии *d*-электронного состояния. При создании новой элементной базы для квантового компьютера может использоваться эффект неравновесного взаимодействия атомов на поверхности с изменением электронной плотности вблизи взаимодействующих атомов при изменении напряжения на зонде СТМ [13]. Регистрируемые СТМ/СТС над чистой поверхностью и трехатомным кластером осцилляции туннельной проводимости наблюдаются на атомных кластерах при размерном квантовании [14—15]. Взаимодействие наноструктур со светом обусловлено спиральной структурой локального оптического поля: резонансное возбуждение круговых поверхностных плазмонов вблизи металлизированной наноструктуры приводит к интерференции с падающей и отраженной волной в ближнеполевой области [16—17].

В завершении научной сессии Отделения нанотехнологий и информационных технологий (ОНИП) РАН состоялся доклад вице-президента Нанотехнологического общества России (НОР), генерального директора ЗАО "НТ-МДТ", д-ра техн. наук Быкова В. А. Рассматривались перспективы развития российской приборно-инструментальной базы для обеспечения метрологической и технологической наноиндустриальных компонент [18]. Был представлен ряд перспективных разработок и широкий спектр нанотехнологического оборудования на платформах "Solver", "Nanofab", "ИНТЕГРА" и "NanoEducator". Инновационный VIP-проект "БИО" включает в себя комплексы "Спектра" и

"ИНТЕГРА-Лайф", а также приборы для сканирующей зондовой микроскопии (СЭМ) с наноканаловой системой сканирования, масс-спектрометром и оптическим пинцетом.

На осенней сессии 2010 года вице-президент НОР Быков В. А. избран Президентом НОР.

Выводы

- ♦ Создан фундамент нанометрологического обеспечения, основанный на базисном эталоне единицы длины в нанометровом диапазоне, средствах и методах передачи размера единиц в нанометровый диапазон, измерительных и калибровочных стандартах.
- ♦ На основе шаговых структур с трапециевидным профилем и большими углами наклона боковых стенок созданы тест-объекты нанорельефа. В нанометровом диапазоне элементы структур имеют аттестованные размеры, включая ширину линии.
- ♦ Тест-объекты способствуют прослеживаемости линейных измерений на АСМ и РЭМ от Первичного эталона метра в нанодиапазон. Разработанные калибровочные методы для АСМ и РЭМ с участием тест-объектов применимы для измерения в диапазоне от 10 до 100 мкс с погрешностью от 1 до 100 нм.
- ♦ Сформированные на основе шаговых структур тест-объекты нанорельефа обладают характерными большими углами наклона боковых стенок и трапециевидными профилями. Размеры элементов структур, в том числе ширина линии, аттестовываются в нанометровом диапазоне.
- ♦ Для обеспечения единства измерений методами СЗМ необходимы методологические комплексы обработки результатов измерений и решения обратных задач с комплектом стандартных образцов для всех диапазонов измерений и каждого СЗМ.
- ♦ Также для развития методологии СЗМ целесообразно развитие принципов проектирования новых методов создания зондов с учетом существующих механизмов взаимодействия зонда СЗМ с объектом измерений.
- ♦ Применение СЗМ в nanoиндустрии предполагает формирование стандартных методик изме-

рения наряду с идентификацией параметров зонда и их динамическим мониторингом в процессе измерений с калибровкой приборов СЗМ.

Список литературы

1. **Проблемы** линейных измерений микрообъектов в нанометровом и субмикронном диапазонах // Труды ИОФАН. Т. 49. М.: Наука, 1995.
2. **Механизмы** вторичной электронной эмиссии рельефной поверхности твердого тела // Труды ИОФАН. Т. 55. М.: Наука, 1998.
3. Волк Ч. П., Горнев Е. С., Новиков Ю. А., Озерин Ю. В., Плотников Ю. И., Прохоров А. М., Раков А. В. Линейная мера микронного, субмикронного и нанометрового диапазонов для измерений размеров элементов СБИС на растровых электронных и атомно-силовых микроскопах // Микроэлектроника. 2002. Т. 31. № 4. С. 243–262.
4. Волк Ч. П., Горнев Е. С., Новиков Ю. А., Озерин Ю. В., Плотников Ю. И., Прохоров А. М., Раков А. В. Тестовый объект для калибровки растровых электронных микроскопов. Патент на изобретение № 2207503.
5. **Линейные** измерения микрометрового и нанометрового диапазонов в микроэлектронике и нанотехнологии // Труды ИОФАН. Т. 62. М.: Наука, 2006.
6. Новиков Ю. А., Раков А. В., Тодуа П. А. Геометрия формирования изображения в сканирующей зондовой микроскопии // Микроэлектроника. 2008. Т. 37, № 6. С. 448–469.
7. **Нанотехнологии**, метрология, стандартизация и сертификация в терминах и определениях / Под ред. М. В. Ковальчука и П. А. Тодуа. М.: Техносфера, 2009.
8. Орешкин А. И., Маслова Н. С., Панов В. И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 78, № 9. С. 1068–1072.
9. Орешкин А. И., Маслова Н. С., Панов В. И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84, № 6. С. 381–384.
10. Маслова Н. С., Панов В. И., Савинов С. В. // Успехи физических наук. 2000. Т. 43, № 5. С. 575.
11. Картавых А. В., Маслова Н. С., Панов В. И. и др. // Физика и техника полупроводников. 2000. Т. 34, № 4. С. 395.
12. Arseyev P. I., Maslova N. S., Panov V. I. et al. // International Journal of Nanoscience. 2003. Vol. 2. N 6. P. 575–584.
13. Арсеев П. С., Маслова Н. С., Панов В. И., Савинов С. В. // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 94, № 1. С. 191–199.
14. Алекперов С. Д., Васильев С. И., Панов В. И. и др. // Доклады Академии наук. 1988. Т. 303, № 2. С. 341.
15. Маслова Н. С., Орешкин С. И., Панов В. И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67, № 2. С. 130.
16. Ежов А. А., Магницкий С. А., Панов В. И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 82, № 9–10. С. 678–681.
17. Ezhov A. A., Magnitskiy S. A., Panov V. I. et al. // International Journal of Nanoscience. 2007. Vol. 6, N 3-4. P. 233–236.
18. Баскин В. А., Быков В. А. Комплексный подход к развитию отечественной базы микро- и наносистемной техники // Nanoиндустрия. 2010. № 3. С. 4–6.

УДК 621.882

А. А. Дудин, аспирант, мл. науч. сотр.,
Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН
(ИНМЭ РАН), e-mail: alexanderdudin@msn.com,
Е. Ф. Кустов, д-р физ.-мат. наук, проф.,
Московский энергетический институт
(технический университет)

ТЕОРИЯ РАСЧЕТА ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ НАНОЧАСТИЦ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИХ СОСТАВА

Поступила в редакцию 12.01.2011

Рассматривается проблема классификации наночастиц, определения составов и один из путей ее решения. Приведены теоретическое описание расчета основных параметров для определения их состава и классификации, а также необходимые для расчета формулы и их описание. Представлена оригинальная структура таблицы данных. Показано возможное применение этих данных и дальнейшие этапы решения авторами проблем классификации и определения составов наночастиц.

Ключевые слова: наночастицы, теория, состав, классификация, параметры, структура, расчет

Введение

Задача классификации и определения составов наноструктур является новой физико-химической проблемой, отличающейся от проблемы классификации структуры объемных кристаллических тел, где имеется постоянство углов химической связи по всему пространству кристалла. Кривизна поверхности наночастиц меняет положение орбиталей и координацию атомов, что в значительной степени влияет на химические свойства наночастиц. Поэтому изменение числа атомов в наноструктуре приводит к появлению новых структур с новыми свойствами.

В отличие от кристаллических структур, которые описываются группами пространственной симметрии со свойствами трансляционной симметрии бесконечного порядка (геометрические размеры кристалла много больше размеров элементарных ячеек и постоянной решетки), наноболочки описываются только группами точечной симметрии и поэтому имеют дискретный состав. Невозможно стабильное существование наноча-

стицы с нечетным числом атомов, ее образующих. Ввиду всего сказанного выше возникает проблема классификации наноструктур, которую следует проводить по триаде: Группа симметрии—Состав оболочки—Структурная формула оболочки.

В данной работе приводится теория расчета основных параметров наночастиц, теоретический расчет составов наночастиц, последующая автоматизация расчета с помощью оригинального программного комплекса и классификация частиц.

Основа теории расчета основных параметров и составов наноструктур

Разнообразие свойств наномасштабных материалов вызвано зависимостью структуры и состава наночастиц от размеров и числа атомов, образующих структуру. Это отличает данный класс материалов от обычных кристаллов, свойства которых не зависят от размеров вследствие пространственной симметрии кристаллической решетки. Структуру наномасштабных оболочек и частиц можно описать с позиции орбитальной системы нанокластеров. Орбитальная система представляет собой набор концентрических, вложенных друг в друга орбит атомов, равноудаленных от центра системы. Орбиты могут группироваться в оболочки, имеющие формы полиэдров, в вершинах, ребрах или на гранях которых расположены атомы с различными типами упаковок.

Для основных групп симметрии имеется пять координационных чисел. Составляя линейные комбинации этих чисел, можно определить состав любой оболочки. Орбитальная система нанокластеров включает симметрию осей второго, третьего, четвертого, шестого порядка. Также система включает оси симметрии пятого порядка, которые запрещены в системах кристаллических решеток объемных кристаллов. Таким образом, можно включить в орбитальную систему 39 точечных групп, которые будут распределены по девяти сингониям.

Форма пространства точечных групп

Возможность классификации кристаллических решеток возникает из существования ближнего и дальнего порядков, которые описываются группами точечной и трансляционной симметрии [1]. В наноболочках и наночастицах доля поверхностных атомов значительно увеличивается при

уменьшении их размеров. При этом трансляционная симметрия исчезает, и их свойства определяются ближним порядком или дискретным пространством точечных групп [2–4].

Пространство точечной группы симметрии формируется как набор концентрических, вложенных друг в друга полиэдров, на гранях, ребрах и вершинах которых находятся точки в виде наборов пяти координационных чисел.

Орбиты точек, не лежащих на элементах симметрии группы, должны содержать столько точек, сколько имеется элементов симметрии в группе [4]. Координационные числа таких "примитивных" орбит равны порядку группы симметрии h , или $k_n = h$.

Орбита точек, лежащих в плоскостях симметрии, должна содержать столько точек, сколько имеется элементов симметрии собственных преобразований в группе. Координационные числа таких "плоскостных" орбит равны $k_\sigma = h/2$.

Для тех точек, которые лежат на осях симметрии, можно вывести основное уравнение координационных чисел "осевых" орбит:

$$k_{m_1} + k_{m_2} + k_{m_3} = 2 + \varepsilon h. \quad (1)$$

Выражение (1) определяет все возможные координационные числа для всех точечных групп. Для примера рассмотрим оболочки икосаэдрической (I_h) и кубической (O_h) групп. Порядок группы симметрии h для них будет равен 120 и 48 соответственно. Коэффициент ε для обеих групп будет равен 1/2. После записи уравнений и их решения мы получим, что тройки квантовых чисел равны 12, 20, 30 и 6, 8, 12 соответственно. Аналогичные вычисления проводятся и для других групп симметрии.

Для осевых координационных чисел уравнение (1) имеет общее решение вида $k_m = \varepsilon h/m_{1,2,3}$. Число $m_{1,2,3}$ является порядком оси симметрии группы, $\varepsilon = 1$ для групп собственных преобразований или "чистых" поворотов, $\varepsilon = 1/2$ для групп с несобственными преобразованиями.

Следующий важный параметр, который необходимо определить, — это радиус орбиты. Согласно работе [4], он определяется тремя целыми числами $[j, d, g]$ и может быть получен из выражения

$$R_{[jdg]}^2 = j^2 r^2 + \frac{d^2}{4 \operatorname{tg}^2\left(\frac{\pi}{m}\right)} + \frac{g^2}{4}. \quad (2)$$

Разберем это выражение подробно. Числа $[j, d, g]$ определяют оболочку j как набор орбит с числами d и g . Они должны удовлетворять определенным условиям: $j = 1 \dots \infty$, $0 \leq d \leq j$, $0 \leq g \leq d$. Параметр r является радиусом сферы, вписанной в базовый многогранник орбиты с числами $[j, d, g]$, равными

$[1, 0, 0]$. Он измеряется в единицах длины ребра многогранника. Число m определяет порядок оси симметрии, совпадающий с радиусом r .

Далее перейдем к расчету числа точек или атомов на оболочке, определяемой определенной комбинацией чисел $[j, d, g]$. Для его вычисления можно записать следующее выражение:

$$N_{jdg} = k_m \theta_{[j00]} + k_2 \theta_{[jj0]} + \left(2 + \frac{\varepsilon h}{2} - k_m\right) \theta_{[jjj]} + k_\sigma (n_{[jd0]} + n_{[jdd]} + n_{[jdd]}) + k_n n_{[jdg]}, \quad (3)$$

$$m > 2.$$

Числа $\theta_{[j00]}$, $\theta_{[jj0]}$ и $\theta_{[jjj]}$ равны единице для осевых орбит. Они являются некоторым признаком наличия атома или точки в данной позиции и равняются единице или нулю при наличии или отсутствии атома в соответствующем месте. Натуральные числа $n_{[jd0]} (d = 1 \dots j-1)$, $n_{[jdg]} (g = 1 \dots j-1)$ и $n_{[jdg]} (d = g = 1 \dots j-1)$ соответствуют плоскостным орбитам. Числа $n_{[jdg]} = 1 \dots \frac{j(j-3)+2}{2} (0 < d < j, 0 < g < d)$

определяют примитивные орбиты точек, не лежащих на осях и плоскостях симметрии. Эти числа также являются признаком наличия атома или точки в соответствующих позициях и могут быть равны нулю или единице по аналогии с числами θ .

Получение и анализ данных

Используя приведенные выше выражения, можно определять основные параметры наночастиц и формировать большие массивы данных. В дальнейшем их можно будет сортировать, осуществлять поиск и выкладывать в открытый доступ. Авторами данной работы была разработана собственная структура таблицы, содержащая основные параметры наночастиц. В таблице приведен фрагмент содержания и структурирования данных.

В данной таблице для каждой комбинации чисел j, d, g представлены параметры наночастиц для

Пример структуры таблицы основных параметров наноструктур

N	j	d	g	θ, n	K_i	Куб O_h		Октаэдр O_h	
						R	K	R	K
1	1	0	0	$\theta_{[1,0,0]}$	K_m	0,25	6	0,17	8
2	1	1	0	$\theta_{[1,1,0]}$	K_2	0,5	12	0,25	12
3	1	1	1	$\theta_{[1,1,1]}$	$C-K_m$	0,75	8	0,5	6
4	2	0	0	$\theta_{[2,0,0]}$	K_m	1	6	0,68	8
5	2	1	0	$n_{[2,1,0]}$	K_θ	1,25	24	0,76	24
6	2	1	1	$n_{[2,1,1]}$	K_θ	1,5	24	1,01	24
7	2	2	0	$\theta_{[2,2,0]}$	K_2	2	12	1,01	12
8	2	2	1	$n_{[2,2,1]}$	K_θ	2,25	24	1,26	24
9	2	2	2	$\theta_{[2,2,2]}$	$C-K_m$	3	8	2,01	6

всех основных групп симметрии. Слева направо в таблице представлена следующая информация:

- N — номер строки;
- j, d, g — значения чисел;
- θ, n — индексы наличия атома на определенной орбите (см. формулу (3));
- K_i — координационное число атома, расположенного на определенной орбите;
- R — значение радиуса орбиты для соответствующей группы симметрии;
- K — значение координационного числа (числа атомов) для соответствующей группы симметрии.

На основе этой таблицы можно составить базу данных основных параметров наночастиц или сформировать атлас по наночастицам, в котором будет вся необходимая информация.

Заключение

Представленные в данной работе теоретические выкладки позволяют рассчитывать основные параметры наночастиц. Структура представления дан-

ных позволяет получить легкий доступ к информации и возможность быстрой ее сортировки, что значительно упрощает задачу классификации наночастиц. На основе представленных данных можно получить графические эскизы и модели оболочек, наночастиц и кластеров различных веществ. Так можно выполнять компьютерное моделирование новых составов и прогнозировать их свойства. В дальнейшем планируется создание программного комплекса расчета основных параметров наночастиц с последующим созданием крупномасштабного атласа.

Список литературы

1. Bravais A. Select science works. Leningrad: Science, 1974.
2. Kustov E. F. // J. Comput. and Theor. Nanoscience. 2008. Vol. 5. P. 317—327.
3. Kustov E. F. // J. Comput. and Theor. Nanoscience. 2008. Vol. 5. P. 2144—2152.
4. Kustov E. F. // J. Comput. and Theor. Nanoscience. 2008. Vol. 6. P. 692—705.

УДК 621.3.049

С. В. Сидорова, аспирант, инженер, ассистент,
e-mail: Sidorova_bmstu@mail.ru,

П. И. Юрченко, студент,
Московский государственный технический
университет им. Н. Э. Баумана

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ОСТРОВКОВЫХ НАНОСТРУКТУР В ВАКУУМЕ

Поступила в редакцию 26.01.11

Приводятся результаты исследования формирования островковых наноструктур в вакууме методом термического испарения. Представлены экспериментальный стенд и методика контроля роста островковых наноструктур в процессе испарения меди. Показаны зависимости размеров островковых наноструктур от технологических параметров.

Ключевые слова: островковые наноструктуры, вакуум, атомно-силовая микроскопия

Введение

Хорошо известно, что свойства тонкой пленки отличаются от свойств массивного материала, особенно если толщина пленки очень мала. Эта "особенность" определяется спецификой структуры пленки, которая, в свою очередь, обусловлена процессами образования тонкой пленки. Существует большое число методов и процессов получения тонких пленок (от прокатки до осаждения мате-

риала на подложку атом за атомом). Чаще всего тонкие пленки получают методами осаждения [1].

Образование тонких пленок в вакууме происходит в несколько этапов. Укрупненно можно выделить следующие этапы образования пленки [2]:

- образование зародышей;
- рост зародышей, образование островков;
- коалесценция островков;
- образование каналов;
- рост сплошной пленки.

Для современной науки (в микро- и нанoeлектронике) и техники большой интерес представляют островковые пленки, т. е. пленки, формирование которых завершили на этапе образования островков. Уникальные свойства (электронные, оптоэлектронные и др.) островковых пленок связаны с тем, что их размеры во всех трех измерениях лежат в нанометровом диапазоне. Этот факт обуславливает эффект размерного квантования энергетических уровней электрона, находящегося внутри островковой наноструктуры (островка). Поведение электрона внутри наноразмерного островка подобно его поведению внутри трехмерной потенциальной ямы. По этой причине островковые пленки, или *островковые наноструктуры* (ОНС), диаметром от 2 до 10 нм получили название "квантовые точки" [3].

Сравнительно недавно стало известно о создании нанотранзистора с квантовыми точками в канале. Формирование квантовых точек в канале нанотранзистора позволяет в полной мере реализовать преимущества квантовых эффектов — туннелирова-

ние и размерное квантование энергетического спектра носителей заряда.

В настоящее время активно проводятся исследования по изготовлению вертикально излучающего лазера на квантовых точках. Работа лазера основана на наличии дискретного спектра уровней, между которыми могут происходить электронные переходы. Используется механизм инверсной заселенности уровней, при которой на более высокоэнергетичном уровне накапливается большее число электронов, чем на уровне, лежащем ниже. Квантовые точки играют роль активных атомов.

Островковые структуры находят свое применение и в нанoeлектронике в качестве каталитических затравок для направленного выращивания *углеродных нанотрубок* (УНТ). Таким образом, актуальность применения ОНС очевидна и неоспорима.

Для создания квантово-размерных наноструктур известны два подхода в технологии: "сверху—вниз" и "снизу—вверх". Технология "сверху—вниз" подразумевает организацию квантовых наноструктур при обработке макромасштабного объекта с постепенным уменьшением его размеров. Противоположный подход "снизу—вверх" состоит в том, чтобы набрать, соединить, выстроить отдельные атомы и молекулы в упорядоченную структуру [3].

Проведение исследований и обсуждение результатов

Исследования формирования островковых наноструктур были проведены на экспериментальном стенде, который состоит из:

- малогабаритной вакуумной установки модульного типа (рис. 1, см. четвертую сторону обложки);
- пикоамперметра Keithley (рис. 2, см. четвертую сторону обложки);
- блока питания и внутрикамерной оснастки (рис. 3).

Суть экспериментальных исследований заключалась в том, что в процессе нанесения материала на подложку в вакууме измеряется сила тока с подложки (так как проявляется туннельный эффект между сформированными островковыми наноструктурами). Для того чтобы можно было измерить силу тока, на подложку предварительно наносят контактные площадки, которые замыкают в предварительно собранную цепь для измерения силы тока (рис. 4). На данном рисунке $R1 = 1 \text{ кОм}$, $R2 = 40 \text{ кОм}$, $R3 = 30 \text{ кОм}$, $R4 = 20 \text{ кОм}$, $R5 = 10 \text{ кОм}$. В качестве материала подложки использовали ситалл и кремний.

Для формирования островковых наноструктур был выбран метод тер-



Рис. 3. Внутрикамерная оснастка, подложка с контактными площадками

мического испарения [3]. Экспериментальные исследования проводили при нанесении на подложки (из ситалла или кремния) меди. В момент начала испарения меди включали пикоамперметр фирмы Keithley, с помощью которого фиксировали значение силы тока между контактными площадками. Процесс останавливали при достижении значения силы тока на пикоамперметре 25, 250 и 2500 нА.

На рис. 5 представлена одна из полученных зависимостей силы тока от времени напыления меди на ситалловую подложку. Точка А соответствует появлению тока на подложке. Это свидетельствует

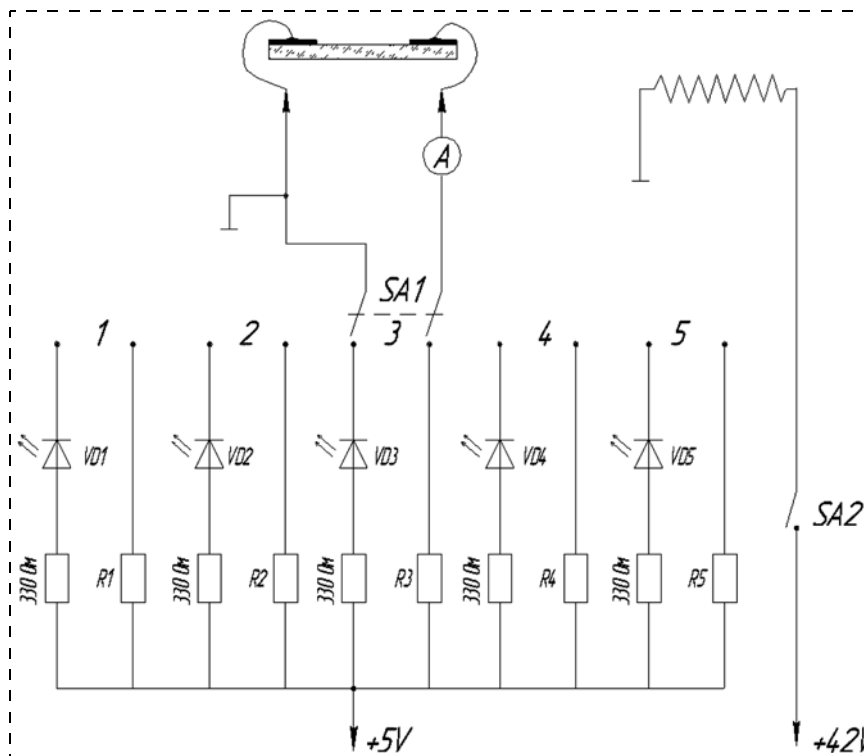


Рис. 4. Электрическая схема измерения силы тока

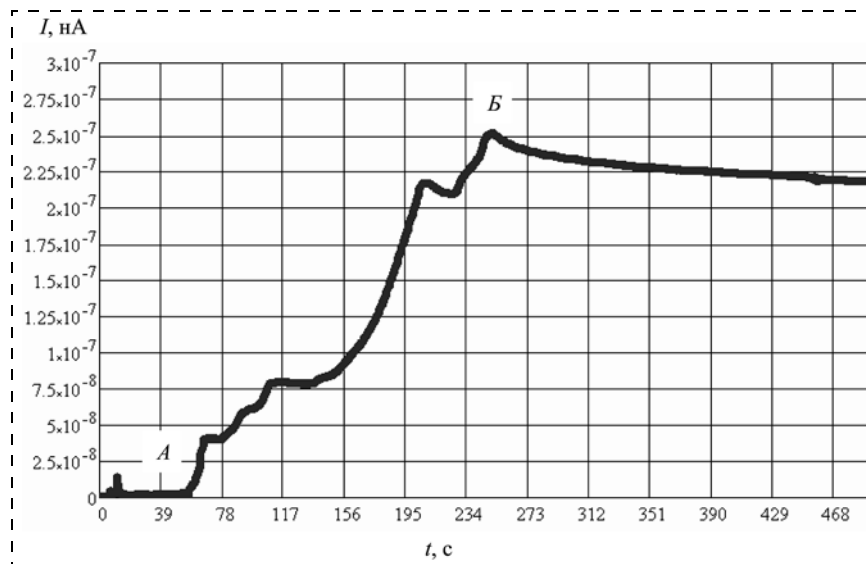


Рис. 5. Зависимость силы тока от времени в процессе напыления меди на ситалловую подложку

о начале образования островковых наноструктур и протекании туннельного тока между островками. В момент, когда ток достиг точки *Б*, была закрыта заслонка и остановлен процесс осаждения меди. После точки *Б* ток начинает уменьшаться. Сила тока достигает примерно 10 нА. Шкала времени достаточно длинная, поэтому на рис. 5 показан лишь фрагмент изменения силы тока во времени. Падение силы тока является объектом дальнейших ис-

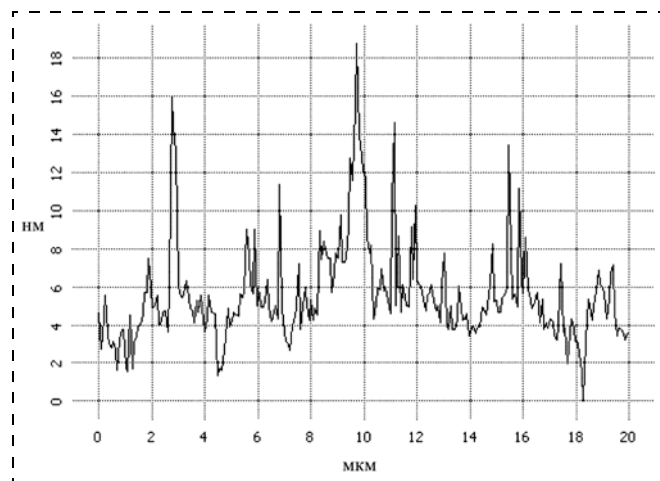


Рис. 7. Шероховатость островков меди на ситалловой подложке при токе 25 нА

следований. Причиной этому может служить появившийся сорбат на поверхности подложки, который препятствует протеканию тока. Вероятно, уменьшение силы тока объясняется потоком натекания атмосферного воздуха, влияние которого при прекращении испарения меди становится существенным.

Были проведены эксперименты для каждого диапазона силы тока. Далее образцы были исследованы на сканирующем зондовом микроскопе (СЗМ) SolverNEXT фирмы NT-MDT на предмет топологии получившихся структур и их размеров (рис. 6, см. четвертую сторону обложки, и рис. 7).

При анализе полученных сканов выявлено, что при токе 25 нА средний размер островковых наноструктур достигает 18 нм, а при токе 250 нА — 35 нм. Таким образом, фиксируя то или иное значение тока на пикоамперметре (25, 250 и 2500 нА), появляется возможность получать островковые наноструктуры заданного размера.

Заключение

Проведенные эксперименты позволили проанализировать режимы формирования ОНС методом термического испарения в вакууме. Исследования сканов образцов на АСМ определили, что при увеличении силы тока на образце расстояния между ОНС сокращаются, неравномерность высот по поверхности подложки уменьшается. Также при анализе полученных сканов выявлено, что при токе 25 нА средний размер островковых наноструктур достигает 18 нм, а при токе 250 нА — 35 нм.

Список литературы

1. Maissel L., Glang R. Handbook of Thin Film Technology. McGraw Hill Book Company, 1970. V. 2. 768 p.
2. Борзяк П. Г., Кулюпин Ю. А. Электронные процессы в островковых металлических пленках. К.: Наукова думка. 1980. 240 с.
3. Панфилов Ю. В., Сидорова С. В. Методы формирования островковых наноструктур // Высокие технологии в промышленности России. Матер. XV Междунар. науч. техн. конф. М.: ЦНИТИ Техномаш, 2009. С. 372—375.

КОНСТРУИРОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ МНСТ

УДК 681.586.72:543.27.08

С. А. Богданов, канд. техн. наук, доц.,
e-mail: bogdanov_sa@mail.ru,
А. Г. Захаров, д-р техн. наук, проф.,
А. А. Лыгюк, аспирант, e-mail: realspolok@gmail.com,
Технологический институт федерального
государственного автономного образовательного
учреждения высшего профессионального
образования "Южный федеральный университет",
г. Таганрог

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА В БАРЬЕРАХ ШОТТКИ С УЧЕТОМ КРАЕВЫХ ЭФФЕКТОВ

Поступила в редакцию 09.01.11

Разработана методика определения электростатического потенциала в полупроводниковом материале контакта металл—полупроводник с барьером Шоттки, учитывающая краевые эффекты, а также неоднородное пространственное распределение электрически активных примесей в полупроводнике. Методика позволяет прогнозировать наиболее вероятный механизм переноса носителей заряда в контакте металл—полупроводник с учетом его топологии, а также выполнить дальнейшее моделирование его вольт-амперной характеристики.

Ключевые слова: барьер Шоттки, полупроводник, уравнение Пуассона, электростатический потенциал, краевой эффект, глубокий уровень

Одним из главных направлений увеличения степени интеграции продолжает оставаться уменьшение линейных размеров элементов интегральных микросхем (ИС). При этом необходимо учитывать физические ограничения на минимальные линейные размеры элементов, обусловленные, в частности, размерными и краевыми эффектами. Кроме того, при проектировании ИС и полупроводниковых приборов важной проблемой является прогнозирование их параметров и характеристик, а также выбор оптимального технологического маршрута их изготовления. Эти задачи решают с применением физико-топологических моделей элементов ИС, достоверность которых во многом определяется выбранными методиками расчета основных электрофизических свойств и характеристик полупроводниковых структур.

Среда, с которой граничит полупроводник, оказывает влияние на электрофизические свойства полупроводниковых структур и приборов на их основе. Примером могут служить границы раздела сред полупроводник—диэлектрик и металл—полупроводник. Они являются источником зарядовых состояний, которые, в частности, влияют на распределения потенциалов в областях пространственных зарядов (ОПЗ) структур металл—диэлектрик—полупроводник и металл—полупроводник. Это приводит к изменению электрофизических свойств и характеристик рассматриваемых полупроводниковых структур и приборов, а также влияет на их стабильность и воспроизводимость. Помимо этого электрофизические свойства и характеристики полупроводниковых структур во многом определяются наличием в полупроводнике дефектов, обусловленных электрически активными примесями и несовершенством кристаллического строения, а также их пространственным распределением. Это в некоторых случаях затрудняет выявление и определение степени влияния фактора, обуславливающего изменения электрофизических свойств и характеристик.

Целью работы является разработка методики определения значения электростатического потенциала в полупроводниковом материале контакта металл—полупроводник с барьером Шоттки, учитывающего краевые эффекты, а также неоднородное пространственное распределение электрически активных примесей в полупроводнике.

Под краевыми эффектами будем понимать эффекты, обусловленные конечными размерами металлического электрода и полупроводникового материала с учетом свойств границ раздела полупроводник—среда [1].

На рис. 1 изображена структура и топология рассматриваемого контакта металл—полупроводник. Предположим, что на границах раздела полупроводник—среда отсутствуют зарядовые состояния, будем также полагать, что между металлическим электродом и полупроводником отсутствует диэлектрическая прослойка, а диэлектрические постоянные полупроводника и среды, окружающей проводник, изотропны. Кроме того, в первом приближении не будем учитывать изменение высоты потенциального барьера для электронов, движущихся из металла в полупроводник, обусловленное электрическими силами изображения.

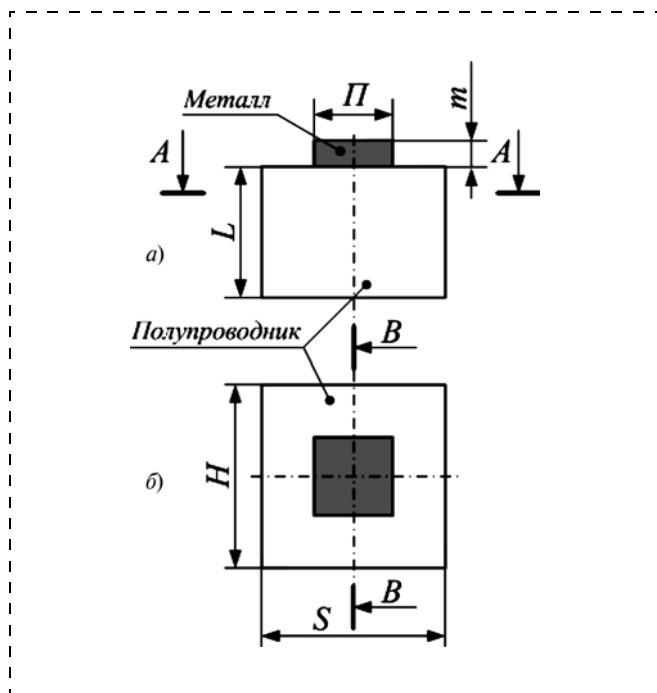


Рис. 1. Структура (а) и топология (б) контакта металл—полупроводник

Распределение потенциала в полупроводниковой области контакта металл—полупроводник с барьером Шоттки будем находить, решая трехмерное уравнение Пуассона:

$$\frac{\partial^2 \varphi(x, y, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi(x, y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi(x, y, z)}{\partial z^2} = -\frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0} \rho(x, y, z) \quad (1)$$

с учетом граничных условий

$$\frac{E_{\perp \text{ср}}}{E_{\perp \text{п}}} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{\text{ср}}}; \quad (2)$$

$$\varphi(x, y, z)|_{\forall (x, y, z) \in G} = \varphi_s. \quad (3)$$

В выражениях (1)–(3): $\varphi(x, y, z)$ — распределение потенциала в полупроводниковой области контакта металл—полупроводник с барьером Шоттки; ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника; ε_0 — электрическая постоянная; $\rho(x, y, z)$ — плотность электрического заряда; $E_{\perp \text{ср}}$ — нормальная составляющая напряженности электростатического поля в окружающей полупроводник среде к границе раздела полупроводник—среда; $E_{\perp \text{п}}$ — нормальная составляющая напряженности электростатического поля в полупроводнике к границе раздела полупроводник—среда; $\varepsilon_{\text{ср}}$ — диэлектрическая проницаемость среды, окружающей проводник; G — геометрическая область точек, принадлежащих границе раздела металл—полу-

проводник; φ_s — поверхностный потенциал, равный разности термодинамических работ выхода электрона из металла и полупроводника.

В общем случае выражение для определения плотности электрического заряда имеет вид

$$\rho(x, y, z) = q \left(p(\varphi) - n(\varphi) + \sum_0^i N_{id}^+(x, y, z, \varphi) - \sum_0^j N_{ja}^-(x, y, z, \varphi) \right), \quad (4)$$

где q — элементарный заряд; $p(\varphi)$, $n(\varphi)$ — концентрации свободных дырок и электронов соответственно; i, j — количество донорных и акцепторных примесей соответственно, в том числе и создающих глубокие энергетические уровни в запрещенной зоне полупроводника; $N_{id}^+(x, y, z, \varphi)$, $N_{ja}^-(x, y, z, \varphi)$ — концентрации ионизированных атомов i донорной и j акцепторной примесей соответственно.

Концентрации свободных носителей заряда в невырожденном полупроводнике можно определить, используя известную методику [2].

Степень ионизации донорной и акцепторной примесей зависит от энергетического положения E , обусловленного примесью энергетического уровня в запрещенной зоне полупроводника, относительно разрешенных зон. Поэтому для определения концентрации ионизированных атомов примеси $N^{\pm}(x, y, z, \varphi)$ необходимо учитывать вероятность заполнения носителями заряда соответствующего энергетического уровня $f(E, \varphi)$:

$$N^{\pm}(x, y, z, \varphi) = N(x, y, z) f(E, \varphi), \quad (5)$$

где $N(x, y, z)$ — пространственное распределение атомов электрически активных примесей.

Наиболее часто используются следующие функции, характеризующие вероятность заполнения электронами энергетического уровня с энергией E относительно дна зоны проводимости [3]. Для мелких уровней

$$f(E, \varphi) = \frac{1}{1 + g \exp\left(\frac{-E - E_F - \varphi}{kT}\right)}, \quad (6)$$

где E_F — энергетическое положение уровня Ферми относительно дна зоны проводимости; g — фактор вырождения уровня, который зависит от структуры зон кристалла и определяется экспериментально. Вероятность отсутствия электронов на уровне соответственно будет равна $(1 - f(E, \varphi))$.

Для глубоких энергетических уровней (ГУ) в случае малой инжекции более предпочтительно использовать функцию вероятности заполнения ГУ с энергетическим положением $E = E_t$ исходя из модели рекомбинации Шокли—Рида—Холла [4, 5].

Вероятность заполнения электронами акцепторного ГУ

$$f(E_F, \varphi) = \frac{\gamma_n n + \gamma_p p_1}{\gamma_n(n + n_1) + \gamma_p(p + p_1)}; \quad (7)$$

вероятность отсутствия электронов на донорном ГУ:

$$f(E_F, \varphi) = \frac{\gamma_p p + \gamma_n n_1}{\gamma_n(n + n_1) + \gamma_p(p + p_1)}. \quad (8)$$

В выражениях (7), (8): $\gamma_n = \sigma_n V_n$, $\gamma_p = \sigma_p V_p$ — скорости термического захвата электронов и дырок ГУ, определяемые через сечения захвата носителей заряда σ_n , σ_p и их средние значения тепловых

скоростей движения V_n , V_p ; $n_1 = N_C \exp\left(\frac{E_t - E_C}{kT}\right)$ — концентрация электронов в зоне проводимости при $E_F = E_t$; $p_1 = N_V \exp\left(\frac{E_V - E_t}{kT}\right)$ — концентрация дырок в валентной зоне при $E_F = E_t$; N_C и N_V — плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне соответственно; E_C и E_V — энергетические положения дна зоны проводимости и потолка валентной зоны соответственно.

В объеме полупроводника выполняется условие электронейтральности $\varphi(x, y, z) = 0$ и $\rho(x, y, z, \varphi) = 0$, следовательно,

$$n(\varphi) - p(\varphi) = \sum_0^i N_{id}^+(x, y, z, \varphi) - \sum_0^j N_{ja}^-(x, y, z, \varphi). \quad (9)$$

Уравнение (9) является основным соотношением, позволяющим определять положение уровня Ферми в электрически нейтральной области полупроводника, а следовательно, концентрации ионизированных примесей, а также свободных носителей заряда.

При исследовании влияния температуры на распределение потенциала в полупроводниковой области контакта металл—полупроводник с барьером Шоттки в первом приближении достаточно учесть зависимость изменения ширины запрещенной зоны полупроводника от температуры $E_g(T)$. Для кремния изменение ширины запрещенной зоны от температуры можно оценить следующей эмпирической зависимостью [2]:

$$E_g(T) - E_g(0) = -\frac{\alpha T^2}{T + \beta}, \quad (10)$$

где $E_g(0) = 1,17$ эВ — ширина запрещенной зоны при 0 К; $\alpha = 4,73 \cdot 10^{-4}$ эВ · К⁻¹, $\beta = 636$ К — постоянные коэффициенты.

Таким образом, соотношения (1)—(10) позволяют определить распределение потенциала в ОПЗ контакта металл—полупроводник с барьером

Шоттки для различных пространственных распределений атомов электрически активных примесей, формирующих в запрещенной зоне полупроводника как мелкие, так и глубокие энергетические уровни, с учетом краевых эффектов и температурной зависимости ширины запрещенной зоны.

На основе предложенной методики разработана программа численного решения трехмерного уравнения Пуассона конечно-разностным методом с оценкой погрешности по правилу Рунге [6]. При этом для определения $E_{\perp \text{ср}}$ в области, не принадлежащей рассматриваемой структуре, решалось уравнение Лапласа с нулевыми граничными условиями, а границы этой области располагались от границ исследуемой структуры на расстояниях, многократно превышающих ее максимальные геометрические размеры.

Моделирование распределения потенциала проводили для структуры (см. рис. 1) металл—кремний *n*-типа проводимости с размерами $L = 1$ мкм, $S = 3$ мкм, $H = 3$ мкм, $\Pi = 1$ мкм, $m = 40$ нм при величинах $\varphi_s = -0,2$ В, $\epsilon_{\text{ср}} = 1$, $T = 300$ К. Концентрация ионизированных доноров основной легирующей примеси при температуре $T = 300$ К принималась равной $N_d^+(x, y, z, \varphi) \approx N_d(x, y, z)$ и равномерно распределенной в объеме полупроводника. Концентрацией ионизированных атомов других примесей пренебрегали, считая их значения удовлетворяющими условию $N^\pm(x, y, z, \varphi) \ll 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Результаты моделирования распределения потенциала представлены на рис. 2—5 для $N_d = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_d = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ соответственно. Для удобства приведены абсолютные величины потенциала.

В первом случае (рис. 2, 3) концентрация донорной примеси $N_d = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ выбиралась таким образом, чтобы обедненная основными носителями заряда ОПЗ не достигала боковых граней полупроводникового кристалла рассматриваемой структуры. Таким образом, удалось показать влияние краевых

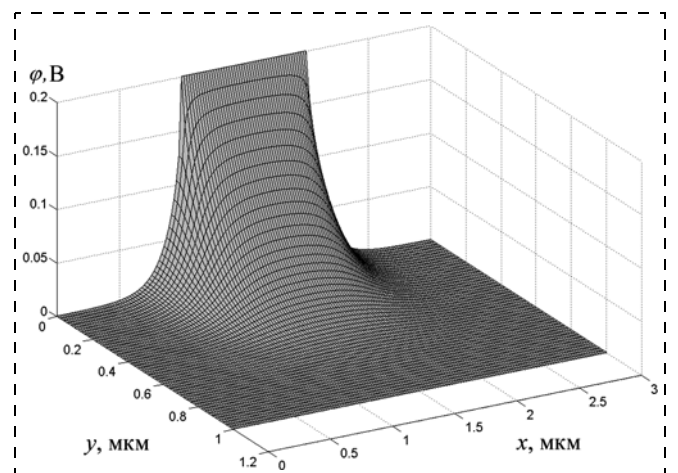


Рис. 2. Распределение потенциала в полупроводниковой области контакта металл—кремний с барьером Шоттки при концентрации $N_d = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (сечение B—B, рис. 1)

эффектов, связанных в основном с конечными размерами металлического электрода, на распределение потенциала в контакте металл—полупроводник.

Во втором случае (рис. 4, 5) при низкой концентрации донорной примеси $N_d = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ обедненная основными носителями заряда ОПЗ достигала боковых граней полупроводникового кристалла рассматриваемой структуры. Таким образом, можно прогнозировать влияние на распределение потенциала краевых эффектов, связанных как с конечными размерами металлического электрода, так и с особенностями границ раздела полупроводник—среда.

Результаты моделирования показывают, что ОПЗ локализуется не только под металлическим электродом, но и вблизи его периферии, что следует из условия электрической нейтральности. В работе рассмотрен металлический электрод конечных размеров, поэтому границы ОПЗ в полупроводнике изменяются по всем трем направлениям, а не только в ширину, как в классических одномерных моделях. В связи с этим максимальное расстояние от поверх-

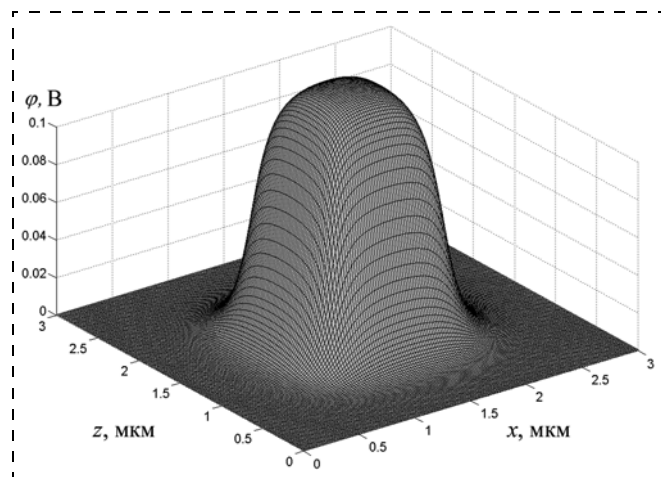


Рис. 3. Распределение потенциала в полупроводниковой области контакта металл—кремний с барьером Шоттки при концентрации $N_d = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (сечение А—А, рис. 1), расстояние от металлического электрода 100 нм

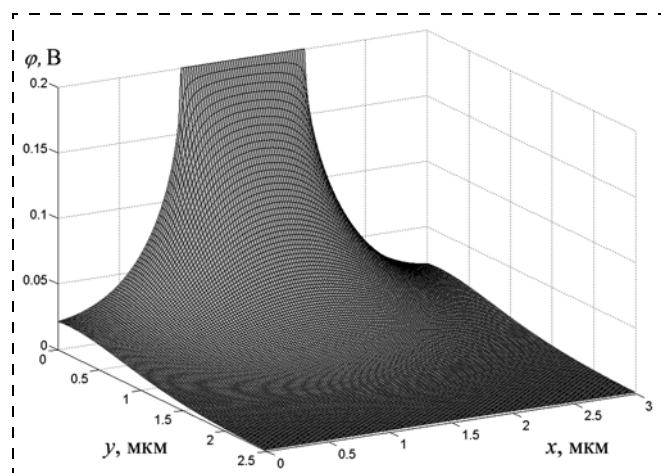


Рис. 4. Распределение потенциала в полупроводниковой области контакта металл—кремний с барьером Шоттки при концентрации $N_d = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (сечение В—В, рис. 1)

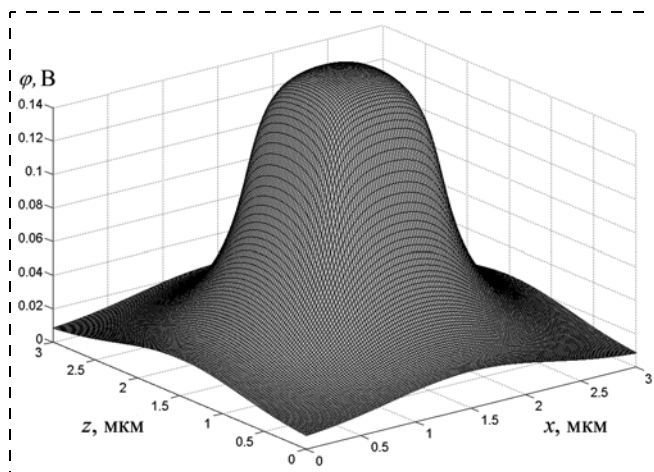


Рис. 5. Распределение потенциала в полупроводниковой области контакта металл—кремний с барьером Шоттки при концентрации $N_d = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (сечение А—А, рис. 1), расстояние от металлического электрода 100 нм

ности полупроводника до границы ОПЗ в объеме полупроводника в случае трехмерной модели с учетом краевых эффектов существенно меньше ширины ОПЗ в одномерном приближении. Например, из рис. 4 максимальное расстояние от поверхности полупроводника до границы ОПЗ в объеме полупроводника по уровню 20 мВ составляет около 1, 2 мкм, ширина же ОПЗ, рассчитанная по аналогичной методике для одномерного случая [7] при тех же граничных условиях, составляет около 4,5 мкм.

Таким образом, разработанная методика позволяет прогнозировать распределение потенциала в ОПЗ контакта металл—полупроводник с барьером Шоттки и на его основе уточнить наиболее вероятный механизм переноса носителей заряда в контакте металл—полупроводник с учетом его топологии, а также дает возможность выполнить дальнейшее моделирование ВАХ контакта металл—проводник.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования РФ (ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009—2013 гг.", гос. контракт № 02.740.11.0122).

Список литературы

1. Стриха В. И., Бузанева Е. В. Физические основы надежности контактов металл—полупроводник в интегральной электронике. М.: Радио и связь, 1987. 256 с.
2. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. М.: Энергия, 1973. 656 с.
3. Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. М.: Мир, 1964. 392 с.
4. Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М.: Мир, 1977. 562 с.
5. Фистуль В. И. Введение в физику полупроводников. М.: Высш. шк., 1984. 352 с.
6. Самарский А. А., Гулин А. В. Численные методы. М.: Наука, 1989. 273 с.
7. Захаров А. Г., Котов В. Н., Богданов С. А. Моделирование распределения потенциала в барьерах Шоттки транзистора с металлической базой // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 4. С. 45—47.

УДК 621.315.592

А. В. Войцеховский¹, д-р физ.-мат. наук, проф.,
зав. каф.,

С. Н. Несмелов¹, канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр.,

Н. А. Кульчицкий², д-р техн. наук, проф.,

А. А. Мельников², д-р физ.-мат. наук, проф.,

¹Томский государственный университет,
г. Томск, e-mail: vav@elefot.tsu.ru,

²Московский государственный институт
радиотехники, электроники и автоматики
(технический университет), г. Москва,
e-mail: n.kulchitsky@gmail.com,
a.melnikov@mirea.ru

СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ AlGaIn/InGaIn/GaN С МНОЖЕСТВЕННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Поступила в редакцию 19.01.2011

Рассмотрены физические свойства нитридов III группы, а также светоизлучающих структур видимого и ультрафиолетового диапазона на их основе. Описываются конструкция и характеристики зарубежных и отечественных светодиодов на основе гетероструктур AlGaIn/InGaIn/GaN. Проведен обзор современных работ, посвященных повышению квантового выхода светодиодов видимого диапазона.

Ключевые слова: нитриды III группы, светодиоды видимого диапазона, множественные квантовые ямы, квантовый выход

Введение

Прогресс в создании высокоэффективных светодиодов связан с использованием гетеропереходов и структур с квантовыми ямами (КЯ). Использование квантовых ям позволяет локализовать носители заряда в тонком слое активной области, увеличив вероятность рекомбинации и, кроме того, свести до минимума поглощение излучения в полупроводниковой структуре, обеспечив тем са-

мым высокий внешний квантовый выход светодиода.

Все успехи в практическом применении светодиодов видимого диапазона связаны с двумя материальными системами: AlInGaP (в оранжево-красной области) и AlInGaIn (в сине-зеленой области), технология синтеза которых не позволяет пока что реализовать эффективные светодиоды диапазона 530...580 нм. Возможность решения данной проблемы путем использования иных материальных систем на сегодня представляется далекой от практического применения. Возможные варианты или принципиально не могут обеспечить высокую эффективность в силу не прямой зонной структуры (GaP, SiC), или не позволяют получить приемлемое время жизни прибора ($A^{II}B^{VI}$), или пока находятся на уровне материаловедческих исследований (оксиды II группы, нитриды редкоземельных элементов). В материальной системе AlInGaP созданию излучателей с длиной волны менее 580 нм препятствуют фундаментальные проблемы перехода зонной структуры от прямой к не прямой при увеличении содержания алюминия. Поэтому при всем кажущемся многообразии вариантов альтернативы материалам $A^{III}N$ для создания светодиодов длинноволнового зеленого диапазона на данный момент нет. В материальной системе AlInGaIn нет фундаментальных ограничений, препятствующих увеличению длины волны излучения. Все бинарные соединения и их твердые растворы являются прямозонными полупроводниками и перекрывают диапазон, намного более широкий, чем видимый спектр. В то же время на данный момент достаточно эффективных светодиодов с длиной волны более 530 нм на основе соединений $A^{III}N$ не создано.

Цель данной работы — анализ научной-технической литературы, посвященной физическим свойствам нитридов III группы, которые используются при изготовлении гетероэпитаксиальных структур AlGaIn(GaN)/InGaIn/GaN для светодиодов и светодиодных матриц. Также рассмотрены принципы действия светоизлучающих гетероструктур, факторы и процессы, ответственные за получение высоких значений квантового выхода и квантовой эффективности светоизлучающих гетероструктур AlGaIn(GaN)/InGaIn/GaN.

Физические свойства нитридов III группы

Основными материалами, которые используются при создании светоизлучающих гетероструктур $\text{AlGaIn}(\text{GaN})/\text{InGaIn}(\text{GaN})$, являются нитриды III группы: AlN , GaN и InN [1].

AlN обладает многими полезными механическими и электронными свойствами. Твердость, высокая теплопроводность, стабильность к высокой температуре и едким химическим веществам в сочетании с неплохим тепловым согласованием в некристаллической форме с Si и GaAs делают AlN привлекательным материалом для электронных применений. Большая ширина запрещенной зоны AlN также является причиной того, что AlN может быть использован как изоляционный материал в полупроводниковых приборных приложениях. Пьезоэлектрические свойства делают AlN подходящим материалом для приборов на поверхностно-акустических волнах и для применения в качестве датчиков. Однако наибольший интерес к этому полупроводнику связан с его способностью создавать сплавы с GaN , образуя AlGaIn , что обеспечивает возможность разработки электронных и оптических приборов на основе гетероструктур $\text{AlGaIn}(\text{GaN})/\text{InGaIn}(\text{GaN})$, последняя из которых может излучать в широкой области от зеленого спектрального диапазона до ультрафиолета. AlN также представляет важный компонент в составе четверного нитридного соединения AlInGaIn , которое допускает управление шириной запрещенной зоны независимо от состава за счет довольно широкого диапазона ширины запрещенных зон. Таким образом, условие согласования по решетке с нижележащей эпитаксиальной структурой может быть выполнено при сохранении возможности регулировки ширины запрещенной зоны. AlN является нелегким для исследований материалом вследствие высокой реакционной способности алюминия с кислородом в процессе выращивания. Ранние измерения показали, что загрязнение материала кислородом может привести к ошибке в определении энергии ширины запрещенной зоны и, в зависимости от степени загрязнения, в определении постоянной решетки. Только недавно обеспечено осаждение свободного от загрязнения материала, что позволяет исследователям целенаправленно выращивать высококачественные слои AlN . В результате с достаточной степенью надежности были исследованы многие физические свойства AlN и синтезирован объемный AlN .

Хотя GaN изучен гораздо более широко, чем другие нитриды III группы, по-прежнему сохраняется большая необходимость в дальнейших исследованиях для того, чтобы подойти к уровню понимания технологически важных материалов, таких как Si и GaAs . При выращивании GaN часто наблюдаются относительно высокие фоновые концентрации носителей n -типа, которые обусловле-

ны собственными дефектами и возможно примесями. Отсутствие коммерчески доступных собственных подложек усугубляет эту ситуацию. Это совместно с трудностями получения легирования p -типа и закрытостью процессов изготовления задерживает прогресс. Недавно достигнуты существенные улучшения в выращивании кристаллов и технологиях обработки, что позволило решить многие проблемы. Значительное число лабораторий освоило технологию получения высококачественных слоев GaN с фоновой концентрацией электронов при комнатной температуре, не превышающей $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Успешное развитие технологий создания p -типа GaN привело к разработке светодиодов на основе p — n -переходов, излучающих в УФ-диапазоне, в фиолетовой, синей, зеленой и даже желтой областях видимого спектра, а также лазеров, действующих в непрерывном режиме, мощных полевых транзисторов с модулированным легированием и УФ-детекторов. Тем не менее, еще предстоит провести большой объем исследований для полного изучения фундаментальных физических свойств GaN .

InN не получил того экспериментального внимания, которое уделяется GaN и AlN . Вероятно это связано с трудностями выращивания высококачественных кристаллических образцов InN , бедными люминесцентными свойствами InN и существованием альтернативных хорошо изученных/разработанных полупроводников, таких как AlGaAs и $\text{In}(\text{Ga}, \text{Al})\text{AsP}$, которые имеют ширину запрещенной зоны, близкую к значению предлагаемой ширины запрещенной зоны InN . Современные данные показывают, что ширина запрещенной зоны InN близка к 0,7—0,8 эВ. Даже с такой шириной запрещенной зоны InN не избегает конкуренции в том смысле, что другой хорошо разработанный полупроводник InGaAs имеет близкое значение ширины запрещенной зоны. Следовательно, практическое применение InN ограничено его сплавами с GaN и AlN . Выращивание высококачественного InN и определение его основных физических свойств остается в настоящее время чисто научной задачей. InN ничем не отличается от GaN и AlN в том смысле, что для этого материала также стоит проблема отсутствия подходящих материалов для подложек и, в частности, высокая концентрация собственных дефектов. Кроме того, ранее полученные слои InN были поликристаллическими и содержали высокую концентрацию кислорода и примесей и/или точечных дефектов, что приводило к высокой концентрации электронов. Большая ширина запрещенной зоны, первоначально измеренная для InN , может быть связана с кислородом, который приводил к появлению оксидов индия, имеющих большие значения ширины запрещенных зон, а также с синим сдвигом Бурштейна—Мосса вследствие высокой концентрации электронов.

Светоизлучающие структуры на основе систем AlGaN/InGaN/GaN

Тройные соединения InGaN используют в основном для создания квантовых ям, до некоторой степени напряженных в зависимости от уровня фазовой сегрегации, в активных областях светодиодов и лазеров, которые могут излучать в фиолетовом или голубом спектральных диапазонах. Традиционно активная область светодиодов (СД) представляет собой последовательность нескольких InGaN-КЯ толщиной 2–3 нм, разделенных барьерами GaN (рис. 1). Само собой разумеется, высокоэффективные синие и зеленые светодиоды, использующие активные слои InGaN, являются коммерчески доступными. Отметим, что красному цвету соответствует диапазон длин волн 625...740 нм, оранжевому — 590...625 нм, желтому — 565...590 нм, зеленому — 500...565 нм, голубому — 485...500 нм, синему — 440...485 нм, фиолетовому — 380...440 нм.

Развитие светодиодных исследований и разработок идет во всем мире, причем результаты превосходят оптимистические предсказания, сделанные несколько лет назад. Быстрый рост эффективности белых светодиодов был достигнут благодаря исследованиям и разработкам по всем направлениям, связанным с технологией светодиодов. Улучшилась технология изготовления сапфировых и карбидокремниевых подложек для эпитаксиального роста, также было усовершенствовано выращивание p – n -гетероструктур типа InGaN/AlGaN/GaN с множественными квантовыми ямами (МКЯ) и были сконструированы светодиоды с лучшим коэффициентом оптического вывода. Кроме того, созданы омические контакты с малым сопротивлением и обеспечен эффективный отвод теплоты от кристалла к корпусу. При этом были разработаны новые люминофоры для повышения общего индекса цветопередачи белых СД. Ведущими фирмами-производителями светодиодов являются Cree Lighting, Philips Lumileds, Nichia Corp., Osram Optosemiconductors, Toyoda Gosei, Seoul Semiconductor. Кроме США, Японии и Германии, массовое конкурентоспособное производство светодиодов создано в Республике Корея, КНР и на Тайване [3].

В качестве примера можно привести коммерческие голубые светодиоды фирмы Nichia Corp. [4]. Структуры выращиваются на сапфировой подложке МОГФЭ-методом. Активный слой $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}$ одиночной квантовой ямы шириной 3 нм заключен между барьерными слоями n -GaN толщиной 4 мкм и p - $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}$ толщиной 100 нм. Область структуры p -типа завершает слой p -GaN толщиной 0,5 мкм. Реальная площадь структур $6 \times 10^{-4} \text{ см}^2$. При комнатной температуре максимальная внешняя квантовая эффективность $\eta_{\text{max}} = 15 \%$ наблюдается в этих структурах при токе $i_{\text{max}} = 0,47 \text{ мА}$ ($J = 0,78 \text{ А/см}^2$) и напряжении $U_{\text{max}} = 2,9 \text{ В}$ и падает до $\eta = 11 \%$ при номиналь-

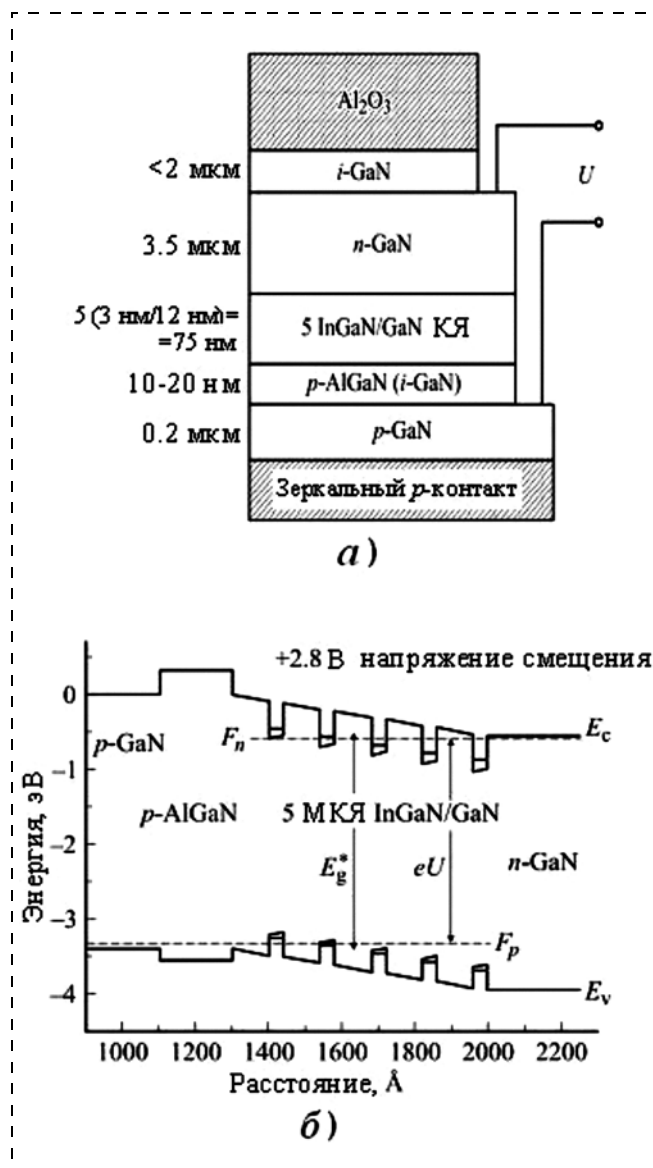


Рис. 1. Схема расположения слоев гетероструктуры InGaN/AlGaN/GaN в светодиодах (а), энергетическая диаграмма p – n -гетероструктуры InGaN/AlGaN/GaN при прямом смещении $V = 2,8 \text{ В}$ [2]

ном токе $i = 20 \text{ мА}$ (рис. 2, а). На рис. 2, б приведен спектр электролюминесценции для такой структуры фирмы Nichia Corp.

Максимальные значения квантовой эффективности η для коммерческих светодиодов фирмы Cree достигают 35...40 %. Столь высокие значения η обязаны дизайну активной области с более узкими (2–3 нм) барьерами GaN, чем в светодиодах с традиционным дизайном активной области, а также оптимальному уровню легирования активного слоя кремнием. Внешний квантовый выход излучения синих светодиодов в настоящее время достиг рекорда — 63 % (лабораторные образцы) [3]. Вслед за фирмой Nichia Corp. о рекордных результатах в 2007 г. сообщили фирмы Cree Lighting (131 лм/Вт) и Philips Lumileds (115 лм/Вт). В сентябре 2007 г. фирма Cree Lighting сообщила о раз-

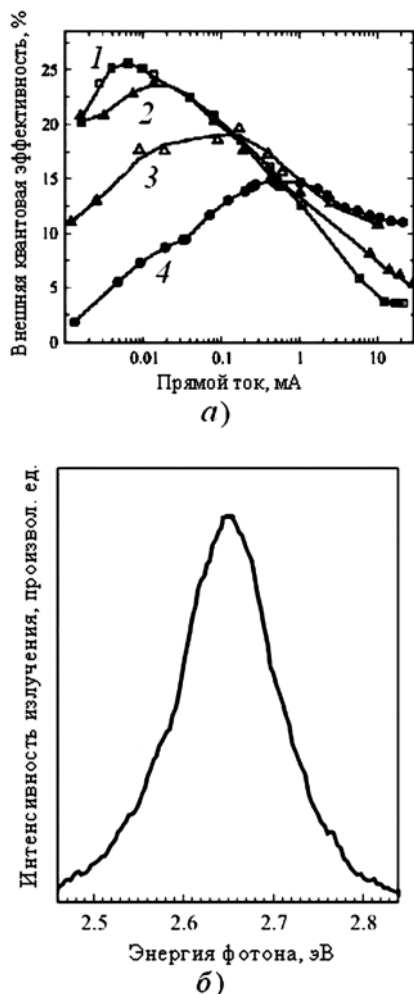


Рис. 2. Зависимость внешней квантовой эффективности от тока при температурах 90 К (кривая 1), 110 К (кривая 2), 212 К (кривая 3), 300 К (кривая 4) (а), спектр электролюминесценции при напряжении $U = 3,9$ В и токе $i = 20$ мА (б) [4]

работанных ею лампах с одним светодиодом большой площади, которые имеют световой поток более 1000 лм для холодно-белого света при световой отдаче 72 лм/Вт и 760 лм для тепло-белого света при световой отдаче 52 лм/Вт [3].

Лидером научных исследований, связанных со светодиодной тематикой в России, является Физико-технический институт РАН им. А. Ф. Иоффе [5–18]. Проводятся исследования роста структур на основе нитридных полупроводниковых соединений. Используются разные методы: газовая эпитаксия из металлоорганических соединений, молекулярно-лучевая эпитаксия, хлоргидридная эпитаксия. Изучается влияние дефектов структуры и различных примесей на излучательную рекомбинацию в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами. Исследования излучательной и безызлучательной рекомбинаций в светодиодных p – n -гетероструктурах с квантовыми ямами на ос-

нове GaN, проведенные на Физическом факультете Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова [2, 3, 19–36], позволили дать рекомендации по разработкам эффективных светодиодов.

ЗАО "Светлана-Оптоэлектроника" (Санкт-Петербург) разрабатывает полный технологический цикл создания светодиодов видимого диапазона (в том числе белых), от подготовки подложек для эпитаксии, эпитаксиального роста структур и создания оригинальных конструкций кристаллов до осветительных устройств. На ЗАО "Светлана-Оптоэлектроника" разработаны, например, светодиоды синего свечения (рис. 3) [2]. Структуры выращивали методом металлоорганической эпитаксии на подложках из сапфира. На них последовательно создавали: слой i -GaN; слой n -GaN; Si с концентрацией электронов $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$; далее активную область структуры, содержащую пять слоев InGaN/GaN с шириной ям InGaN около 3 нм и шириной барьеров GaN около 10 нм, а также барьерный слой, ограничивающий инжекцию электронов в p -область, p -GaN либо легированный i -GaN, либо p -Al_xGa_{1-x}N : Mg; и, наконец, верхний инжектирующий дырки слой p -InGaN : Mg толщиной 200...300 нм. Свет выводится из кристалла через сапфировую подложку. Максимальные значения η (без линз) составляют для таких светодиодов с характерной длиной излучения 450...460 нм около 20...24 %. С применением линз максимальные значения η достигают 30...35 % [37], что соответствует современному мировому уровню.

Работы по эпитаксиальному выращиванию светодиодных структур на основе GaN начаты в ЗАО

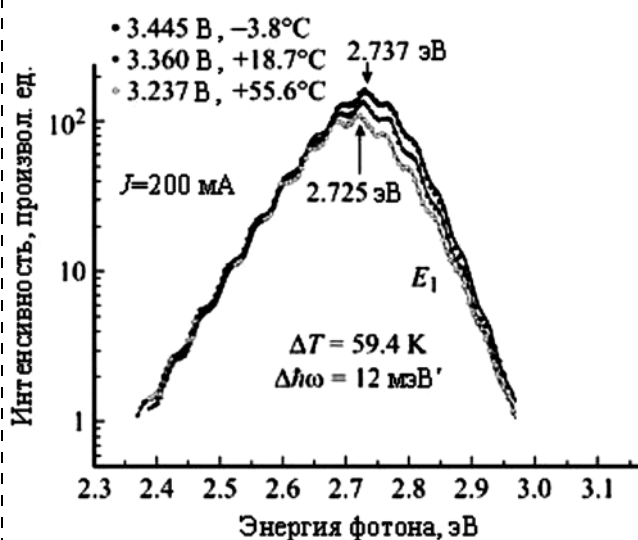


Рис. 3. Зависимости спектров электролюминесценции синих светодиодов ЗАО "Светлана-Оптоэлектроника" от температуры [2]

"Элма—Малахит" (Зеленоград) [3]. ООО "НПЦ ОЭП "ОПТЭЛ" выпускает (на основе импортных структур) и белые светодиоды для общего освещения, и светодиоды всех диапазонов видимого и ближнего ИК-излучений. Коммерческие белые светодиоды и модули на их основе, разрабатываемые в НПЦ ОЭП "ОПТЭЛ", достигли световой отдачи 40—50 лм/Вт, а световой поток единичных светодиодов — 100 лм [3]. ЗАО "Кавер Лайт" и КБ "Пола+" разрабатывают эффективные светодиоды специальных конструкций с узкими световыми пучками для железнодорожных светофоров и светодиоды разных цветов для автомобильной промышленности. Светодиоды производятся и в НИИ полупроводниковых приборов в г. Томске и в ОАО "Протон" (г. Орел) [3].

В последние годы большое внимание уделяется разработке и созданию белых светодиодов. Полупроводниковые источники белого света можно создать несколькими способами [22]. Во-первых, можно сложить свет, испускаемый красным, зеленым и синим светодиодами. Хотя такие источники достаточно дороги, их преимуществом является возможность очень гибкой настройки оттенков белого света. В настоящее время предложено несколько подходов к созданию монолитных источников белого света. Наиболее распространенным вариантом является использование конструкций с активной областью на основе двух и трех InGaN-квантовых ям, излучающих на различных длинах волн [7]. Более дешевой является конструкция, в которой светодиоды возбуждают смесь люминофоров, дающих белое свечение. Белые светодиоды с такой конструкцией (светодиод из GaN и люминофор из алюмоиттриевого граната, активированного церием) были впервые созданы в начале 90-х годов прошлого века сотрудниками фирмы *Nichia*. В настоящее время светоотдача таких белых светодиодов превышает 160 лм/Вт [7], хотя еще в 2003 г. сообщалось о световой отдаче 35...40 лм/Вт [31], т. е. уже достигнуто превышение светоотдачи ламп накаливания (15...20 лм/Вт) и люминесцентных ламп (70...100 лм/Вт). Основные два направления создания белых светодиодов с люминофорами: на основе синих светодиодов ($\lambda_{\text{max}} = 450...465$ нм) с желто-зелеными люминофорами и на основе ультрафиолетовых светодиодов ($\lambda_{\text{max}} = 380...410$ нм) с несколькими разными люминофорами [31]. Промышленные коммерчески доступные белые светодиоды разных фирм в 2007 г. имели световую отдачу 40...80 лм/Вт, а одиночные светодиоды при токе 350 мА давали световой поток до 100 лм [3].

Основным фактором, определяющим характеристики излучающих структур, и, прежде всего внутреннего квантового выхода, являются параметры ростового материала. Основной технологической проблемой в настоящее время является высокая дефектность ростового GaN и родственных нитридов III группы. Высокая плотность ростовых

дефектов и прежде всего дислокаций, плотность которых, например, в GaN составляет порядка $10^7...10^9$ см⁻², ограничивает значение внутреннего квантового выхода материала и вызывает необходимость получения эпитаксиальных пленок нитридов и гетероструктур на их основе с пониженной плотностью дефектов путем разработки рациональных технологических методов выращивания, подбора подложки, исследования процессов излучательной рекомбинации в гетероструктурах, а также оптимизации конструкции излучающей гетероструктуры.

Существует много факторов, влияющих на внутреннюю квантовую эффективность излучения, такие как влияние пьезоэлектрических полей в InGaN-квантовых ямах, плотности дислокаций, профилей легирования атомами Mg и Si. Предлагаются различные способы оптимизации дизайна активной области светодиодов на основе InGaN/GaN, которые заключаются в использовании InGaN-барьеров между квантовыми ямами InGaN для улучшения вертикального транспорта носителей, использовании InGaAlN-барьеров для подавления эффекта встроенного пьезоэлектрического поля, осаждении толстого слоя InGaN между квантовыми ямами и *n*-GaN для оптимизации латерального растекания носителей, осаждении барьерного слоя InGaN между последней квантовой ямой и блокирующим *p*-легированным слоем AlGaIn.

В совместной работе Научно-технологического центра микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН и ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург [8] предложен способ повышения эффективности излучения высокоэффективных светоизлучающих InGaN/GaN/AlGaIn диодов длинноволнового зеленого диапазона. Этот способ заключается во введении в конструкцию эпитаксиальной гетероструктуры непосредственно под излучающей квантовой ямой короткопериодной InGaN/GaN-сверхрешетки, заросшей слоем нитрида галлия при пониженной температуре. На двух собранных диодах с оптимизированным дизайном значения максимальной квантовой эффективности и соответствующей ей длины волны излучения составили 12 % и 552 нм и 8 % и 560 нм, соответственно. В работе [7] тех же научных групп отмечается, что основной причиной, приводящей к низкой общей эффективности монолитных белых светодиодов, является малое значение внутреннего квантового выхода излучения в InGaN-квантовых ямах с высоким содержанием In. Предложен новый подход к созданию эффективных монолитных источников белого света, основанный на использовании активной области светодиодных структур короткопериодной InGaN/GaN-сверхрешетки (КПСР) в качестве барьерного слоя между квантовыми ямами InGaN, излучающими в синей и желто-зеленой областях спектра (рис. 4).

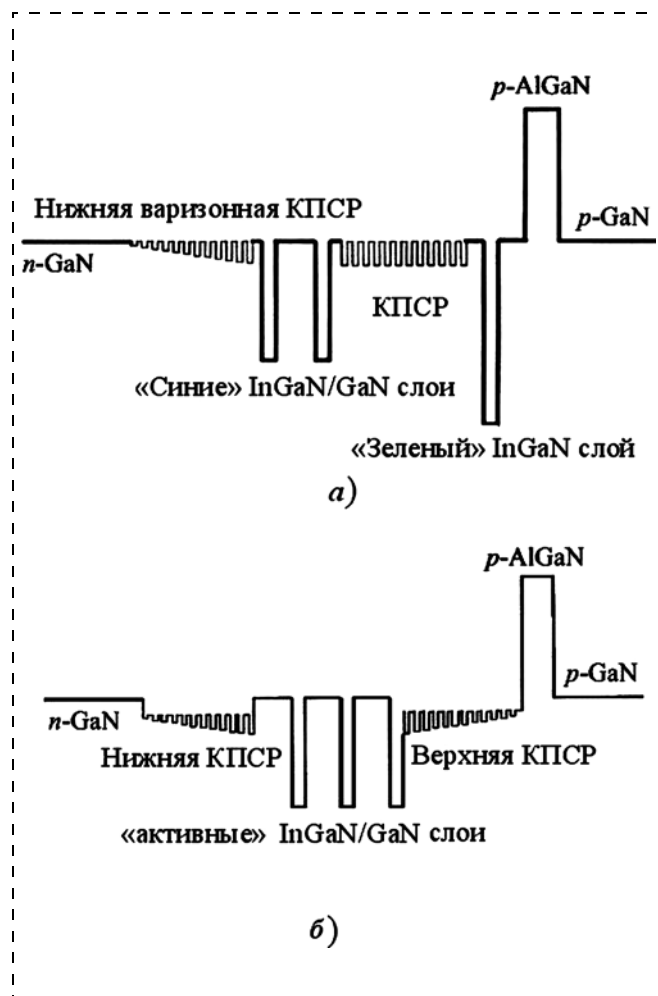


Рис. 4. Схематические изображения активной области монолитных светодиодов белого свечения с короткопериодными сверхрешетками (а) [7], а также активной области светодиодов диапазона 450...470 нм с ограничивающими варизонными короткопериодными сверхрешетками (б) [10]

В совместной работе (ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия; Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур при ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия; *Samsung Electro-Mechanics Co. Ltd., Suwon, Gyeonggi-Do, Korea; Center for Material Elaboration & Structural Studies of the National Center for Scientific Research, Toulouse, France*) [10] показано, что использование InGaN/GaN в качестве ограничивающих варизонных короткопериодных сверхрешеток позволяет существенно увеличить квантовую эффективность излучения светоизлучающих диодов на основе InGaN диапазона 450...470 нм.

Важной проблемой, которая встает при разработке мощных светодиодов, является уменьшение квантового выхода и квантовой эффективности при увеличении рабочего тока светодиода (рис. 5, 6). Проводятся интенсивные исследования в целях выяснения механизмов снижения квантовой эффективности при больших рабочих токах [25, 37—42].

Авторы работы [25] отмечают различие зависимостей интенсивности излучения от тока и напряжения вследствие различия распределения заряженных центров в области пространственного заряда структур и разной роли туннельного компонента тока при разных напряжениях. Падение эффективности с ростом тока связывается с утечками по структурным дефектам и при "перетекании" электронов "над" квантовой ямой, с оже-рекомбинацией [38], с влиянием встроенных пьезоэлектрических полей в квантовой яме. В работах [39, 40] падение эффективности связывается с утечками за счет туннелирования электронов на интерфейсные

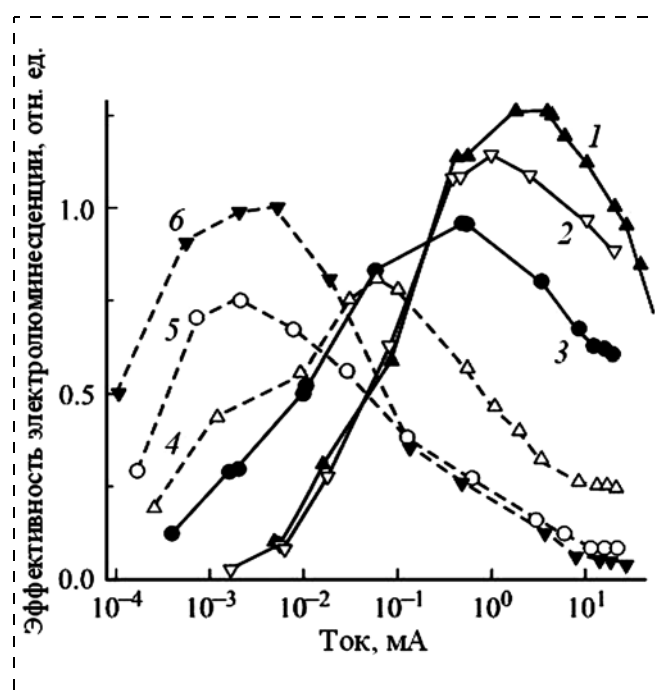


Рис. 5. Зависимости эффективности электролюминесценции голубого светодиода от прямого тока при температурах 300 К (кривая 1), 222 К (кривая 2), 128 К (кривая 3), 110 К (кривая 4), 90 К (кривая 5), 78 К (кривая 6) [39]



Рис. 6. Зависимости квантовой эффективности η от плотности тока для светодиодов ($\lambda = 450...460$ нм) ЗАО "Светлана-Оптоэлектроника" (кривая 1) и коммерческих светодиодов фирмы Cree (кривая 2) при большой плотности тока [37]

состояния InGaN/GaN, по границам зерен [39] и вследствие туннелирования "под" квантовой ямой на слабо локализованные состояния хвостов плотности состояний в квантовой яме InGaN/GaN [40].

В работе [41] падение эффективности при высоких токах связывается с уменьшением туннельной инжекции и увеличением утечки через безызлучательный канал "под" квантовой ямой. В работе [4] показано, что падение эффективности светодиодов с ростом тока связано с высокой плотностью дефектов в барьерных слоях. Инжектированные в квантовую яму электроны туннелируют на глубокие энергетические уровни дефектов в барьерном слое p -области и безызлучательно рекомбинируют с дырками. В работе [37] показано, что плотность низкочастотного шума светодиодов на основе InGaN/GaN зависит от плотности тока как j^3 при плотностях тока больше 20 А/см². Такой вид зависимости свидетельствует об образовании новых центров безызлучательной рекомбинации, и этот процесс может быть причиной падения внешней квантовой эффективности при больших плотностях тока. Однако до сих пор остается неясным вклад каждого из предложенных механизмов в механизм падения квантовой эффективности при высоких плотностях тока.

Заключение

Таким образом, в настоящее время нитриды III группы перспективны для разработки высокоэффективных светодиодов и светодиодных матриц для ультрафиолетового диапазона, а также зеленых и синих светодиодов видимого спектра. Твердые растворы нитридов III группы являются прямозонными полупроводниками и поэтому отсутствуют фундаментальные ограничения разработки светодиодов для всего диапазона видимого спектра.

В последние годы значительное внимание уделяется разработке и созданию белых светодиодов, которые в перспективе могут заменить традиционные лампы накаливания. Используется несколько подходов для разработки светодиодов белого света на основе структур AlGaIn/GaN/InGaP/GaN. Источники, содержащие красные, зеленые и синие светодиоды, достаточно дороги, но их преимуществом является возможность очень гибкой настройки оттенков белого света. Также предложено несколько подходов к созданию монолитных источников белого света. Наиболее распространенный вариант — использование активной области на основе InGaP-квантовых ям, излучающих на различных длинах волн. Более низкую стоимость имеет конструкция, в которой светодиоды возбуждают смесь люминофоров, дающих белое свечение. В настоящее время светоотдача таких белых светодиодов достигла 160 лм/Вт, т. е. уже превысила светоотдачу ламп накаливания (15...20 лм/Вт) и люминесцентных ламп (70...100 лм/Вт). Промыш-

ленные коммерчески доступные белые светодиоды разных фирм в 2007 г. имели световую отдачу 40...80 лм/Вт.

Для полной реализации потенциальных преимуществ белых светодиодов на основе гетероструктур AlGaIn/GaN/InGaP/GaN необходимы дальнейшие исследования механизмов снижения квантового выхода при больших токах, снижение дефектности используемых материалов, разработка оптимального дизайна светодиодов и светодиодных матриц.

Работа была выполнена при поддержке Минобрнауки РФ, договор № 13.G25.31.0042, постановление 218 Правительства РФ, а также проектом в рамках АБЦП "Развитие научного потенциала высшей школы (2009—2011 годы)" (рег. № 2.1.2/12459) и грантом НШ-4297.2010.2.

Список литературы

1. **Springer Handbook of Electronic and Photonic Materials** / Ed. S. Kasper, P. Capper. Springer Science-Business Media, Inc., 2006. 1406 p.
2. **Бадгутдинов М. Л., Юнович А. Э.** Спектры излучения гетероструктур с квантовыми ямами типа InGaP/AlGaP/GaN: модель двумерной комбинированной плотности состояний // ФТП. 2008. Т. 42, № 4. С. 438—446.
3. **Юнович А. Э.** Современное состояние и тенденции развития светодиодов и светодиодного освещения // Светотехника. 2007. № 6. С. 13—17.
4. **Бочкарева Н. И., Вороненков В. В., Горбунов Р. И., Зубрилов А. С., Леликов Ю. С., Латышев Ф. Е., Ребане Ю. Т., Цюк А. И., Шретер Ю. Г.** Механизм падения эффективности GaN-светодиодов с ростом тока // ФТП. 2010. Т. 44, № 6. С. 822—828.
5. **Крестников И. Л., Сахаров А. В., Лундин В. В., Мусихин Ю. Г., Карташова А. П., Усиков А. С., Цацульников А. Ф., Леденцов Н. Н., Алферов Ж. И., Сошников И. П., Hahn E., Neubauer B., Rosenauer A., Litvinov D., Gerthsen D., Plaut A. C., Hoffmann A., Bimberg D.** Лазерная генерация в вертикальном направлении в структурах InGaP/GaN/AlGaP с квантовыми точками InGaP // ФТП. 2000. Т. 34, № 4. С. 496—503.
6. **Закгейм Д. А., Смирнова И. П., Рожанский И. В., Гуревич С. А., Кулагина М. М., Аракчеева Е. М., Онушкин Г. А., Закгейм А. Л., Васильева Е. Д., Иткинсон Г. В.** Высокомощные синие флип-чип светодиоды на основе AlGaInN // ФТП. 2005. Т. 39, № 7. С. 885—889.
7. **Цацульников А. Ф., Лундин В. В., Сахаров А. В., Заварин Е. Е., Усов С. О., Николаев А. Е., Крыжановская Н. В., Смильгин М. А., Сизов В. С., Закгейм А. Л., Мизеров М. Н.** Монолитный белый светодиод с активной областью на основе квантовых ям InGaP, разделенных короткопериодными InGaP/GaN-сверхрешетками // ФТП. 2010. Т. 44, № 6. С. 837—840.
8. **Лундин В. В., Николаев А. Е., Сахаров А. В., Заварин Е. Е., Усов С. О., Сизов В. С., Закгейм А. Л., Черняков А. Е., Цацульников А. Ф.** Высокоэффективные InGaP/GaN/AlGaP светодиоды с короткопериодной InGaP/GaN сверхрешеткой для диапазона 530—560 нм // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36, № 22. С. 89—95.
9. **Сизов В. С., Цацульников А. Ф., Сахаров А. В., Лундин В. В., Заварин Е. Е., Черкашин Н. А., Hych M. J., Николаев А. Е., Минтиаров А. М., Yan He, Merz J. L.** Использование короткопериодных сверхрешеток InGaP/GaN в светодиодах синего диапазона // ФТП. 2010. Т. 44, № 7. С. 955—961.
10. **Цацульников А. Ф., Лундин В. В., Сахаров А. В., Заварин Е. Е., Усов С. О., Николаев А. Е., Черкашин Н. А., Бер Б. Я., Казанцев Д. Ю., Мизеров М. Н., Hee Seok Park, Hych M., Hue F.** Варизонная активная область на основе короткопериодных InGaP/GaN сверхрешеток для мощных

светоизлучающих диодов диапазона 440–470 нм // ФТП. 2010. Т. 44, № 1. С. 96–100.

11. Сахаров А. В., Лундин В. В., Заварин Е. Е., Синицын М. А., Николаев А. Е., Усов С. О., Сизов В. С., Михайловский Г. А., Черкашин Н. А., Ныч М., Ние Р., Яковлев Е. В., Лобанова А. В., Цацульников А. Ф. Влияние релаксации напряжений на формирование активной области гетероструктур InGaN/(Al)GaN для светодиодов зеленого диапазона // ФТП. 2009. Т. 43, № 9. С. 841–846.

12. Давыдов Д. В., Закгейм А. Л., Снегов Ф. М., Соболев М. М., Черняков А. Г., Усиков А. С., Шмидт Н. М. Локализованные состояния в активной области голубых светодиодов, связанные с системой протяженных дефектов // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33, № 4. С. 11–18.

13. Сизов Д. С., Сизов В. С., Заварин Е. Е., Лундин В. В., Фомин А. В., Цацульников А. Ф., Леденцов Н. Н. Исследование статистики носителей в светодиодных структурах InGaN/GaN // ФТП. 2005. Т. 39, № 4. С. 492–496.

14. Сизов В. С., Цацульников А. Ф., Лундин В. В. Нановключения InGaN в матрице AlGaIn // ФТП. 2008. Т. 42, № 7. С. 804–809.

15. Лундин В. В., Заварин Е. Е., Синицын М. А., Сахаров А. В., Усов С. О., Николаев А. Е., Давыдов Д. В., Черкашин Н. А., Цацульников А. Ф. Влияние давления в реакторе на свойства активной области InGaN/GaN светодиодов // ФТП. 2010. Т. 44, № 1. С. 126–129.

16. Лундин В. В., Заварин Е. Е., Синицын М. А., Николаев А. Е., Лундина Е. Ю., Сахаров А. В., Трошков С. И., Цацульников А. Ф. InGaIn гетероструктуры для светодиодов, выращенные на профилированных сапфировых подложках // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34, № 21. С. 39–45.

17. Крыжановская Н. В., Лундин В. В., Николаев А. Е., Цацульников А. Ф., Сахаров А. В., Павлов М. М., Черкашин М. А., Ныч М. А., Вальковский Г. А., Яговкина М. А., Усов С. О. Исследования оптических и структурных свойств короткопериодных сверхрешеток InGaN/GaN для активной области светоизлучающих диодов // ФТП. 2010. Т. 44, № 6. С. 857–863.

18. Закгейм А. Л., Курышев Г. Л., Мизеров М. Н., Половинкин В. Г., Рожанский И. В., Черняков А. Е. Исследование тепловых процессов в мощных InGaN/GaN флип-чип светодиодах с использованием инфракрасной тепловизионной микроскопии // ФТП. 2010. Т. 44, № 3. С. 390–396.

19. Бадгутдинов М. Л. Особенности излучательной рекомбинации в $p-n$ -гетероструктурах InGaN/AlGaIn/GaN с множественными квантовыми ямами и светодиодах на их основе // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук по специальности 01.04.10 "Физика полупроводников". Москва. 2007. 110 с.

20. Кудряшов В. Е., Туркин А. Н., Юнович А. Э., Ковалев А. Н., Маняхин Ф. И. Люминесцентные и электрические свойства светодиодов InGaN/AlGaIn/GaN с множественными квантовыми ямами // ФТП. 1999. Т. 33, № 4. С. 445–450.

21. Мамакин С. С., Юнович А. Э., Ваттана А. Б., Маняхин Ф. И. Электрические свойства и спектры люминесценции светодиодов на основе гетеропереходов InGaN/GaN с модулированно-легированными квантовыми ямами // ФТП. 2003. Т. 37, № 9. С. 1131–1137.

22. Юнович А. Э. Светодиоды как основа освещения будущего // Светотехника. 2003. № 3. С. 2–7.

23. Коган Л. М., Гальчина Н. А., Рассохин И. Т., Сошин Н. П., Юнович А. Э. Мощные белые светодиоды и модули на их основе для целей освещения // Светотехника. 2007. № 2. С. 26–28.

24. Юнович А. Э. Свет из гетеропереходов // Природа. 2001. № 6. С. 38–46.

25. Кудряшов В. Е., Мамакин С. С., Туркин А. Н., Юнович А. Э., Ковалев А. Н., Маняхин Ф. И. Спектры и квантовый выход излучения светодиодов с квантовыми ямами на основе гетероструктур из GaN — зависимость от тока и напряжения // ФТП. 2001. Т. 35, № 7. С. 861–868.

26. Золина К. Г., Кудряшов В. Е., Туркин А. Н., Юнович А. Э. Спектры люминесценции голубых и зеленых светодиодов на основе многослойных гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN с квантовыми ямами // ФТП. 1997. Т. 31, № 9. С. 1055–1061.

27. Золина К. Г., Кудряшов В. Е., Туркин А. Н. и др. Туннельные эффекты в светодиодах на основе гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN с квантовыми ямами // ФТП. 1997. Т. 31, № 11. С. 1304–1309.

28. Кудряшов В. Е., Туркин А. Н., Юнович А. Э., Ковалев А. Н., Маняхин Ф. И. Люминесцентные и электрические свойства светодиодов InGaN/AlGaIn/GaN с множественными квантовыми ямами // ФТП. 1999. Т. 33, № 4. С. 445–450.

29. Yunovich A. E., Kudryashov V. E. Energy Diagram and Recombination Mechanisms in Heterostructures InGaN/AlGaIn/GaN with Quantum Wells // Phys. Stat. Solidi (b). 2001. Vol. 228, N 1. P. 141–145.

30. Гальчина Н. А., Коган Л. М., Сошин Н. П., Широков С. С., Юнович А. Э. Спектры электролюминесценции ультрафиолетовых светодиодов на основе $p-n$ -гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN, покрытых люминофорами // ФТП. 2007. Т. 41, № 9. С. 1143–1148.

31. Сошин Н. П., Гальчина Н. А., Коган Л. М., Широков С. С., Юнович А. Э. Светодиоды "теплого" белого свечения на основе $p-n$ -гетероструктур типа InGaN/AlGaIn/GaN, покрытых люминофорами из иттрий-гадолиниевых гранатов // ФТП. 2009. Т. 43, № 5. С. 700–704.

32. Бадгутдинов М. Л., Коробов Е. В., Лукьянов Ф. А., Юнович А. Э., Коган Л. М., Гальчина Н. А., Рассохин И. Т., Сошин Н. П. Спектры люминесценции, эффективность и цветовые характеристики светодиодов белого свечения на основе $p-n$ -гетероструктур InGaN/GaN, покрытых люминофорами // ФТП. 2006. Т. 40, № 6. С. 758–763.

33. Ковалев А. Н., Маняхин Ф. И., Кудряшов В. Е., Туркин А. Н., Юнович А. Э. Изменения люминесцентных электрических свойств светодиодов из гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN при длительной работе // ФТП. 1999. Т. 33, № 2. С. 224–232.

34. Золина К. Г., Кудряшов В. Е., Туркин А. Н., Юнович А. Э. Спектры люминесценции голубых и зеленых светодиодов на основе многослойных гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN с квантовыми ямами // ФТП. 1997. Т. 31, № 9. С. 1055–1061.

35. Авакянц Л. П., Боков П. Ю., Червяков А. В., Чуяс А. В., Юнович А. Э., Васильева Е. Д., Бауман Д. А., Уелин В. В., Явич Б. С. Интерференционные эффекты в спектрах электроотражения и электролюминесценции светодиодных гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN // ФТП. 2010. Т. 44, № 8. С. 1124–1129.

36. Мамакин С. С., Юнович А. Э., Ваттана А. Б., Маняхин Ф. И. Электрические свойства и спектры люминесценции светодиодов на основе гетеропереходов InGaN/GaN с модулированно-легированными квантовыми ямами // ФТП. 2003. Т. 37, № 9. С. 1131–1137.

37. Аверкиев Н. С., Левинштейн М. Е., Петров П. В., Червяков А. Е., Шабинина Е. И., Шмидт Н. М. Особенности рекомбинационных процессов в светодиодах на основе InGaN/GaN при больших плотностях инжекционного тока // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35, № 19. С. 97–102.

38. Shen Y. C., Mueller G. O., Watanabe S., Gardner N. F., Munkhshen A., Krames M. R. Auger recombination in InGaIn measured by photoluminescence // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 91. P. 141101–141103.

39. Бочкарева Н. И., Zhirov E. A., Ефремов А. А., Ребане Ю. Т., Горбунов Р. И., Шпретер Ю. Г. Туннельно-рекомбинационные токи и эффективность электролюминесценции InGaIn/GaN светодиодов // ФТП. 2005. Т. 39, № 5. С. 627–632.

40. Бочкарева Н. И., Тархин Д. В., Ребане Ю. Т., Горбунов Р. И., Леликов Ю. С., Мартынов И. А., Шпретер Ю. Г. Квантовая эффективность и формирование линии излучения в светодиодных структурах с квантовыми ямами InGaIn/GaN // ФТП. 2007. Т. 41, № 1. С. 88–91.

41. Бочкарева Н. И., Горбунов Р. И., Клочков А. В., Леликов Ю. С., Мартынов И. А., Ребане Ю. Т., Белов А. С., Шпретер Ю. Г. Оптические свойства голубых светодиодов в системе InGaIn/GaN при высокой плотности тока // ФТП. 2008. Т. 42, № 11. С. 1384–1390.

42. Сергеев В. А., Ходаков А. М. Расчет и анализ распределений плотности тока и температуры по площади структуры InGaIn/GaN мощных светодиодов // ФТП. 2010. Т. 44, № 2. С. 230–234.

Л. С. Синев, инженер, Федеральное государственное унитарное предприятие "Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова", e-mail: lenchik_inc@mail.ru,
В. Т. Рябов, канд. техн. наук, доц., Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, e-mail: v_ryabov@mail.ru

СОГЛАСОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТЕРМИЧЕСКОГО РАСШИРЕНИЯ ПРИ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ СОЕДИНЕНИИ КРЕМНИЯ СО СТЕКЛОМ

Поступила в редакцию 22.12.10

Рассмотрены напряжения, возникающие в деталях из стекла и кремния после их соединения электростатическим методом из-за разницы их коэффициентов теплового линейного расширения. Представлена аналитическая модель, позволяющая графически определить оптимальную температуру проведения соединения. Даны рекомендации по выбору температуры проведения процесса соединения.

Ключевые слова: анодная посадка, электростатическое соединение, тепловое расширение, напряжение

Электростатическое соединение является одной из основных сборочных операций микросистемной техники. На фоне тенденции к миниатюризации измерительных и управляющих приборов и развития соответствующих технологий все большую важность приобретает снижение взаимного влияния материалов, контактирующих внутри одного прибора. В особенности это относится к напряжениям, возникающим после сборки кремниевых и стеклянных деталей микромеханических приборов электростатическим соединением.

При электростатическом соединении кремний соединяется со стеклом посредством приложения внешней разности потенциалов и одновременного нагрева до температур 200...450 °С [1, 2]. Кремниевая пластина помещается на стеклянную. Соединяемые поверхности нагревают. Отрицательный электрод источника высокого напряжения прикладывают к стеклянной пластине, а положительный электрод — к кремниевой. Приложенное напряжение составляет 600...1500 В.

Физически процесс соединения между стеклом и кремнием происходит следующим образом: при повышенной температуре при наличии сильного электрического поля положительные ионы натрия (Na^+) в стекле дрейфуют к отрицательному электроду на стеклянной пластине и нейтрализуются.

Вследствие их перемещения на границе с кремнием образуется избыточный отрицательный заряд, сформированный ионами кислорода. Происходит падение потенциала в области стекла, прилегающего к кремнию. Кислород из стекла соединяется с кремнием на границе раздела стекло—кремний. Таким образом, на границе появляется тонкий слой SiO_2 , соединяющий кремниевую пластину и стеклянное основание. Изоляционные свойства этого слоя приводят к падению тока через соединение, и процесс завершается.

В результате соединения образуются коэффициентные напряжения, т. е. напряжения, возникающие вследствие разности значений коэффициентов теплового линейного расширения (КТЛР) стекла и кремния [3].

До начала нагрева стеклянная и кремниевая детали имеют одинаковые размеры, при нагревании детали расширяются неравномерно и при температуре соединения имеют различающиеся размеры. После соединения детали, охлаждаясь, взаимно деформируются. При значении КТЛР стекла, большем значения КТЛР кремния, снижение температуры вызывает напряжения растяжения в стекле и напряжения сжатия в кремнии. При значении КТЛР стекла, меньшем значения КТЛР кремния, снижение температуры, наоборот, вызывает напряжения сжатия в стекле и напряжения растяжения в кремнии.

Целью данной работы является определение соотношения КТЛР стекла и кремния для обеспечения соединения с минимальными коэффициентными напряжениями. Нелинейная зависимость КТЛР соединяемых деталей от температуры не позволяет минимизировать коэффициентные напряжения путем подбора материалов с близкими средними КТЛР.

В рамках рассматриваемой модели считаем обе соединяемые детали сплошными, однородными, изотропными и непрерывными, представляющими по форме прямоугольные параллелепипеды. Используем допущение, что нагревание деталей равномерное и источник теплоты расположен вне области соединения. Также считаем, что область соединения представляет собой плоскость. Изменения размеров рассматриваем в плоскости, перпендикулярной плоскости соединения. Считаем, что деформации и напряжения в области соединения равны деформациям и напряжениям во всей детали. Влияние краевых эффектов и разницы в коэффициентах теплопроводности материалов исключаем из рассмотрения. Исходим из того, что толщина кремниевой детали примерно в 10 раз меньше каждого из двух других ее размеров и в 5...10 раз меньше толщины стеклянной детали. Таким образом, изгиб деталей под действием возникающих деформаций пренебрежимо мал.

Распределение деформаций и напряжений по толщине соединяемых деталей будут учтены в последующих работах.

Истинным коэффициентом теплового линейного расширения α (1/°C) называется отношение изменения линейного размера тела dl (м), деленного на его начальный размер l_0 (м), к малому изменению температуры dT (°C), вызвавшему изменение размера тела [4]:

$$\alpha = \frac{1}{l_0} \frac{dl}{dT}.$$

Поскольку детали соединены, то в каждый момент времени изменения длины должны быть равны:

$$dl_g = dl_{si},$$

где dl_g — изменение длины стеклянной детали, м; dl_{si} — изменение длины кремниевой детали, м.

Изменения длины, с учетом вышесказанного, определяются как тепловым расширением самой детали, так и влиянием присоединенной детали:

$$dl_{si} = \alpha_{si}(T)l_0dT - \frac{dZl_0}{E_{si}A_{si}};$$

$$dl_g = \alpha_g(T)l_0dT + \frac{dZl_0}{E_gA_g};$$

$$dZ = \frac{E_gA_gE_{si}A_{si}}{(E_{si}A_{si} + E_gA_g)} (\alpha_{si}(T) - \alpha_g(T))dT,$$

где $\alpha_g(T)$, $\alpha_{si}(T)$ — коэффициенты теплового линейного расширения стекла и кремния соответственно, 1/°C; E_g , E_{si} — модули упругости первого рода стекла и кремния соответственно, Па; A_g , A_{si} — площади сечений, расположенных поперек оси удлинения стекла и кремния, м²; dZ — изменение растягивающей силы в стекле вследствие изменения температуры, Н;

$$\begin{aligned} \sigma_g(T) &= \frac{\Delta Z}{A_g} = \\ &= \frac{E_gE_{si}A_{si}}{(E_{si}A_{si} + E_gA_g)} \int_{T_c}^{T_0} (\alpha_{si}(T) - \alpha_g(T))dT; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{si}(T) &= \frac{\Delta Z}{A_{si}} = \\ &= \frac{E_gA_gE_{si}}{(E_{si}A_{si} + E_gA_g)} \int_{T_c}^{T_0} (\alpha_{si}(T) - \alpha_g(T))dT, \end{aligned} \quad (2)$$

где σ_g , σ_{si} — напряжения при рабочей температуре, растягивающие в стекле и сжимающие в кремнии соответственно, Па; T_0 , T_c — температуры рабочая и соединения соответственно, °C.

Интеграл в формулах (1), (2) представляет собой разницу между относительными удлинениями кремния и стекла, если бы они не были соединены. Видно, что соотношение напряжений в кремнии и стекле обратно пропорционально площадям их поперечных сечений.

Исходя из данных о КТЛР применяемых стекла и кремния на основании вышеприведенных формул можно рассчитать значения коэффициентов напряжений при рабочей температуре T_0 в деталях, соединенных при температуре T_c . Рассмотрим такой расчет на примере соединения кремния со стеклами марок ЛК-5 (Лыткаринский завод оптического стекла, Россия) и Corning 7740 (Corning, США).

Экспериментально полученная зависимость КТЛР кремния приведена в литературе [5]. Модуль Юнга рассматриваемого направления кремния [100] составляет 130,2 ГПа. Расчет зависимости КТЛР для стекол был проведен на основании данных, указанных производителями, исходя из предположения, что температурный ход значения коэффициента в области "нормального" состояния стекол, от -120 °C до температуры нижней границы зоны отжига, практически выражается линейным уравнением [4].

Для стекла ЛК5 [6]: модуль Юнга — 68,45 ГПа, КТЛР в диапазоне от -60 до +20 °C составляет $33 \cdot 10^{-7}$ 1/°C, КТЛР в диапазоне 20...120 °C — $35 \cdot 10^{-7}$ 1/°C.

Для стекла Corning 7740 [7]: модуль Юнга — 62,76 ГПа, КТЛР в диапазоне 0...300 °C — $32,5 \cdot 10^{-7}$ 1/°C, КТЛР в диапазоне 25...821 °C — $35 \cdot 10^{-7}$ 1/°C.

Расчеты числовых значений напряжений были проведены исходя из размеров деталей: стеклянной — $4 \times 4 \times 3$ мм; кремниевой — $4 \times 4 \times 0,42$ мм. Графики зависимостей представлены на рис. 1, а.

На основании зависимостей (1) и (2) можно определить напряжения в соединяемых деталях в зависимости от температуры. Если задаться рабочей температурой (температурой остывшего состояния), можно построить зависимость коэффициентов напряжений σ от температуры проведенного процесса электростатического соединения (рис. 1, б). Таким образом, можно спланировать процесс соединения, обеспечивающий минималь-

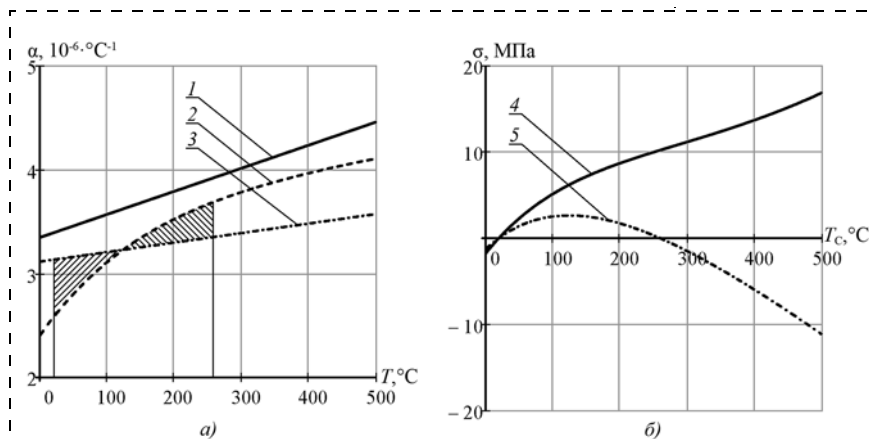


Рис. 1. Стекла ЛК-5, Corning 7740 и кремний:

a — зависимость КТЛР (α) стекла ЛК-5 (1), стекла Corning 7740 (3) и кремния (2) от температуры; *б* — коэффициентные напряжения в кремнии при соединении со стеклом ЛК-5 (4) и стеклом Corning 7740 (5) при рабочей температуре 20 °С в зависимости от температуры проведения соединения

ные коэффициентные напряжения или же выдерживающий их в определенных пределах.

Задавшись температурой процесса соединения и построив зависимость напряжений от рабочей температуры, можно оценить характер изменения коэффициентных напряжений в рабочем диапазоне температур получаемого изделия (рис. 2).

Проанализируем различные варианты соотношения истинных коэффициентов теплового линейного расширения стекла и кремния. Для каждого случая рассмотрим влияние разницы между этими коэффициентами на напряжения собранных изделий. Определим, как должны соотноситься КТЛР стекла и кремния для получения наименее напряженного соединения.

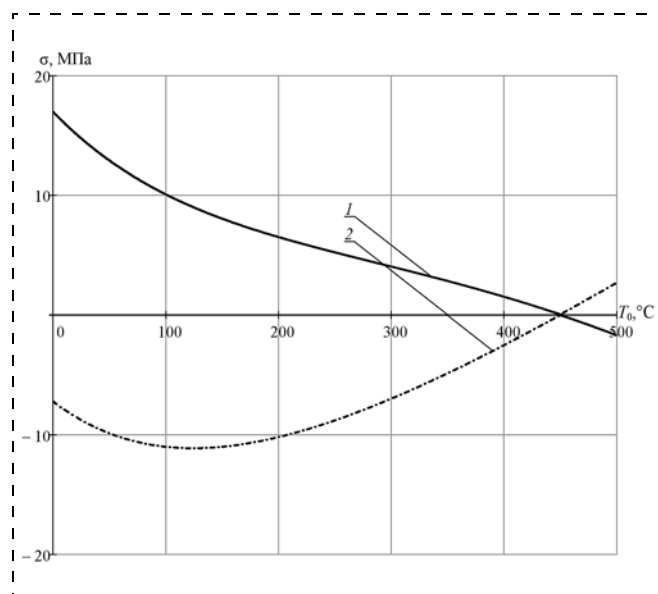


Рис. 2. Графики изменения коэффициентных напряжений в кремнии, соединенном со стеклом ЛК-5 (1) и стеклом Corning 7740 (2) в зависимости от рабочей температуры (при температуре проведения соединения 450 °С)

Первый случай — КТЛР стекла в рассматриваемой области температур всегда больше КТЛР кремния.

В качестве примера возьмем рассмотренные выше графики для стекла ЛК-5 и кремния (см. рис. 1, *a*). В результате постоянно имеющейся разницы между коэффициентами теплового расширения напряжения, вызванные этой разницей, будут постоянно увеличиваться. Увеличение значений напряжений будет тем больше, чем больше разница между КТЛР соединяемых материалов (см. рис. 2). В рассматриваемом случае коэффициентные напряжения будут тем больше, чем больше разница между температурой соединения и рабочей температурой прибора. Процесс электростатического соединения, обеспечивающий минимальные коэффициентные напряжения, следует проводить при наименьшей допустимой температуре (см. рис. 1, *б*).

Следующий рассматриваемый случай — в одном диапазоне температур коэффициент теплового расширения стекла больше коэффициента кремния, а в другом диапазоне — меньше. Таким образом, график зависимости КТЛР стекла от температуры пересекает график зависимости КТЛР кремния. Иллюстрацией данной ситуации послужат графики для стекла Corning 7740 и кремния (см. рис. 1, *a*).

При охлаждении имеющаяся при соединении при повышенной температуре разница между КТЛР материалов будет уменьшаться и впоследствии сменит свой знак. Напряжения, вызванные этой разницей, будут увеличиваться до температуры, при которой коэффициенты соединяемых материалов будут равны. При дальнейшем снижении температуры напряжения будут уменьшаться до точки смены знака напряжений (их направленности). В этой точке коэффициентные напряжения будут равны нулю. Определить температуру проведения процесса электростатического соединения, обеспечивающую отсутствие напряжений при заданной рабочей температуре, можно графически. Области, отсеженные линиями температур и графиков КТЛР стекла и кремния по обе стороны от точки пересечения графиков КТЛР, должны быть равными (см. рис. 1, *a* и 1, *б*, для Corning 7740 и рабочей температуры 20 °С температура соединения, обеспечивающая отсутствие коэффициентных напряжений, составляет 260 °С).

Также возможна ситуация, когда в интервале между рабочей температурой изделия и предполагаемой температурой процесса электростатического соединения графики зависимостей КТЛР соединяемых материалов пересекаются дважды (рис. 3, *a*).

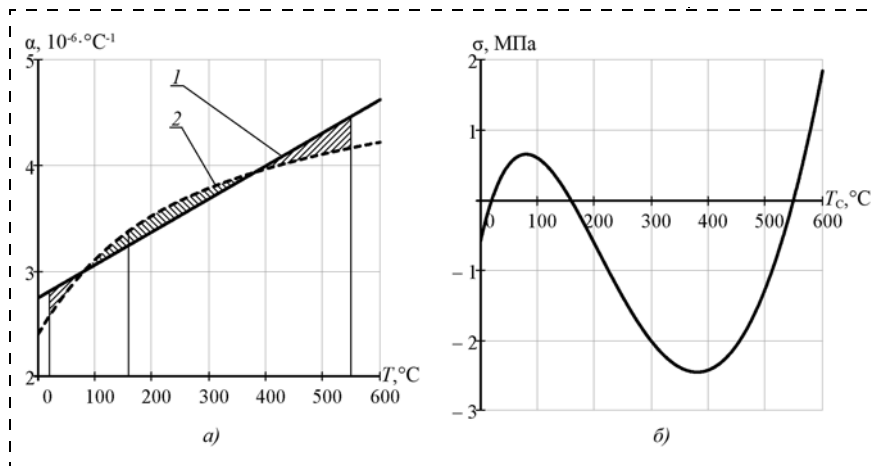


Рис. 3. График изменения КТЛР стекла пересекает график КТЛР кремния дважды:
 а — зависимость КТЛР стекла (1) и кремния (2) от температуры; б — напряжения в кремнии при рабочей температуре 20°C в зависимости от температуры проведения соединения

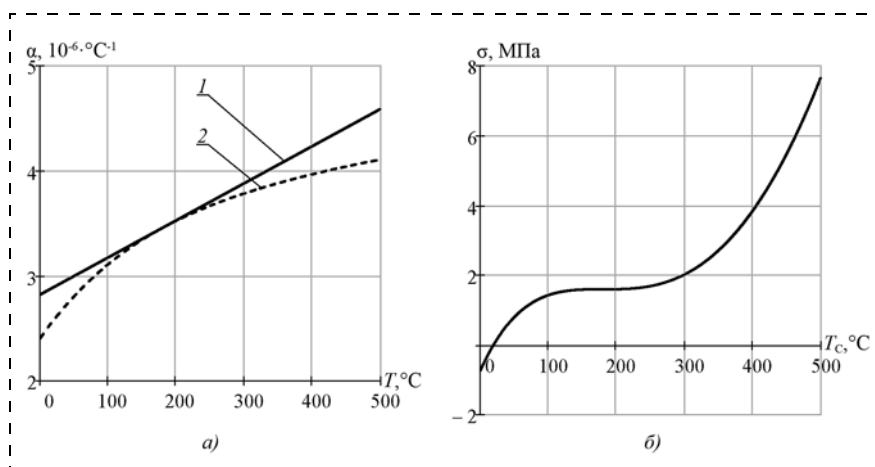


Рис. 4. График изменения КТЛР стекла касается графика КТЛР кремния:
 а — зависимость КТЛР стекла (1) и кремния (2) от температуры; б — напряжения в кремнии при рабочей температуре 20°C в зависимости от температуры проведения соединения

Тенденции, описанные выше, имеют место и в этом случае. Аналогично предыдущему примеру, напряжения имеют экстремумы значений при температурах, соответствующих пересечению графиков коэффициентов тепловых расширений соединяемых материалов (рис. 3, б). Таким же образом проводят графическое определение желательной температуры проведения процесса электростатического соединения. Площади, отсеченные границами температур и графиками КТЛР по одну сторону от какого-либо графика КТЛР, должны быть равны суммарной площади, отсеченной по другую сторону того же графика КТЛР.

В случае, когда графики КТЛР стекла и кремния касаются в одной точке (рис. 4, а), коэффициентные напряжения будут увеличиваться, как и в первом из описанных выше случаев. Однако следует отметить, что вблизи температуры, при кото-

рой коэффициенты теплового линейного расширения материалов будут равны, значения напряжений будут изменяться довольно мало (рис. 4, б).

Таким образом, если диапазон рабочих температур прибора будет находиться вблизи точки равенства КТЛР, коэффициентные напряжения будут слабо зависеть от изменения температуры прибора.

Для получения наименее напряженного соединения кремния со стеклом в общем случае необходимо:

- учитывать зависимость КТЛР стекла и кремния от температуры и обеспечивать минимальную накапливаемую разницу между ними в процессе охлаждения (см. рис. 1, а и рис. 3, а):
 — анодную посадку для стекла 7740 фирмы Corning проводить при температуре $250...300^\circ\text{C}$;
 — анодную посадку для стекла ЛК-5 проводить при минимально допустимой для успешного проведения процесса температуре;
- провести исследования для определения химического состава стекла с КТЛР, максимально приближенным к зависимости КТЛР кремния от температуры.

Список литературы

1. Wallis G., Pomerantz D. I. Field Assisted Glass-Metal Sealing // Journal of Applied Physics. 1969. Vol. 40. N 10. P. 3946—3949.
2. Wei J., Xie H., Nai M. L. et al. Low temperature wafer anodic bonding // Journal of Micromechanics and Microengineering. 2003. N 13. P. 217—222.
3. ОСТ 11 0041—85. Стекло электровакуумное. Термины и определения. Введ. 1986-01-01. 1985. 42 с.
4. Мазурин О. В., Тогеш А. С., Стрельцина М. В., Швайко-Швайковская Т. П. Тепловое расширение стекла. Л.: Наука, Ленингр. отд-ние, 1969. 216 с.
5. Watanabe H., Yamada N., Okaji M. Linear Thermal Expansion Coefficient of Silicon from 293 to 1000 K // International Journal of Thermophysics. 2004. Vol. 25, N 1. P. 221—236.
6. LK5 glass type // Лыткаринский завод оптического стекла. Дата обновления: 07.07.2005. Систем. требования: Acrobat. URL: http://lzos.ru/glass_pdf/LK5.pdf (дата обращения: 09.10.2007).
7. Thermal Properties of Corning Glasses // Corning Life Sciences. Дата обновления: 20.08.2008. Систем. требования: Acrobat. URL: http://catalog.2.corning.com/Lifesciences/media/pdf/Thermal_Properties_of_Corning_Glasses.pdf (дата обращения: 01.10.2009).

А. В. Малышев, канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., ПНИЛ ЭДиП, Институт неразрушающего контроля, Томский политехнический университет, e-mail: malychev@tpu.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕХНОЛОГИИ ПРИГОТОВЛЕНИЯ ЛИТИЙ-ТИТАНОВОЙ ФЕРРИТОВОЙ КЕРАМИКИ НА ЕЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Поступила в редакцию 17.01.2011

Впервые для литий-титановой ферритовой керамики, приготовленной в различных технологических условиях, исследованы закономерности электрофизических, диэлектрических, магнитных и структурных свойств. Определяющим фактором полученных закономерностей является структурное перераспределение ионов железа по подрешеткам, а также процессы их диффузии из межзеренной границы в объем зерна ферритовой керамики.

Ключевые слова: феррит, микроструктура, комплексная диэлектрическая проницаемость, намагниченность насыщения, релаксационная поляризация, сегнетоэлектрический домен, термогравиметрический анализ

Современное развитие и совершенствование электронной техники сопровождается все большим ужесточением требований к свойствам ферритовых материалов. Литиевые ферриты привлекают значительное внимание исследователей за их практические возможности в микроволновой технике, такой как циркуляторы, изоляторы, фазовращатели благодаря высоким значениям удельного сопротивления, низким значениям вихревых токов и достаточно низкой стоимости.

Электрофизические свойства этого класса феррошпинелей изучены на недостаточном уровне. Однако известно, что именно эти свойства определяют распространение электромагнитных волн в материале. Существенный прогресс в создании такого рода высококачественной ферритовой керамики невозможен без глубокого исследования в них электрофизических явлений и понимания их физической сути.

Известно [1], что электрофизические свойства ферритовой керамики чувствительны к ее составу и микроструктуре, которые, в свою очередь, определяются технологическими условиями спекания. Изменение температуры и времени спекания приводит к перераспределению катионов железа по октаэдрическим и тетраэдрическим позициям в шпинельной решетке. Следовательно, актуальным представляется исследование характера взаимо-

связи режимов спекания ферритовой керамики с ее основными электрофизическими характеристиками.

Для такого исследования были использованы образцы с различными режимами спекания: температура спекания $T_{\text{сп}} = 1283 \text{ К}$; 1373 К ; время спекания $t_{\text{сп}} = 2$; 4 ; 7 ч . Технология подготовки образцов была аналогична приведенной в работе [2]. Условия спекания были выбраны близкими к применяемым в настоящее время для производства феррита марки ЗСЧ-18.

Для получения диэлектрических параметров феррита использовалась измерительная установка на основе автоматического измерителя LCR-819 Goodwill, специальной измерительной ячейки и программы *Origin* для обработки экспериментальных результатов [3].

Измерение намагниченности насыщения исследуемого феррита проводили при комнатной температуре в импульсных магнитных полях с максимальной напряженностью 5 кЭ с использованием магнитометра оригинальной конструкции [10].

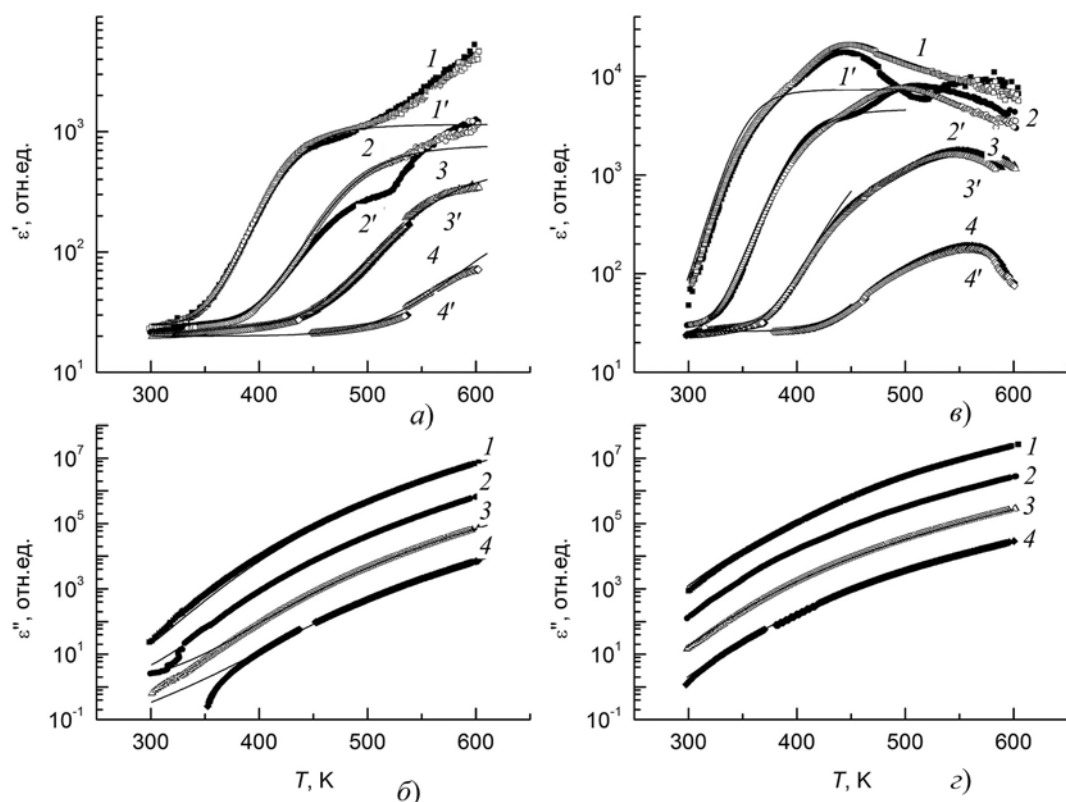
Исследование структурных параметров проводили на порошковых образцах с использованием рентгеновского дифрактометра X'TRA.

В результате были получены экспериментальные температурные зависимости компонент комплексной диэлектрической проницаемости (см. рисунок). Из этого рисунка можно видеть, что температурные зависимости действительной части комплексной диэлектрической проницаемости имеют, по крайней мере, две стадии роста значений. С увеличением температуры происходит увеличение наклона кривой, что означает "подключение" второго типа релаксаторов с более высокой концентрацией.

Для аппроксимации экспериментальных кривых и получения значений диэлектрических параметров были использованы как классические выражения для релаксационной поляризации Дебая, так и выражения для межслоевой поляризации Вагнера—Купса [8]. Именно эти модели наиболее часто применяются для попыток обработки результатов диэлектрических измерений ферритовой керамики [6, 7, 11].

Выражения для компонент комплексной диэлектрической проницаемости ϵ' и ϵ'' по классической модели Дебая для двух типов диполей [7]:

$$\epsilon' = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_2 - \epsilon_{\infty}}{1 + (\omega\tau_1)^2} + \frac{\epsilon_{sf} - \epsilon_2}{1 + (\omega\tau_2)^2}; \quad (1)$$



Температурная зависимость действительной ϵ' и мнимой ϵ'' частей комплексной диэлектрической проницаемости при нагреве (1–4) и охлаждении (1'–4') образца феррита $T_{\text{сн}} = 1283 \text{ К}$, $t_{\text{сн}} = 4 \text{ ч}$ (а, б) и $T_{\text{сн}} = 1373 \text{ К}$, $t_{\text{сн}} = 4 \text{ ч}$ (в, г).

Частота тест-сигнала: 100 Гц (1, 1'), 1 кГц (2, 2'), 10 кГц (3, 3'), 100 кГц (4, 4')

$$\epsilon'' = \frac{(\epsilon_2 - \epsilon_\infty)\omega\tau_1}{1 + (\omega\tau_1)^2} + \frac{(\epsilon_{sf} - \epsilon_2)\omega\tau_2}{1 + (\omega\tau_2)^2} + \frac{\sigma_a}{\epsilon_0\omega}, \quad (2)$$

где ϵ_∞ — диэлектрическая проницаемость, обусловленная безынерционными процессами поляризации; ϵ_{sf} — эффективная статическая диэлектрическая проницаемость; $\tau_1 = \tau_{01}\exp[E_{a1}/(kT)]$ — выражение для характеристического времени релаксационной поляризации для первого типа диполей; E_{a1} , τ_{01} — энергия активации релаксационного процесса для первого типа релаксаторов и предэкспоненциальный множитель; τ_2 — характеристическое время релаксационной поляризации для второго типа диполей; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; $\sigma_a = \sigma_{0a}\exp[-E_{a\sigma}/(kT)]$, $E_{a\sigma}$ — удельная проводимость и энергия активации процесса электропереноса на переменном токе; k — постоянная Больцмана; ϵ_2 — диэлектрическая проницаемость при отсутствии релаксаторов второго типа; ω — круговая частота.

Используя в расчетах классические выражения (1), (2), удовлетворительно аппроксимировать экспериментальные температурные зависимости компонент ϵ' и ϵ'' не удастся. Аналогичными оказались

и результаты расчетов с использованием выражений для поляризации по модели Вагнера—Купса [8, 9].

Лишь при использовании частотно-убывающих выражений для параметров τ_{0f} и ϵ_{sf}

$$\tau_{0f} = A\omega^{-q1}, \quad (3)$$

$$\epsilon_{sf} = B\omega^{-q2}, \quad (4)$$

в выражениях (1), (2) удастся удовлетворительно аппроксимировать температурные зависимости ϵ' и ϵ'' с учетом двух типов релаксаторов (см. рисунок). Символы — экспериментальные данные, линии — расчетные кривые (показаны зависимости двух из шести образцов). Математическая обработка заключалась в автоматической подгонке параметров выражений (1)–(4) для удовлетворительного совпадения расчетных кривых с экспериментальными температурными зависимостями компонент комплексной диэлектрической проницаемости.

Введение частотно-убывающих выражений (3), (4) с физической точки зрения может трактоваться как уменьшение концентрации релаксаторов в виде пар разнозарядных ионов, участвующих в диэлектрической поляризации [4]. Будем рассматривать процесс релаксационной поляризации в виде

Диэлектрические параметры образцов литий-титанового феррита

Параметр	$T_{\text{сп}} = 1283 \text{ К}$			$T_{\text{сп}} = 1373 \text{ К}$		
	$t_{\text{сп}} = 2 \text{ ч}$	$t_{\text{сп}} = 4 \text{ ч}$	$t_{\text{сп}} = 7 \text{ ч}$	$t_{\text{сп}} = 2 \text{ ч}$	$t_{\text{сп}} = 4 \text{ ч}$	$t_{\text{сп}} = 7 \text{ ч}$
q1	-0,45	-0,5	-0,5	-0,4	-0,32	-0,32
q2	-0,15	-0,17	-0,17	-0,3	-0,2	-0,28
$B, \text{с}^{q2}$	3972	3433	3287	44 010	26 702	99 560
$A, \text{с}^{-q1}$	$1,48 \cdot 10^{-6}$	$2,04 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$2,36 \cdot 10^{-7}$	$6,4 \cdot 10^{-8}$	$3,8 \cdot 10^{-8}$
$E_{a2}, \text{эВ}$	0,375	0,375	0,375	0,375	0,375	0,375
ε_{∞}	20	20	20	26	26	26
ε_2	25	25	25	23,8	23,8	23,8
$\tau_{01}, \text{с}$	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-7}$
$E_{a1}, \text{эВ}$	0,15	0,15	0,15	0,15	0,15	0,15
$\sigma_{0a}, (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$	$3,18 \cdot 10^4$	$4,34 \cdot 10^4$	$3,66 \cdot 10^4$	$6,66 \cdot 10^3$	$7,10 \cdot 10^3$	$5,04 \cdot 10^3$
$E_{a\sigma}, \text{эВ}$	0,714	0,720	0,715	0,574	0,557	0,520

электронных перескоков между разнозарядными ионами железа, находящимися на различном удалении друг от друга. Тогда значения диэлектрической проницаемости ε' феррита будут определяться в основном концентрацией таких разнозарядных ионов, участвующих в поляризации. В этом случае диэлектрическая поляризация будет зависеть от частоты электрического поля и температуры материала.

Из анализа значений диэлектрических параметров (табл. 1) следует, что значения энергии активации для каждого типа релаксаторов практически одинаковы для всех типов образцов, что может указывать на схожую физическую природу каждого типа релаксаторов.

В табл. 1 E_{a2} — энергия активации релаксационного процесса для доминирующего по концентрации второго типа релаксаторов; A и B — частотно-независимые параметры, входящие в выражения (1) и (2).

Однако значения $E_{a\sigma}$ и σ_{0a} у образцов феррита, спеченных при $T_{\text{сп}} = 1373 \text{ К}$, значительно выше, чем у образцов, спеченных при $T_{\text{сп}} = 1283 \text{ К}$. В керамических материалах электропроводность в области радиочастот обуславливается высотой межзеренного потенциального барьера, которая определяется разницей концентраций ионов железа в объеме зерна и в межзеренной прослойке. Перераспределение концентрации ионов Fe^{2+} и Fe^{3+} в этих областях связано с процессом диффузии ионов кислорода из межзеренной прослойки в объем зерна и окислением ионов Fe^{3+} до Fe^{2+} [2].

Для однозначного определения механизма электропереноса в объеме зерна требуются измерения проводимости в более высоком диапазоне частот электрического поля. В этом случае в результате шунтирования емкостного сопротивления межзеренных прослоек будет наблюдаться падение

значений проводимости с ростом частоты. Механизм электропереноса при перескоках электронов по локализованным состояниям у ионов кристаллической решетки феррита рассматривается в большинстве исследовательских работ [11]. В этом случае говорят о равнозначности механизмов электропереноса и релаксационной поляризации, следовательно, значения энергии активации процессов электропереноса на высокой частоте электрического поля и энергии релаксационной поляризации должны быть схожими.

В нашем исследовании значения E_a и $E_{a\sigma}$ не тождественны вследствие гетерогенной структуры ферритовой керамики и сравнительно узкого диапазона измерительных частот электрического поля.

Из сравнения абсолютных значений диэлектрической проницаемости установлено, что значения действительной части комплексной диэлектрической проницаемости ε' незначительно падают с увеличением $t_{\text{сп}}$ для образцов с $T_{\text{сп}} = 1283 \text{ К}$, когда как для образцов с $T_{\text{сп}} = 1373 \text{ К}$ такие значения растут по параболическому закону: $\varepsilon' = 19\,377 - 9121t_{\text{сп}} + 1798t_{\text{сп}}^2$ (табл. 2). Вероятно, такая особенность связана с увеличением роста концентрации релаксаторов в виде пар раз-

Таблица 2
Значения компонент ε' , ε'' для ферритовых образцов при $T = 500 \text{ К}$, $f = 0,1 \text{ КГц}$

$t_{\text{сп}}, \text{ч}$	$T_{\text{сп}} = 1283 \text{ К}$			$T_{\text{сп}} = 1373 \text{ К}$		
	$\varepsilon', \cdot 10^3$ отн. ед.	$\varepsilon'', \cdot 10^3$ отн. ед.	σ ($\text{Ом} \cdot \text{см}$) ⁻¹	$\varepsilon', \cdot 10^3$ отн. ед.	$\varepsilon'', \cdot 10^6$ отн. ед.	σ ($\text{Ом} \cdot \text{см}$) ⁻¹
2	1,56	0,37	0,203	4,07	1,94	1,1
4	1,15	0,46	0,241	6,75	2,85	1,7
7	0,60	0,41	0,228	25,6	5,30	2,9

Таблица 3

Значения M_s , Гс

$t_{\text{сп}}, \text{ч}$	$T_{\text{сп}} = 1283 \text{ К}$	$T_{\text{сп}} = 1373 \text{ К}$
2	143	172
4	156	158
7	149	165

нозарядных ионов с относительно малым расстоянием между центрами локализации электронов. Также высокие значения ϵ' и их температурный гистерезис могут обуславливаться формированием сегнетоэлектрических доменов, образующихся в результате коллективного взаимодействия релаксаторов с параллельно-направленными электрическими моментами [2].

При комнатной температуре ($T = 300 \text{ К}$) значения $\sigma = (3,2...3,6) \cdot 10^{-6} (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$ для образцов, спеченных при $T_{\text{сп}} = 1283 \text{ К}$, и $\sigma = (1,5...9,3) \cdot 10^{-4} (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$ для образцов, спеченных при $T_{\text{сп}} = 1373 \text{ К}$.

При исследовании частотных зависимостей компонент комплексной диэлектрической проницаемости наблюдалось нормальное поведение в виде падения значений ϵ' с ростом частоты электрического поля. Такое поведение можно объяснить тем, что выше определенной частоты измерительного поля электронный обмен между катионами $\text{Fe}^{3+} + e \leftrightarrow \text{Fe}^{2+}$ не успевает следовать за частотой переменного поля и с ростом частоты измерительного поля уменьшается концентрация релаксаторов, принимающих участие в поляризации.

По данным термогравиметрического анализа порошка феррита при спекании получено, что при изотермической выдержке во время спекания происходит потеря массы навесок, вызванная восстановлением феррита, т. е. диффузией ионов кислорода из материала в воздушную атмосферу. При охлаждении в диапазоне $T = 1273...1073 \text{ К}$ восстановительная атмосфера сменяется окислительной, происходит набор массы вследствие прямой диффузии кислорода в объем материала, прежде всего в межзеренные границы на поверхности частиц порошка. В этом случае не следует ожидать значительного влияния времени спекания на концентрацию ионов Fe^{2+} , находящихся в большинстве своем в объеме зерен феррита, так как значения коэффициента объемной диффузии ионов кислорода в зерне значительно ниже по сравнению с межзеренной прослойкой. Также ограничена и длительность стадии охлаждения образцов.

Исследование магнитных характеристик образцов при комнатной температуре показало (табл. 3), что намагниченность насыщения M_s имеет наибольшее значение для образцов, спеченных при $t_{\text{сп}} = 2 \text{ ч}$ и $T_{\text{сп}} = 1373 \text{ К}$. Сами значения соответствуют номинальным значениям M_s для феррита марки 3СЧ-18 [5]. С увеличением $T_{\text{сп}}$ значение M_s возрастает, а от времени спекания M_s зависит незначительно.

Известно [1, 7], что значения M_s в феррит-шпинели определяются распределением катионов железа по подрешеткам. Значение M_s тем выше, чем больше катионов железа Fe^{3+} в октаэдрической B -подрешетке и чем меньше их в тетраэдрической A -подрешетке.

Следовательно, в нашем случае можно ожидать, что максимальная концентрация ионов Fe^{3+} в B -подрешетке достигается при времени спекания $t_{\text{сп}} = 2 \text{ ч}$ и температуре $T_{\text{сп}} = 1373 \text{ К}$.

Дифрактометрический анализ ферритовой керамики был проведен для получения значений основных структурных параметров ферритовых образцов различного типа. С использованием дифрактометра для каждого из образцов (в виде порошка) были получены рентгенограммы, обработка которых в программе Powder Cell позволила рассчитать основные структурные параметры феррита (табл. 4).

В табл. 4 a — постоянная кристаллической решетки.

При этом химическая формула стехиометрического состава феррита марки 3СЧ-18 следующая: $\text{Fe}_{0,62}\text{Zn}_{0,2}\text{Li}_{0,18}[\text{Fe}_{0,489}\text{Li}_{0,234}\text{Ti}_{0,25}\text{Mn}_{0,025}]\text{O}_4$.

Таблица 4

Структурные параметры образцов ферритовой керамики

$t_{\text{сп}}, \text{ч}$	$T_{\text{сп}} = 1283 \text{ К}$			$T_{\text{сп}} = 1373 \text{ К}$		
	Содержание основной фазы, %	Химическая формула	$a, \text{\AA}$	Содержание основной фазы, %	Химическая формула	$a, \text{\AA}$
2	92,8	$\text{Fe}_{0,61}\text{Zn}_{0,2}\text{Li}_{0,19}[\text{Fe}_{0,494}\text{Li}_{0,229}\text{Ti}_{0,25}\text{Mn}_{0,025}]\text{O}_4$	8,365	98,9	$\text{Fe}_{0,58}\text{Zn}_{0,2}\text{Li}_{0,22}[\text{Fe}_{0,509}\text{Li}_{0,214}\text{Ti}_{0,25}\text{Mn}_{0,025}]\text{O}_4$	8,366
4	95,8	$\text{Fe}_{0,57}\text{Zn}_{0,2}\text{Li}_{0,23}[\text{Fe}_{0,514}\text{Li}_{0,209}\text{Ti}_{0,25}\text{Mn}_{0,025}]\text{O}_4$	8,364	89,1	$\text{Fe}_{0,63}\text{Zn}_{0,2}\text{Li}_{0,17}[\text{Fe}_{0,484}\text{Li}_{0,239}\text{Ti}_{0,25}\text{Mn}_{0,025}]\text{O}_4$	8,367
7	90,9	$\text{Fe}_{0,59}\text{Zn}_{0,2}\text{Li}_{0,21}[\text{Fe}_{0,504}\text{Li}_{0,219}\text{Ti}_{0,25}\text{Mn}_{0,025}]\text{O}_4$	8,366	92,3	$\text{Fe}_{0,63}\text{Zn}_{0,2}\text{Li}_{0,17}[\text{Fe}_{0,484}\text{Li}_{0,239}\text{Ti}_{0,25}\text{Mn}_{0,025}]\text{O}_4$	8,366

Содержание основной фазы ЗСЧ-18 колеблется от 89 до 98 мас. %. Помимо этой основной фазы была обнаружена дополнительная немагнитная фаза ортоферрита лития LiFeO_2 , которая "разбавляет" основную фазу и тем самым влияет на значение намагниченности, а именно уменьшает его.

Значения постоянной решетки (a) оказались близкими для всех исследованных образцов феррита, несмотря на то, что при перераспределении катионов железа по подрешеткам следовало ожидать каких-либо изменений, так как ионы Fe^{2+} имеют больший радиус по сравнению с ионами Fe^{3+} .

Из табл. 4 видно, что для образцов с различными параметрами спекания наблюдается перераспределение ионов железа по подрешеткам так, что для каждого значения $T_{\text{сп}}$ наибольшей концентрации ионов железа Fe^{3+} в B -подрешетке соответствует то время спекания, при котором M_s имеет наибольшие значения.

Если рассматривать механизм электропроводности и релаксационной поляризации феррита на основе прыжковой модели по локализованным состояниям между ионами Fe^{2+} и Fe^{3+} , находящимися в октаэдрической B -подрешетке [8, 9, 11], то концентрация релаксаторов, а значит и значения ϵ' , будут определяться катионным распределением ионов железа. Тогда можно ожидать, что при переходе ионов железа в октаэдрические позиции при изменении режимов спекания ферритовой керамики будут увеличиваться значения ϵ' . Тенденцию к такой зависимости можно увидеть из сравнения экспериментальных данных (см. табл. 2 и табл. 4).

Итак, из сравнительного анализа данных рентгеноструктурного анализа порошковых образцов (см. табл. 4) и других экспериментальных данных (см. табл. 1 и 3) установлено, что значения M_s коррелируют со значениями концентрации ионов

Fe^{3+} в октаэдрической B -подрешетке феррита-шпинели и концентрацией основной фазы ЗСЧ-18 для образцов, спеченных как при $T_{\text{сп}} = 1283$ К, так и при $T_{\text{сп}} = 1373$ К.

Полученные в работе результаты могут быть использованы при подборе технологических режимов спекания литий-титановой ферритовой керамики в целях получения оптимального набора значений рабочих параметров ферритовых изделий.

Список литературы

1. Гортер Е. В. Намагниченность насыщения и кристаллохимия ферромагнитных окислов. // Успехи физических наук. 1955. Т. 57. Вып. 10. С. 279—346.
2. Малышев А. В., Пешев В. В., Притулов А. М. Температурные зависимости диэлектрических свойств литий-титановой ферритовой керамики. // ФТТ. 2004. № 1. С. 185—189.
3. Malyshev A. V., Peshev V. V., Surzhikov A. P. Abnormal dielectric behaviour of polycrystalline Li-Ti ferrite ceramics. // Труды XV Междунар. совещания "Радиационная физика твердого тела". Севастополь, 2005. С. 357—363.
4. Малышев А. В., Пешев В. В., Притулов А. М. Диэлектрические свойства литий-титановой ферритовой керамики. // Известия вузов. Физика. 2003. № 7. С. 48—53.
5. Сафантиевский А. П. Поликристаллические феррошпинели СВЧ. Современное состояние и перспективы развития // Обзоры по электронной технике. Серия Материалы. Вып. 9. М.: ЦНИИ "Электроника", 1972. 56 с.
6. Смит Я., Вейн Х. Ферриты. М.: ИЛ, 1962. 504 с.
7. Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. М.: Мир, 1976. 683 с.
8. Koops C. G. On the dispersion of resistivity and dielectric constant of some semiconductors at audiofrequencies. // Phys. Rev. 1951. V. 33. № 1. P. 121—124.
9. Watawe S. C. et al. Microstructure, frequency and temperature-dependent dielectric properties of cobalt-substituted lithium ferrites // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2000. V. 214. P. 55—60.
10. Креслин В. Ю., Найденов Е. П. Автоматизированный комплекс для исследования характеристик магнитомягких материалов // Приборы и техника эксперимента. 2002. № 1. С. 63—66.
11. Lipare A. Y. et al. Dielectric behavior and a.c. resistivity study of humidity sensing ferrites // Materials Chemistry and Physics. 2003. V. 81. P. 108—115.

Л. П. Хромова, канд. техн. наук, президент НПЦ "ИНОР", г. Королев МО,
В. Ф. Коростелев, д-р техн. наук, проф., зав. каф.,
 Владимирский государственный университет,
 e-mail: giess300@mail.ru

ФОРМИРОВАНИЕ КВАЗИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР В СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ АЛЮМИНИЯ

Поступила в редакцию 03.02.11

На основе анализа термодинамических функций и экспериментальных данных рассмотрены возможности изменения кристаллической структуры и межатомных взаимодействий в сплавах на основе алюминия. Результаты исследований могут быть использованы разработчиками материалов с требуемым сочетанием свойств.

Ключевые слова: процессы ассоциации взаимодействий атомных группировок, ковалентное взаимодействие компонентов, термодинамика и кинетика аморфизации, квазикристаллы, рентгенофазный анализ, энтропийная природа стабилизации квазикристаллов

Одним из наиболее перспективных способов получения современных высокопрочных сплавов является синтез при высоких температурах из жидкого состояния. Естественно, что уровень свойств таких материалов напрямую зависит как от старения, термодинамических и других физико-химических параметров расплава, так и от процессов, протекающих при изменении состава, давления и температуры.

Исследования последних лет однозначно свидетельствуют, что возможность и условия получения сплавов с аморфной, квазикристаллической и нанокристаллической структурами (обладающих комплексом уникальных свойств) еще в большей степени связаны с особенностями структурного состояния и физико-химического поведения жидкой фазы. Сплавы, обладающие такой структурой, были получены в системах с интенсивным *межчастичным взаимодействием*, которое к настоящему времени наименее изучено, *особенно в жидком состоянии*. Это обусловлено естественными экспериментальными трудностями получения сведений о структуре расплава прямыми физическими методами. Достаточно отметить, что наблюдаемые дифракционные картины *не поддаются однозначной трактовке* даже для простых двойных жидких металлических сплавов. Вместе с тем, результаты исследований широкого круга неорганических объектов свидетельствуют, что многие макроскопические физико-химические, в том числе термодинамиче-

ские, свойства жидких растворов оказываются в достаточной мере *чувствительными к структурным преобразованиям в жидкой фазе*. Следовательно, путь исследования высокотемпературных расплавов от *термодинамических функций к характеристикам химического взаимодействия компонентов*, к структуре, физико-химическим свойствам жидкого состояния, а затем к разработке технологии получения указанных принципиально новых материалов представляется актуальным и наиболее перспективным.

Обширные теоретические и экспериментальные исследования строения, термодинамических и структурно-чувствительных физико-химических свойств сплавов в жидком состоянии показывают, что интенсивное взаимодействие компонентов расплава проявляется в образовании *молекулоподобных ассоциативных группировок*, комплексов или кластеров, *находящихся в динамическом равновесии* с исходными структурными единицами расплава. Поэтому представляется обоснованным предложение, что именно *процессы ассоциации* и определяют возможность и условия их перехода в аморфное и квазикристаллическое состояния.

Проверка гипотезы и установления ключевых характеристик, контролирующих аморфизацию и получение квазикристаллов в работах [1, 2], проводилось на сплавах системы алюминий—марганец (Al—Mn), представляющей характерную систему с интенсивным межчастичным взаимодействием. Это подтверждается тем фактом, что в системе Al—Mn в широких концентрационных интервалах обнаружено выделение икосаэдрических и декагональных квазикристаллов [1, 2].

Особенности термодинамических свойств расплавов систем с интенсивным межчастичным взаимодействием

Как известно, температурно-концентрационные зависимости термодинамических свойств расплавов с интенсивным межчастичным взаимодействием имеют ряд особенностей:

- сильно асимметричный, практически треугольный, вид концентрационных зависимостей энтальпии и энергии Гиббса смешения;
- отрицательные, часто большие по абсолютной величине, значения энтропии смешения;
- сильная температурная зависимость энтальпии и энтропии смешения;
- перегибы на концентрационных зависимостях парциальных свойств компонентов при составах максимального химического ближнего порядка;
- большая положительная избыточная теплоемкость.

Анализ этих характеристик с привлечением сведений о структурно-чувствительных и физико-химических свойствах, известных закономерностях для кристаллического и газообразного состояний позволяет сделать заключение, что при составах, соответствующих особым точкам концентрационных функций, должны присутствовать такие соединения.

Поэтому первым этапом работы было определение композиции алюминиевого сплава, который может быть упрочнен за счет выделения квазикристаллов. В этих целях был проведен сравнительный анализ существующих методов представления экспериментально наблюдаемых термодинамических свойств жидкого расплава как функций состава и температуры. Установлено, что отмеченные особенности поведения термодинамических характеристик расплавов с интенсивным межчастичным взаимодействием могут быть адекватно воспроизведены только в рамках подходов, базирующихся на представлениях об ассоциации. Они основаны на предположении, что в результате реакций между компонентами раствора $A-B$



происходит образование молекулоподобных комплексов, ассоциатов или кластеров A_iB_j , которые находятся в динамическом равновесии с мономерными частицами A_1 , B_1 . К формированию комплексов приводит короткодействующее направленное, в частности, ковалентное взаимодействие компонентов, существенно изменяющее спектр колебательных и вращательных частот структурных единиц расплава. В общем случае при отсутствии самоассоциации частиц компонентов энергия Гиббса образования раствора может быть представлена в виде

$$\Delta_f G = \sum n(A_iB_j) \Delta_f G(A_iB_j) + RT\{n(A_1) \ln x(A_1) + n(B_1) \ln x(B_1) + \sum n(A_iB_j) \ln x(A_iB_j)\} + \Delta_f G^E, \quad (2)$$

где $\Delta_f G(A_iB_j) = -RT \ln K(A_iB_j) = -\Delta_f H(A_iB_j) - T - \Delta_f S(A_iB_j)$ — энергия Гиббса образования одного моля ассоциативного комплекса вида A_iB_j ; T — абсолютная температура; R — универсальная газовая постоянная; $K(A_iB_j)$ — константа равновесия соответствующей реакции ассоциации (1); $n(A_iB_j)$, $x(A_iB_j)$, $n(A_1)$, $n(B_1)$, $x(A_1)$, $x(B_1)$ — числа молей и мольные доли компонентов ассоциированного раствора; $\Delta_f H$ — изменение энтальпии; $\Delta_f S$ — изменение энтропии расплава.

Суммирование в уравнении (2) ведется по всем видам ассоциативных комплексов. Первые два слагаемых отражают терм, связанный с направлен-

ными, в частности, ковалентными составляющими химической связи. Избыточная энергия Гиббса образования ассоциированного раствора ($\Delta_f G^E$) обусловлена, в основном, присутствием отличного от ковалентного типа химического взаимодействия между компонентами. Так как одна и та же частица расплава может быть подвергнута одновременно сразу нескольким типам химического взаимодействия, для $\Delta_f G^E$ справедливо выражение, записанное через числа молей исходных компонентов раствора n_A , n_B :

$$\Delta_f G^E = \sum_{i,j=1}^{i,j=r,z} \frac{L_{ij} n_A^i n_B^j}{(n_A + n_B)^{(i+j-1)}}, \quad (3)$$

где n_A и n_B — число молекул компонентов A и B соответственно.

Зависимость параметров L_{ij} от температуры позволяет учитывать отличие конфигурационной энтропии от идеальной, вызванное как различием объемов мономерных частиц и ассоциатов, так и присутствием отличных от ковалентного типа химического взаимодействия компонентов.

Влияние процессов ассоциации на термодинамику и кинетику аморфизации

На основе уравнений для энергии Гиббса плавления как функции температуры выполнен анализ относительной стабильности жидкого, аморфного и кристаллического состояний. При этом рассмотрена связь термодинамических и кинетических стимулов аморфизации с термодинамическими свойствами расплава и процессами ассоциации. Было выявлено, что разность между энергиями Гиббса жидкости и кристалла при переохлаждении уменьшается при уменьшении энтропии плавления $\Delta_m S$ и увеличении разности между теплоемкостями жидкости и кристалла ΔC_p . Такие же условия приводят к приближению точки аморфизации к температуре плавления. Ключевым свойством, контролирующим кинетику превращения жидкости в аморфное состояние, является *вязкость*. Быстрый рост вязкости расплава при переохлаждении или при наложении давления имеет место при больших величинах ΔC_p и малых $\Delta_m S$. Термодинамические и кинетические стимулы аморфизации возрастают при понижении $\Delta_m S$ и увеличении ΔC_p . Протекание процессов ассоциации приводит к возникновению химического ближнего порядка, уменьшению энтропии расплава и ΔC_p , а также к положительным величинам избыточной теплоемкости C_p^E , увеличивая теплоемкость жидкости,

а соответственно и ΔC_p . Таким образом, ассоциация в жидкости создает благоприятные условия для ее превращения в аморфное состояние.

Для количественного анализа условий аморфизации необходимы сведения о теплоемкости и других термодинамических функциях при температурах значительно ниже температуры плавления. Анализ существующих способов оценки и экстраполяции термодинамических свойств расплава в области переохлаждения показал, что только подход, основанный на представлениях об ассоциации с использованием сведений о термодинамических функциях переохлажденных жидких компонентов, найденных путем решения обратной задачи химической термодинамики, дает адекватные результаты вплоть до температуры аморфизации.

Условия образования и стабильности квазикристаллических фаз

Для выяснения условий образования и стабильности квазикристаллических фаз выполнен анализ имеющихся представлений о причинах формирования квазикристаллических фаз в сплавах. По результатам анализа было сделано заключение, что причины и условия формирования квазикристаллических фаз напрямую связаны с присутствием направленного ковалентного взаимодействия между компонентами сплава. Основные особенности такого взаимодействия формируются уже в расплаве, в том числе в переохлажденном или опрессованном состоянии, а затем наследуются образующимся квазикристаллом. Это значит, что при определенных условиях состав, температура, давление, металлические расплавы могут содержать набор структурных единиц (ассоциатов), которые без какой-либо или при минимальной перестройке входят в состав формирующегося квазикристалла. Следовательно, процессы ассоциации, приводящие к возникновению в расплаве химического ближнего порядка определенного типа, контролируют возможность выделения квазикристаллов.

Методика исследования

В данной работе для исследования сплавов системы алюминий—марганец (табл. 1) получали сплавлением компонентов в электродуговой печи, оснащенной водоохлаждаемым медным поддоном и нерасходуемым вольфрамовым электродом в атмосфере очищенного аргона. Для повышения однородности слитков их подвергали пятикратному переплаву. Для получения композиций Al—Mn требуемого состава предварительно был подобран режим сплавления, позволивший избежать неконтролируемые потери марганца и растрескивание образцов. Часть образцов синтезировали путем

Таблица 1
Концентрационные и температурные интервалы исследования сплавов системы Al—Mn и исходные вещества для их получения

Сплав	Исходные вещества (чистота, %)	Температурный интервал, К	Составы
Al—Mn	Алюминий (99,99) Марганец (99,99)	628—1193 1043—1670	0...26 ат. % Mn 0...50,1 ат. % Mn

сплавления компонентов непосредственно в эффузионной ячейке, помещенной в высоковакуумную камеру масс-спектрального прибора. Для синтеза равновесных кристаллических композиций образцы в виде исходных слитков или ленты подвергали длительному гомогенизирующему отжигу в вакууме в кварцевых ампулах. Фазовый состав контролировали с помощью рентгенофазного анализа.

Квазикристаллы синтезировали методом спинингования на медный водоохлаждаемый барабан, вращающийся со скоростью 15—32 м/с, путем заковки из расплава от температур 1153—1323 К (на ~50 К выше ликвидуса). Полученные образцы представляли собой ленту толщиной ~30...50 мкм и шириной 10 мм.

Предварительно выполненные эксперименты по спинингованию жидких сплавов Al—Mn с содержанием марганца 6,5; 8,0; 10,2; 12,0; 14,3; 16,0; 18,1; 20,4 и 22,0 ат. % и скорости вращения барабана ~ 20 м/с показали, что только сплав с 22 ат. % Mn является однофазным и состоит исключительно из декагональной фазы. Образец с 20,4 ат. % Mn состоял, в основном, из дека- и исо-фаз с небольшими (в виде следов) выделениями алюминия. Существенное количество декагональной фазы зафиксировано также в закаленном сплаве, содержащем 18,1 ат. % Mn. Сплавы с более низкой концентрацией Mn содержали главным образом три фазы: икосаэдрическую, Al_6Mn и твердый раствор на основе алюминия. Для получения однородных образцов исо-фазы потребовалось увеличение скорости вращения барабана до 28...32 м/с. В результате были получены полностью гомогенные образцы исо- и дека-квазикристаллических фаз, содержащие 20 и 22 ат. % Mn соответственно.

Термодинамические свойства, фазовые равновесия, условия стабильности и образования квазикристаллического состояния сплавов Al—Mn

Термодинамические свойства равновесных кристаллических композиций Al—Mn определяли методом кнудсеновской масс-спектрометрии в интервале составов 0—26 ат. % Mn и температур 628...1193 К. Результаты определения приведены в табл. 2.

Таблица 2

Термодинамические функции образования квази- и кристаллических фаз систем Al—Mn из ГЦК-Al и α -Mn

Фаза	x (Mn)	Температурный интервал, К	$-\Delta_f H$, Дж/моль	$-\Delta_f S$, Дж/моль
1/15 Al ₁₁ Mn ₄	0,267	658...1193	23810 ± 163	4,62 ± 0,1
μ	0,200	658...1193	22138 ± 135	5,74 ± 0,1
λ	0,180	628...958	20145 ± 123	5,32 ± 0,1
1/7 Al ₆ Mn	0,143	623...964	15837 ± 111	3,90 ± 0,1
ico	0,200	628...789	20046 ± 158	4,36 ± 0,1
deca	0,220	628...886	21914 ± 138	4,28 ± 0,1

Таблица 3

Параметры модельного представления термодинамических свойств

Ассоциативная группировка	$-\Delta_f H$, Дж/моль	$-\Delta_f S$, Дж/моль	$-L_{11}$, Дж/моль	$-L_{12}$, Дж/моль
AlMn	58 750	26,4		
Al ₂ Mn	67 200	28,9	3200	3050
Al ₅ Mn	70 090	19,2		

Исследование расплава Al—Mn в диапазонах составов 0...50,1 ат. % Mn и температур 1043...1670 К с помощью интегрального варианта эффузионного метода и кнудсеновской масс-спектрометрии, позволило сделать вывод, что адекватное описание термодинамических свойств жидких сплавов Al—Mn возможно только при учете присутствия в

расплаве трех видов комплексов: AlMn, Al₂Mn, Al₅Mn и наличия двух параметров для $\Delta_f G^E$ (табл. 3).

Концентрационные функции интегральных термодинамических характеристик образования расплава Al—Mn, представленные на рис. 1, несколько асимметричны, экстремумы смещены в сторону алюминия.

На рис. 1 также представлены изменения интегральных термодинамических функций, обусловленные различными вкладами в химическую связь между компонентами. Видно, что экстремумы ковалентных термов смещены в сторону алюминия, а металлических — в сторону марганца. Ковалентные вклады в энергию Гиббса и энтальпию проявляются во всем концентрационном интервале. Важная особенность поведения энтальпии образования расплава состоит в том, что ковалентный вклад в нее быстро возрастает по абсолютной величине при понижении температуры.

На основании полученных и найденных в литературе термодинамических данных установленного модельного описания расплава проведен расчет фазовых равновесий и построена диаграмма состояния Al—Mn в диапазоне составов 0...26 ат. % Mn. Сопоставление результатов расчета с независимыми экспериментальными данными (рис. 2) свидетельствует о должном соответствии. Это подтверждает адекватность модельного описания.

Состав исследованных икосаэдрических квазикристаллов совпадает с составом μ -фазы, в то

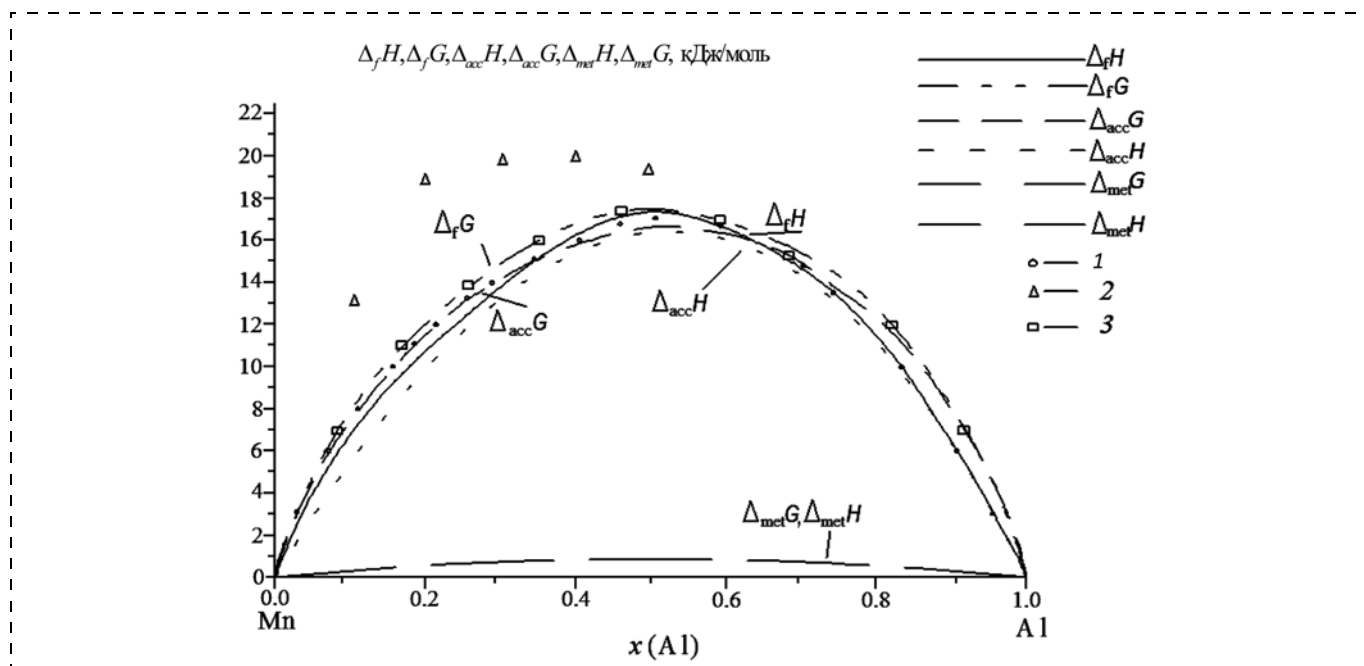


Рис. 1. Установленные концентрационные зависимости энергии Гиббса — $\Delta_f G$ и энтальпии — $\Delta_f H$ смешения жидких сплавов Al—Mn, а также вкладов, связанных с ковалентным ($\Delta_{acc} G$, $\Delta_{acc} H$) и другими типами ($\Delta_{met} G$, $\Delta_{met} H$) взаимодействия между компонентами при $T = 1600$ К:

1 — данные калориметрического определения $\Delta_f H$ при 1626 К, 2, 3 — результаты измерений $\Delta_f G$ при 1570 К

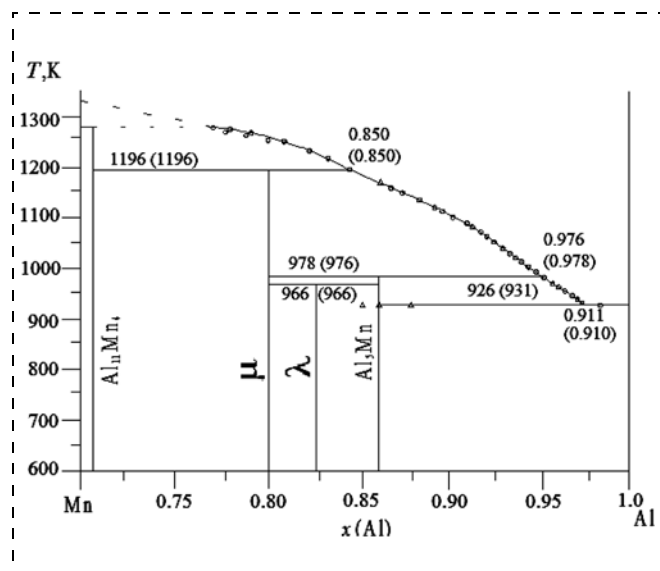


Рис. 2. Диаграмма состояния системы Al—Mn

Линии и координаты особых точек без скобок — результат расчета, точки — независимые экспериментальные данные. В скобках даны рекомендации справочных изданий

время как для декагональных он соответствует двухфазной смеси $\mu + \text{Al}_{11}\text{Mn}_4$ (рис. 2). Рассчитанная на основании сведений для μ и $\text{Al}_{11}\text{Mn}_4$ фаз энергия Гиббса $\Delta_f H$ (табл. 3) их образования для $x(\text{Mn}) = 0,22$ ат. % может быть представлена уравнением

$$\begin{aligned} \Delta_f G(\text{крист.}, (x(\text{Mn}) = 0,22)) = \\ = -(22\,637 \pm 107) + (5,41 \pm 0,11)T. \end{aligned} \quad (4)$$

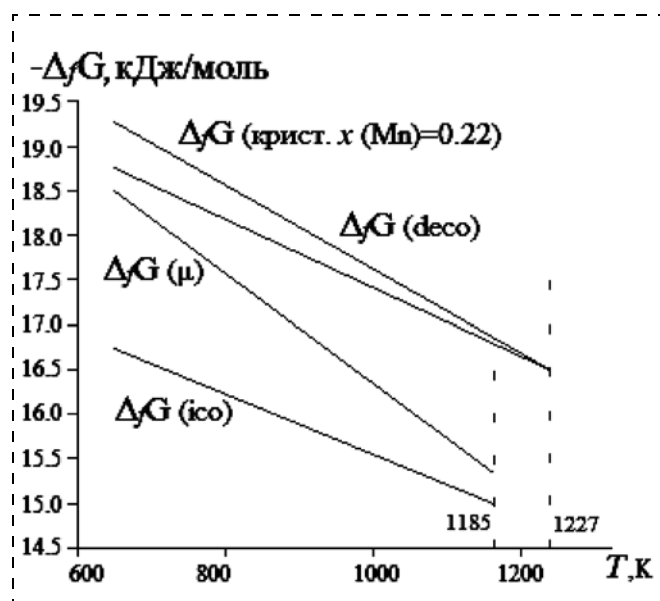


Рис. 3. Энергия Гиббса сплавов Al—Mn одного и того же химического состава в квази- и кристаллическом состояниях

Вычисленные на основании формулы (4) и сведений табл. 3 значения энтальпии превращений iso- и дека-фаз в равновесные кристаллы 2092 ± 208 и 723 ± 175 Дж/моль соответственно хорошо согласуются с величинами ~ 2000 и 600 Дж/моль, найденными независимо методом дифференциального сканирующего калориметра. Подтверждением достоверности полученных результатов является и практически полное совпадение рассчитанных на основании данных табл. 3 температур метастабильного конгруэнтного плавления iso- и дека-квазикристаллов 1185 и 1227 К с независимыми данными [3, 4].

Сопоставление термодинамических функций, установленных для сплавов Al—Mn в квази- и равновесном кристаллическом состояниях (табл. 3, рис. 3), показывает, что дека-фаза является более устойчивой по сравнению с икосаэдрическими квазикристаллами. Это находится в согласии с имеющимися экспериментальными данными. Разность между энергиями Гиббса квазикристаллов обоих типов и равновесных кристаллических композиций возрастает при понижении температуры (рис. 3). Это свидетельствует в пользу заключения об энтропийной природе стабилизации квазикристаллов, того, что они являются лишь промежуточным состоянием между жидкостью и кристаллом и не могут представлять собой основное стабильное состояние сплава.

Рассчитанные в соответствии с табл. 3 для температуры метастабильного плавления икосаэдрических квазикристаллов 1183 К содержания структурных единиц расплава Al—Mn представлены на рис. 4. Видно, что концентрационный интервал

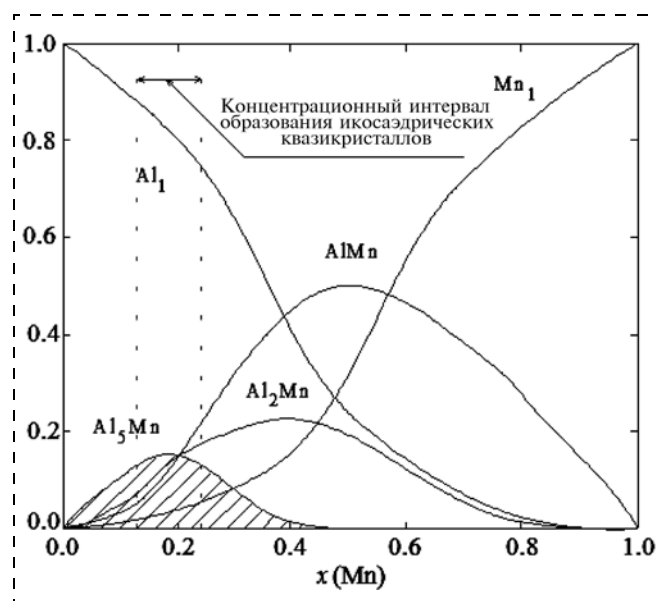


Рис. 4. Концентрации структурных единиц расплава Al—Mn для температуры 1183 К

Отрезками показан концентрационный интервал образования икосаэдрических квазикристаллов

выделения икосаэдрических квазикристаллов совпадает с положением размытого максимума концентраций группировок Al_5Mn и удовлетворяет условию $x(\text{Al}_5\text{Mn}) > 0,11$. Он смещен относительно стехиометрического состава Al_5Mn в сторону алюминия из-за конкурентного влияния более прочных комплексов Al_2Mn и AlMn .

Согласно кристаллографическим исследованиям координационное число марганца в икосаэдрических квазикристаллах на основе алюминия равно пяти. Следовательно, присутствующие в расплаве Al-Mn группировки Al_5Mn без какой-либо или при незначительной перестройке могут входить в формирующийся квазикристалл. При этом расходующиеся количества комплексов Al_5Mn пополняются за счет смещения равновесия реакций ассоциации в сторону их образования. Таким образом, возможность выделения из расплава Al-Mn икосаэдрической фазы контролируется присутствием химического ближнего порядка определенного типа, связанного с образованием ассоциативных группировок Al_5Mn .

В литературе встречается очень мало информации о сплавах, упрочняемых квазикристаллами. Однако они есть, и наши работы в этом направлении должны привести к желаемому результату. Впервые упоминался сплав, содержащий квазикристаллы, являющийся мартенситно стареющей сталью [5]. После закалки эта сталь обладает мартенситной структурой с высокой плотностью дислокаций и практически не содержит включения других фаз. Старение стали в изотермических условиях приводит к формированию в мартенситной матрице частиц термодинамически стабильной икосаэдрической фазы. Особенностью этой стали является то, что старение оказывает существенное влияние на прочность сплава, причем прочностные характеристики увеличиваются в течение значительного промежутка времени вплоть до 1000 ч.

В литературе имеются данные и об алюминиевых сплавах [6, 7], содержащих икосаэдрические фазы в системах Al-Cr-Ce-Co , получаемые экструзией распыленного порошка в диапазоне температур 200...300 °C. Сплавы характеризуются предельной прочностью на разрыв 500...850 МПа, модулем Юнга 90...100 ГПа, относительным удлинением 6...25 %. Однако нет литературных данных о промышленном процессе изготовления полуфабрикатов этих сплавов и изготовлении из них изделий.

Концепция интегральной технологии

Выполненный анализ условий образования квазикристаллических фаз показывает, что управляемый синтез новых сплавов может быть осуществ-

лен путем целенаправленного изменения сил межатомных взаимодействий в процессе интенсивного охлаждения жидкого расплава, экструзии распыленного порошка или другими способами, обеспечивающими быстрое возрастание вязкости, замедление диффузии, переход в твердое состояние, минующая полностью или частично процесс кристаллизации.

Альтернативой процессам, в которых управление осуществляется только скоростью охлаждения, может быть технологическое воздействие, осуществляемое путем программного наложения давления на расплав при температуре, на 150...200 К превышающей равновесную температуру начала кристаллизации [8].

Использование давления как фактора термодинамического воздействия представляет множество вариантов технологического воздействия, определяемое нами понятием интегральной технологии.

Интегральная технология, будучи реализована на соответствующем оборудовании, способна из материалов одного и того же состава сформировать композиции различных классов, различной структурной организации за счет оперативной корректировки управляющей программы, переналадки технологической оснастки и оборудования, изменения режимных параметров.

Список литературы

1. Зайцев А. И., Зайцева Н. Е., Мальцев В. В., Арутюнян Н. А., Дунаев С. Ф. Термодинамическое исследование квазикристаллообразующего расплава Al-Mn // Доклады РАН. 2006. Т. 406. № 1. С. 57.
2. Зайцев А. И., Зайцева Н. Е., Арутюнян Н. А., Калмыков К. Б., Язвицкий М. Ю. Термодинамическое исследование сплавов Al-Mn в кристаллическом и квазикристаллическом состояниях // Доклады РАН. 2006. Т. 407. № 2. С. 198.
3. Inoue A., Kimura H. M. and Kita K. New Horizons in Quasicrystals / Ed. by A. I. Goldman, D. Soldman, D. Sordellet, H. F. Nihel, J.-M. Dubois. Singapore: World Scientific, 1997. 256 p.
4. Inoue A., Kimura H. M., Sasamori S. and Kita K. High temperature strength of Al-based nanoquasicrystalline alloys // Proceedings of the 6th International Conference on Quasicrystals, Tokyo, Japan, 26–30 May 1997. / Ed. by S. Takeuchi and T. Fujiwara. Singapore: World Scientific, 1997. 723 p.
5. Горынин И. В., Малышевский В. А., Хлусова Е. И. Наноструктурированные конструкционные стали — прорывное направление металлопотребляющих отраслей промышленности // Нанотехнологии. Экология. Производство. 2010, май. № 2(4). С. 103.
6. Прекул А. Ф., Казанцев В. Ф., Щеголихина Н. И., Гуляева Р. И., Edagawa K. Высокотемпературная теплоемкость квазикристалла $\text{Al}_{63}\text{Cu}_{25}\text{Fe}_{12}$ // Физика твердого тела. 2008. Т. 50. Вып. 11. С. 1933.
7. Михеева Н. М., Панова Г. Х., Теплов А. А., Хлопкин М. Н., Черноплеков Н. А., Шиков А. А. Термодинамические и кинетические свойства икосаэдрической квазикристаллической фазы системы Al-Pd-Tc // Физика твердого тела. 2000. Т. 42. Вып. 12. С. 2113.
8. Коростелев В. Ф., Хромова Л. П. Исследование межатомных взаимодействий с использованием данных об изменениях физико-механических свойств сплавов // Нано- и микросистемная техника. 2010. № 2. С. 8–13.

УДК 621.38

Д. В. Громов, д-р техн. наук, проф.,
Ю. А. Матвеев, д-р физ.-мат. наук, проф.,
Национальный исследовательский ядерный
университет "МИФИ", г. Москва,
e-mail: dvgrom@spels.ru,
Ю. В. Федоров, зам. директора,
Институт сверхвысокочастотной
полупроводниковой электроники РАН,
e-mail: yuraf2002@mail.ru

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕМЕНТОВ НА НИТРИДЕ ГАЛЛИЯ

Поступила в редакцию 15.02.2011

Проведен анализ радиационных эффектов в СВЧ-полупроводниковых приборах на основе нитрида галлия при воздействии ионизирующего излучения. Исследовались характеристики диодов с барьером Шоттки, а также полевых транзисторных структур. Установлены физические механизмы радиационного изменения характеристик рассматриваемых GaN элементов.

Ключевые слова: нитрид галлия, ионизирующее излучение, наногетероструктуры, двумерный электронный газ, СВЧ-элементная база

Введение

Широкое применение полупроводниковых изделий микро- и нанoeлектроники в качестве элементной базы бортовых электронных систем, подвергающихся воздействию ионизирующих излучений, сделало актуальной задачу оценки и прогнозирования радиационной стойкости изделий электронной техники, которые составляют 45—50 % в общем объеме элементной базы радиоэлектронных систем и по существу определяют ее отказоустойчивость в экстремальных условиях эксплуатации.

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

Ожидаемая область применения изделий на нитридах галлия — приемно-усилительные тракты СВЧ-диапазона.

Полупроводниковые элементы на основе GaN способны работать в значительно более широком диапазоне выходной СВЧ-мощности при повышенных напряжениях питания по сравнению с приборами на кремнии, арсениде галлия или на любом другом освоенном в производстве полупроводниковом материале. Применение GaN-транзисторов существенно улучшает параметры устройств современных радиоэлектронных систем.

Сейчас одно из главных направлений СВЧ-полупроводниковой электроники, на котором сосредоточены основные силы разработчиков, — создание AlGaIn/GaN-гетероструктурных полевых транзисторов (ГСПТ) с затвором Шоттки с высокими значениями скорости электронов в канале [2].

Структуры современных GaN ГСПТ весьма разнообразны. Рассмотрим наиболее обобщенную структуру GaN-полевого транзистора (рис. 1) с учетом того, что реальные структуры могут существенно отличаться от нее по числу слоев, типу их материала, степени легирования и другим параметрам конструкции.

Основная область GaN ГСПТ, как и остальных полевых транзисторных структур с высокой подвижностью электронов в канале, в частности на основе GaAs, — это область двумерного электронного газа (ДЭГ). Она формируется в зоне гетероперехода между барьерным $Al_xGa_{1-x}N$ -слоем и нелегированным канальным GaN-слоем. Ширина запрещенной зоны у $Al_xGa_{1-x}N$ выше, чем у GaN, и в области гетероперехода граница зоны проводимости GaN оказывается фактически ниже уровня Ферми — образуется потенциальная (квантовая) яма (рис. 2). Поскольку в монокристаллическом нелегированном GaN нет ни примесных центров рассеяния, ни связанных с ними дефектов, подвижность электронов проводимости в нем оказывается весьма высокой даже при комнатной температуре. Таким образом, в канальном GaN-слое непосредственно под гетеропереходом образуется тонкий слой с высокой плотностью и подвижностью свободных электронов, который называют двумерным электронным газом.

Между барьерным и канальным слоями формируют так называемый буферный подслой высокоомного нелегированного AlN или $Al_xGa_{1-x}N$ — спейсер (*spacer*). Основное назначение этого тон-

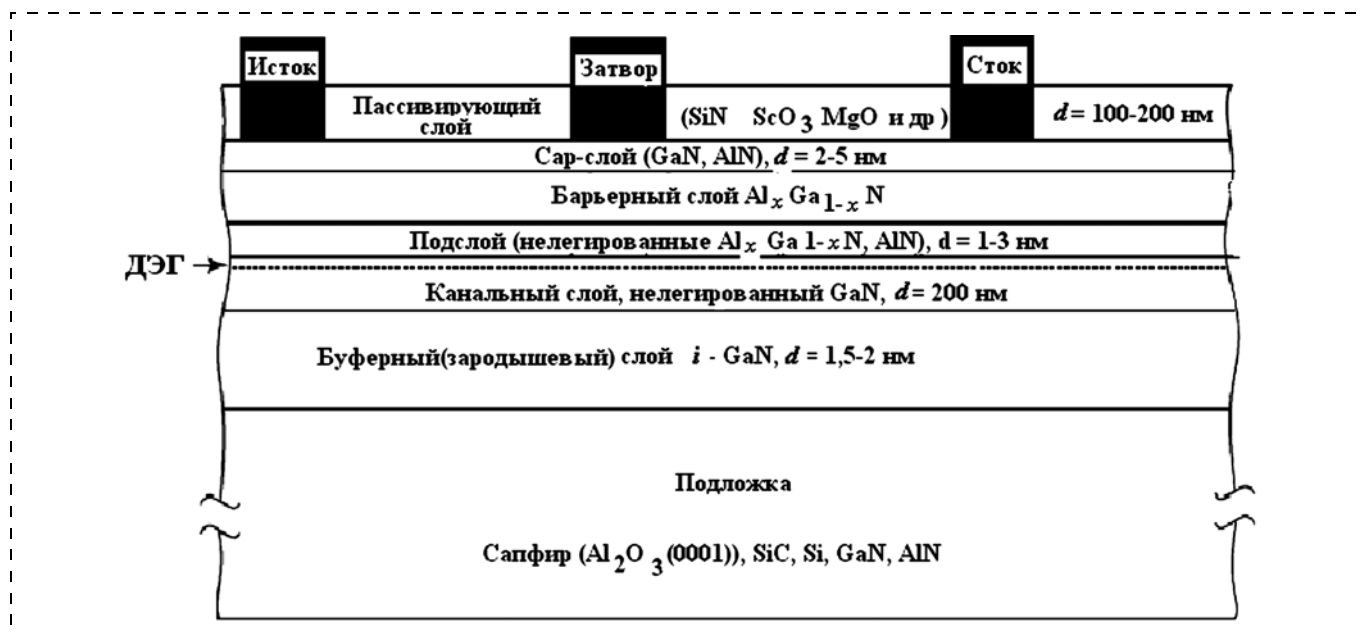


Рис. 1. Типовая структура GaN ГСПТ

кого (1...3 нм) слоя — предотвратить рассеяние носителей в канале на границе с гетеропереходом.

Верхняя часть барьерного слоя образует с металлом затвора барьер Шоттки, который, как и в обычном полевом транзисторе с затвором Шоттки (ПТШ), управляет проводимостью канала.

Для минимизации влияния поверхностных состояний на ГСПТ поверх барьерного слоя формируют так называемый сар-слой (легированный либо нелегированный GaN, AlN, AlGa_N), а также пассивирующий слой, например Si₃N₄.

Канальный слой выращивают на толстом буферном слое — высокоомном GaN, нелегированном или компенсированном (например железом) так, что концентрация свободных носителей в нем становится ниже 10^{13} см^{-3} . Основное назначение

буферного слоя — электрическая изоляция активных структур на кристалле друг от друга. Кроме того, он должен предотвращать влияние подложки на канал. С технологической точки зрения буферный слой обеспечивает при эпитаксии плавный переход от подложки к совершенной структуре канала. Зачастую структура буферного слоя оказывается достаточно сложной — в ней формируют несколько различных слоев с обратными переходами, сверхрешетками и т. п.

Основное требование к подложке — это низкая электропроводность и высокая теплопроводность при приемлемых механических и структурных свойствах. Наиболее распространенные материалы подложек: сапфир, карбид кремния, кристаллический кремний с ориентацией решетки (111), а также GaN и AlN.

Возможность использования этих приборов в устройствах, эксплуатируемых в условиях воздействия радиационных факторов, вызывает необходимость исследования в них радиационных эффектов.

В данной работе проведен анализ влияния ионизирующих излучений (ИИ) на характеристики элементов на основе нитрида галлия.

Базовые радиационные эффекты

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования показали, что вся совокупность радиационных воздействий приводит к образованию в элементах изделий твердотельной СВЧ-электроники (ТСВЧЭ) трех доминирующих эффектов:

- структурных повреждений, вызываемых воздействием высокоэнергетического излучения (главным образом нейтронного и протонного);

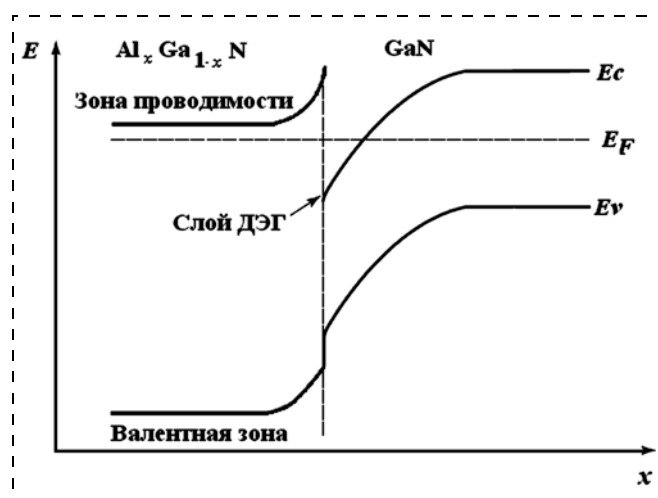


Рис. 2. Формирование потенциальной ямы в области гетероперехода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$

- дозовых эффектов, вызываемых воздействиями импульсного и стационарного гамма-излучения, а также электронного и протонного излучений;
- эффектов мощности дозы, вызываемых воздействием импульсного гамма-излучения.

Установлено, что трековые ионизационные эффекты при воздействии отдельных ядерных частиц не оказывают существенного влияния на современные изделия ТСВЧЭ и в практических случаях могут быть исключены из рассмотрения.

Структурные эффекты. Структурные эффекты смещения представляют собой перемещения атомов из своего нормального положения в кристаллической решетке вещества, которые могут происходить вследствие передачи атому некоторой энергии при облучении. Образующиеся при этом нарушения кристаллической структуры носят название первичных радиационных дефектов. Релаксация первичных радиационных дефектов под действием тепловых колебаний решетки приводит к образованию в веществе стабильных радиационных дефектов.

Пороговая энергия смещения E_d определяется как минимальная энергия, которую необходимо приложить к атому, чтобы переместить его из нормального положения. Пороговая энергия зависит от направления относительно кристаллографических осей, в котором начинает двигаться получивший энергию атом, и определяется локальным окружением атома. Поэтому на практике за пороговую энергию E_d принимают такую энергию, переданную атому вещества, при которой вероятность смещения атома (с учетом усреднения по направлениям и тепловых колебаний решетки) равна 0,5.

Пороговая энергия смещения (дефектообразования) E_d является фундаментальным показателем стойкости полупроводниковых материалов к воздействию стационарных ионизирующих излучений при образовании радиационных дефектов в структуре материала. Наличие подобных дефектов в полупроводнике приводит к деградации основных электрофизических параметров — концентрации, времени жизни и подвижности носителей заряда.

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

Следует также отметить, что значение пороговой энергии связано с постоянной решетки полупроводника a_0 и может быть оценено с помощью эмпирического соотношения [3]:

$$1,1E_d = (10/a_0)^{4,363}.$$

Расчетные значения E_d для различных полупроводниковых материалов в зависимости от постоянной решетки материала приведены в таблице.

Значения пороговой энергии E_d в зависимости от постоянной решетки полупроводника a_0

Параметр	GaAs(Ge)	Si	C—SiC	Алмаз	GaN	H—SiC
a_0 , Å	5,65	5,431	4,36	3,57	3,15	3,08
E_d , эВ	9	12,8	37	80	145	153

Пороговая энергия является фундаментальным показателем стойкости полупроводниковых материалов к воздействию стационарных ионизирующих излучений. Поэтому можно предполагать, что GaN является одним из наиболее стойких к воздействию радиации полупроводников, используемых в твердотельной СВЧ-электронике. Он близок по этому свойству к H-SiC.

Дозовые эффекты. Дозовые эффекты, в первую очередь, проявляются в диэлектрических слоях и покрытиях, которые используются при формировании приборных структур. Однако в ряде случаев в результате различных физических эффектов они являются причиной перестройки зарядовых состояний и в активных областях приборов.

В результате рассмотренных процессов в приборных слоях могут протекать дополнительные токи утечки или, наоборот, первичные технологические дефекты могут компенсироваться с уменьшением общего тока прибора.

Эффекты мощности дозы. Действие импульсных ионизирующих излучений (ИИИ) на полупроводниковые и диэлектрические элементы сопровождается ионизацией, т. е. генерацией неравновесных электронно-дырочных пар. Механизмы ионизации носят пороговый характер и для различных видов ИИ проявляются по-разному.

При воздействии гамма- и рентгеновского излучений на изделия микроэлектроники с объемами порядка $10...10^3$ мкм³ имеет место равновесное энерговыделение, что позволяет использовать для количественного описания уровня воздействия такую интегральную (усредненную) характеристику, как мощность поглощенной дозы.

Мощность поглощенной дозы определяет скорость генерации неравновесных носителей заряда (интенсивность ионизации). Мерой интенсивности ионизации служит число генерируемых ИИИ неравновесных электронно-дырочных пар в единице объема в единицу времени (скорость генерации носителей):

$$G = 10^{14} \rho P_\gamma / (1,602 E_{и}),$$

где ρ — плотность полупроводникового материала, г/см³; P_γ — мощность поглощенной дозы, рад/с; $E_{и}$ — энергия ионизации, эВ.

Энергия ионизации $E_{и}$ характеризует взаимодействие ИИ с электронными оболочками атомов.

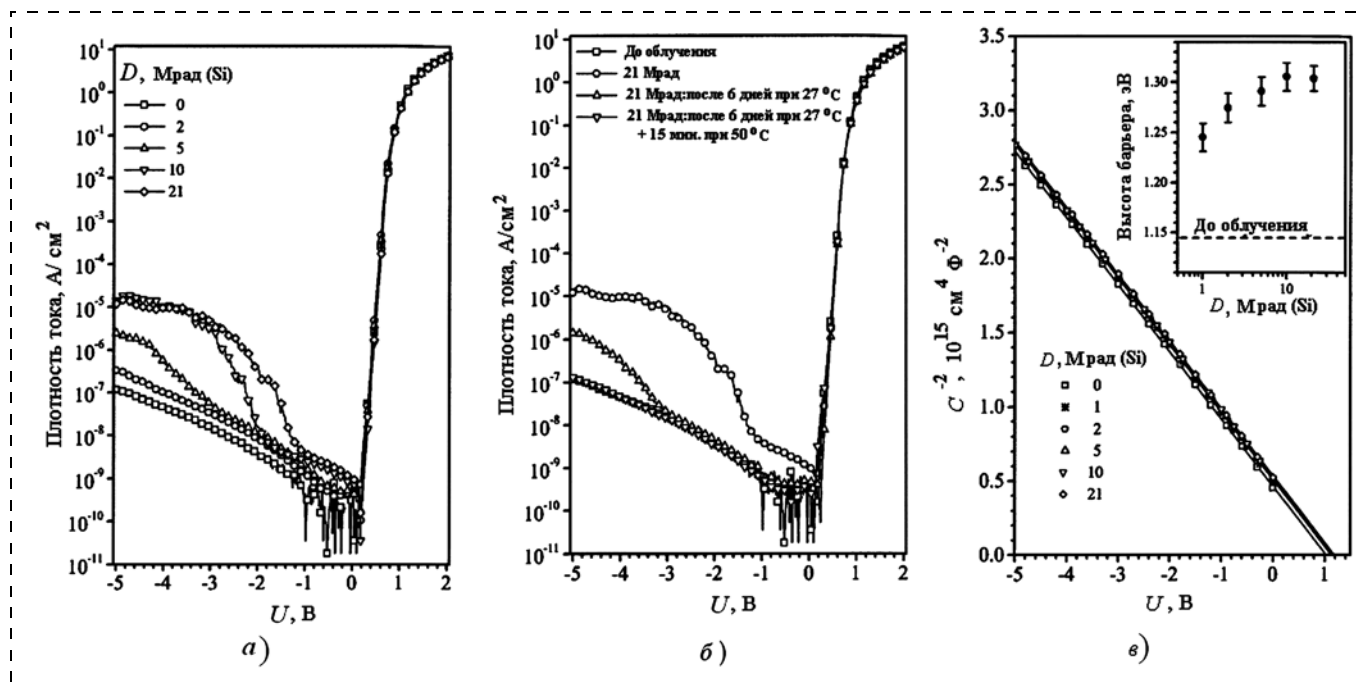


Рис. 3. Вольт-амперные (а, б) и вольт-фарадные (в) характеристики NiAu-GaN диодов Шоттки при облучении гамма-квантами Co^{60} (на вставке — дозовая зависимость высоты барьера Шоттки)

Пороговая энергия ионизации достигает минимума в случае светового излучения и совпадает с шириной запрещенной зоны полупроводника или диэлектрика. С увеличением энергии фотонов повышается доля первоначальной энергии, затрачиваемой на возбуждение колебаний решетки, что приводит к росту пороговой энергии ионизации. При энергии фотонов $h_n > (3-4)E_g$, где E_g — ширина запрещенной зоны, энергия ионизации достигает постоянного значения, определяемого выражением

$$E_{\text{и}} = 2,67E_g + 0,87 \text{ эВ}.$$

Пользуясь постоянством энергии ионизации для различных видов ИИ можно записать выражение для скорости генерации неравновесных носителей в виде

$$G(t) = g_0 P_{\gamma}(t),$$

где $g_0 = 10^{14} \rho / (1,602 E_{\text{и}})$ — эффективность ионизации, пар/(см³ рад).

Эффективность ионизации g_0 является критерием, по которому в первом приближении можно проводить сравнения по стойкости к воздействию ИИ. Эта величина определяет число избыточных носителей заряда в областях полупроводниковых приборов, которые формируют дополнительный ионизационный ток в областях полупроводниковых структур [4].

Ниже приведены значения g_0 (пар/(см³ · рад)) для различных материалов, применяемых в твердотельной СВЧ-электронике:

SiO ₂	$5,9 \cdot 10^{12}$	Si	$4,3 \cdot 10^{13}$
H-SiC	$2,3 \cdot 10^{13}$	GaAs	$7,1 \cdot 10^{13}$
GaN	$4,0 \cdot 10^{13}$	Ge	$1,1 \cdot 10^{14}$

Таким образом, при идентичных топологических и электрофизических параметрах элементов ионизационный ток в GaN-приборах будет сравним с кремниевыми структурами и будет существенно меньше по сравнению с элементами на арсениде галлия и германии.

Облучение гамма-квантами

Традиционно радиационные исследования характеристик полупроводниковых приборов начинаются с измерения характеристик диодов Шоттки (ДШ), физика работы которых достаточно хорошо изучена. Их широко применяют в СВЧ-полупроводниковой электронике как самостоятельные изделия и при формировании затворов полевых транзисторных структур.

Диоды Шоттки NiAu—GaN диаметром 600 мкм исследовали при облучении гамма-квантами от источника Co^{60} до уровней порядка 20 Мрад с интенсивностью 2 крад/мин [5].

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) исследуемых диодов приведены на рис. 3, а и 3, б. При облучении наблюдается увеличение обратного тока диодов примерно на два порядка для уровня

$D = 21$ Мрад. При этом прямая ветвь ВАХ практически не изменяется.

С применением временного и теплового отжига удавалось компенсировать радиационное изменение обратного тока диодов (рис. 3, б).

Радиационные изменения вольт-фарадных характеристик (ВФХ) и дозовая зависимость высоты потенциального барьера ДШ представлены на рис. 3, в. Полученные из ВФХ данные указывают на рост потенциального барьера Шоттки на 0,15 эВ.

Учитывая значительные размеры исследуемых диодов, что делает маловероятным краевые эффекты, авторы высказали предположение о формировании глубоких центров при облучении, которые затем могут участвовать в процессе токопереноса. Три такие центра были обнаружены с помощью метода спектроскопии глубоких уровней DLTS.

В работе [6] объектами исследования являлись ГСПТ на основе нелегированных структур AlGaIn/GaN (барьерный слой $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{N}$ — 23 нм, буферный слой GaN — 1100 нм, низкотемпературный слой $\text{Al}_{0,14}\text{Ga}_{0,86}\text{N}$ — 40 нм, выращенных на сапфировой подложке. Транзисторы имели ширину канала 200, 250, 300 и 400 мкм. Длина затвора варьировалась от 150 до 350 нм. Затвор располагался на расстоянии 1 и 2 мкм от истока и стока соответственно. При комнатной температуре плотность носителей составляла примерно 10^{13} см^{-2} , а подвижность — $1250 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Транзисторы облучали при комнатной температуре гамма-квантами источника Co^{60} с интенсивностью 100 рад/с до доз порядка 10^8 рад. Разогрев образцов во время облучения не превышал 40°C . Для контроля параметров транзисторов через не-

сколько часов после набора очередной дозы при комнатной температуре проводили измерения ВАХ приборов.

На рис. 4 приведены дозовые зависимости относительного изменения сопротивления канала $R_c/R(0)$ транзистора и его крутизны S/S_0 .

Анализ приведенных на рисунке данных показывает, что заметные изменения характеристик транзисторов наблюдаются для доз более 10^5 рад.

При этом прибор сохраняет свои усилительные свойства до уровней 10^8 рад. Авторы относят изменение характеристик к деградации омических контактных сопротивлений истока и стока приборов.

Облучение электронами

Влияние облучения электронов с энергией 0,45 МэВ при низких температурах, характерных для факторов космического пространства, на характеристики ГСПТ на основе структур AlGaIn/GaN (барьерный слой $\text{Al}_{0,27}\text{Ga}_{0,73}\text{N}$ — 25 нм, буферный слой GaN — 2000 нм), выращенных на SiC-подложке, исследовалось в работах [7, 8]. Также был проведен сравнительный анализ результатов при облучении в нормальных условиях для комнатной температуры [9].

На рис. 5 приведены выходные характеристики исследуемых ГСПТ до и после облучения электронами с энергией около 0,5 МэВ при комнатной (300 К) и азотной температурах (~ 85 К). ВАХ приборов после отжига при комнатной температуре в течение 24 суток представлены на рис. 6.

При низкотемпературном облучении и измерении ВАХ приборов наблюдалось увеличение тока

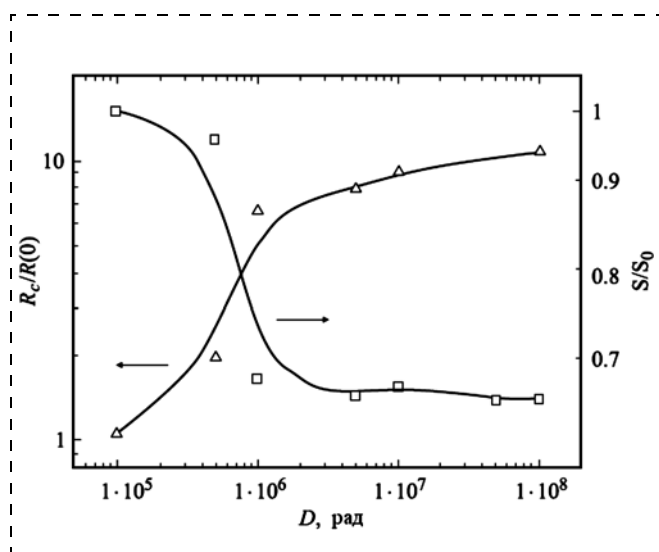


Рис. 4. Дозовые зависимости сопротивления канала и крутизны AlGaIn/GaN-ГСПТ (ширина канала — 200 мкм, длина затвора — 0,25 мкм)

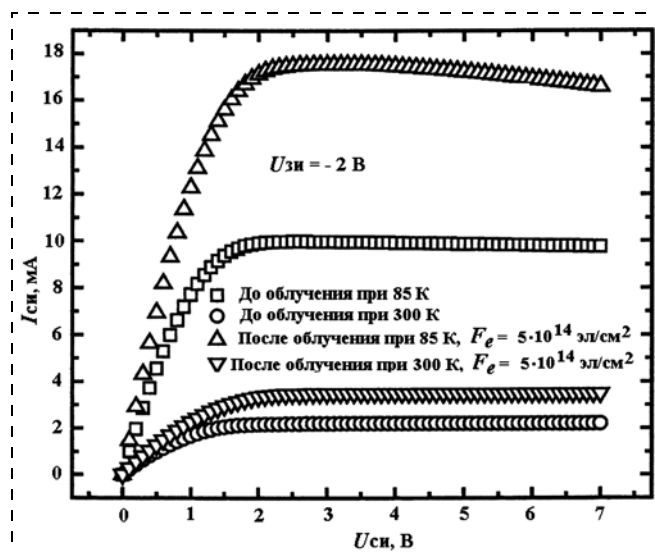


Рис. 5. Выходные характеристики AlGaIn/GaN-ГСПТ до и после облучения электронами при 85 К и 300 К с энергией 0,5 МэВ ($I_{\text{си}}$ — ток стока—исток; $U_{\text{си}}$ — напряжение сток—исток; $U_{\text{зи}}$ — напряжение затвор—исток)

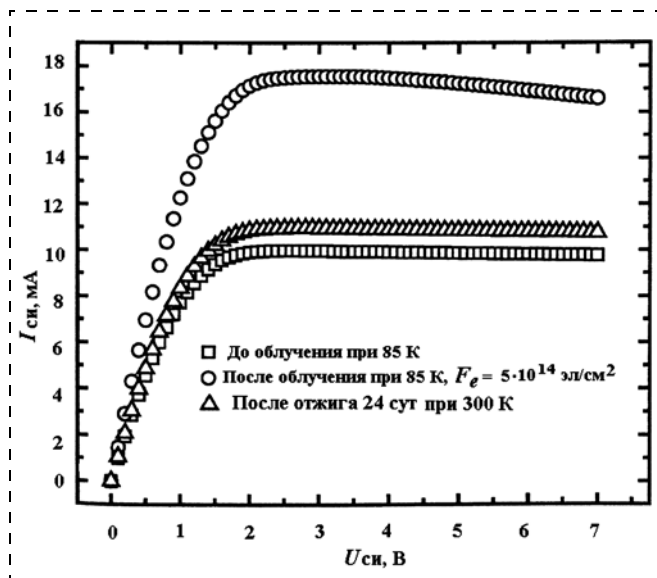


Рис. 6. Выходные характеристики AlGaIn/GaN-ГСПТ до и после облучения электронами при 85 К с энергией 0,5 МэВ и после отжига при 300 К в течение 24 суток

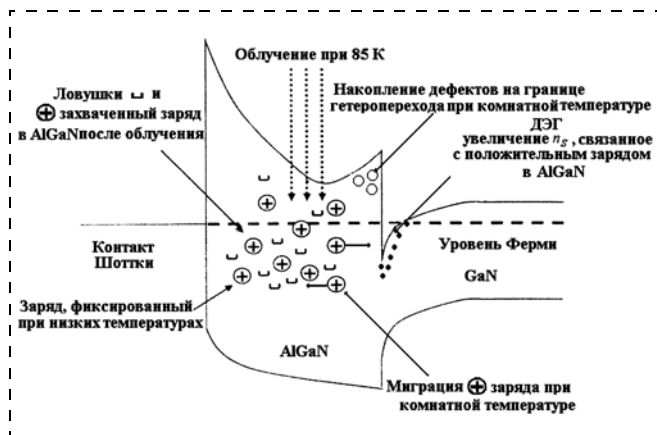


Рис. 7. Процессы накопления заряда в подзатворной области AlGaIn/GaN-ГСПТ

стока приборов и, соответственно, плотность n_s ДЭГ.

На рис. 7 приведена энергетическая диаграмма, с помощью которой объяснялся этот эффект.

В результате низкотемпературного облучения в барьерном слое AlGaIn транзистора наблюдается накопление положительного заряда, который при низких температурах способствует увеличению скачка энергетических зон на границе гетероперехода AlGaIn/GaN и росту плотности носителей в области ДЭГ. С ростом температуры наблюдается миграция положительного заряда и эффект увеличения тока стока за счет этого процесса уменьшается.

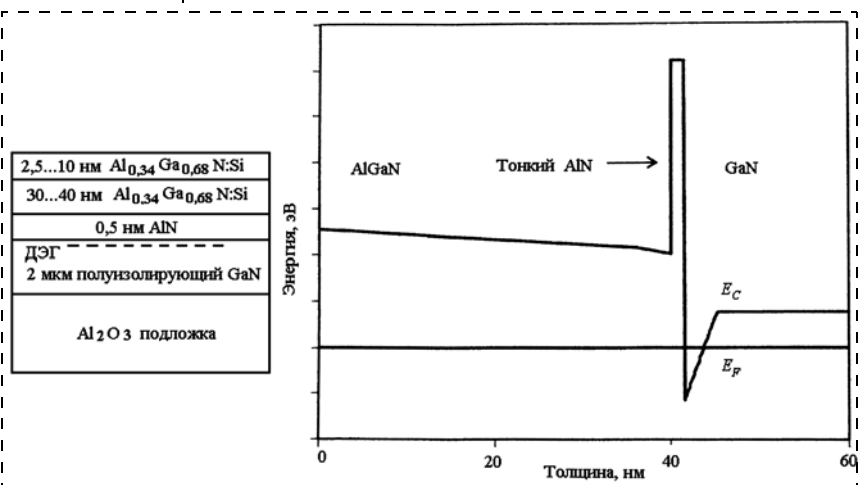


Рис. 8. Структура и энергетическая диаграмма зоны проводимости AlGaIn/AlN/GaN-ГСПТ

При этом при повышенных температурах на границе гетероперехода формируется скопление донорных структурных дефектов, что приводит к деградации подвижности в области ДЭГ.

Облучение протонами

Влияние структурных дефектов на характеристики AlGaIn/GaN-ГСПТ достаточно подробно исследовалось при облучении этих приборов протонами с энергией 1,8 МэВ [10–12]. В отдельных образцах под канальным слоем формировался тонкий (0,5 нм) слой AlN (рис. 8).

На рис. 9 и 10 представлены зависимости изменения выходной и входной ВАХ приборов без буферного слоя AlN от флюенса протонов с энергией 1,8 МэВ.

Зависимости радиационного изменения удельной проводимости и тока насыщения стока AlGaIn/GaN-ГСПТ приведены на рис. 11 и 12. На рис. 13 показано радиационное изменение подвижности носителей в канале ГСПТ.

Анализ приведенных зависимостей радиационного изменения характеристик ГСПТ при облучении протонами с энергией 1,8 МэВ показывает, что до уровней флюенсов 10^{14} протон/см² не наблюдается существенной деградации параметров приборов, что указывает на высокую радиационную стойкость ГСПТ на GaN. Деградация характеристик приборов при больших значениях флюенса связано с введением структурных дефектов при облучении и деградации плотности носителей в ДЭГ и подвижности электронов в канале транзистора.

Сравнительный анализ данных по деградации характеристик ГСПТ с буферным слоем AlN (AlGaIn/AlN/GaN) и без него (AlGaIn/GaN) (см. рис. 8) был проведен в работе [11].

На рис. 14 и 15 приведены зависимости подвижности и плотности концентрации электронов от

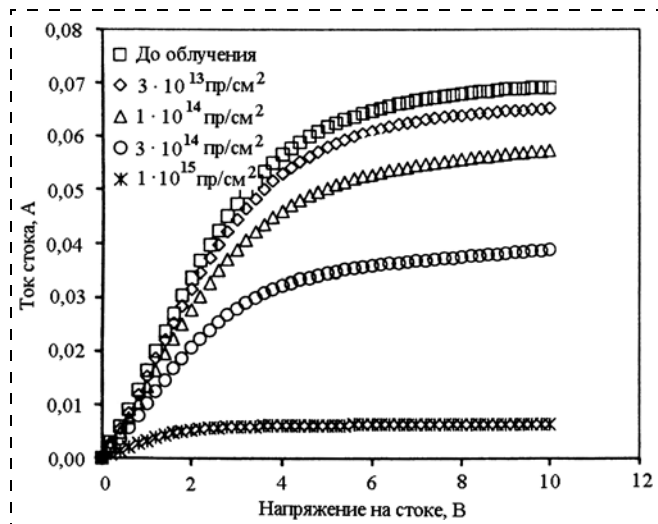


Рис. 9. Деградация выходной ВАХ AlGaIn/GaN-ГСПТ при облучении протонами с энергией 1,8 МэВ

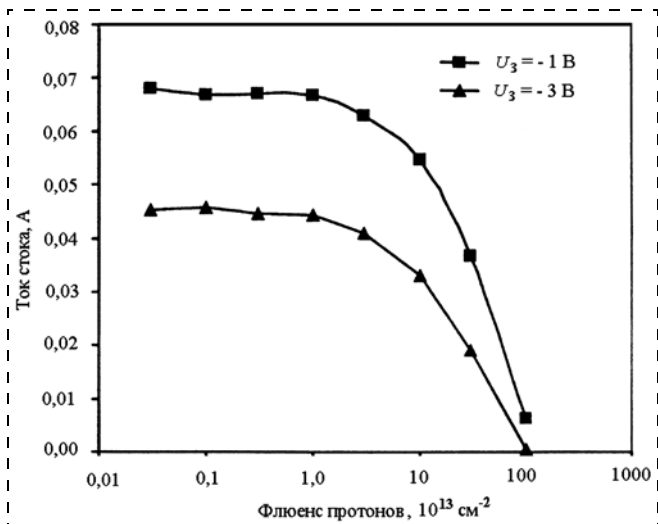


Рис. 12. Деградация тока насыщения стока AlGaIn/GaN-ГСПТ

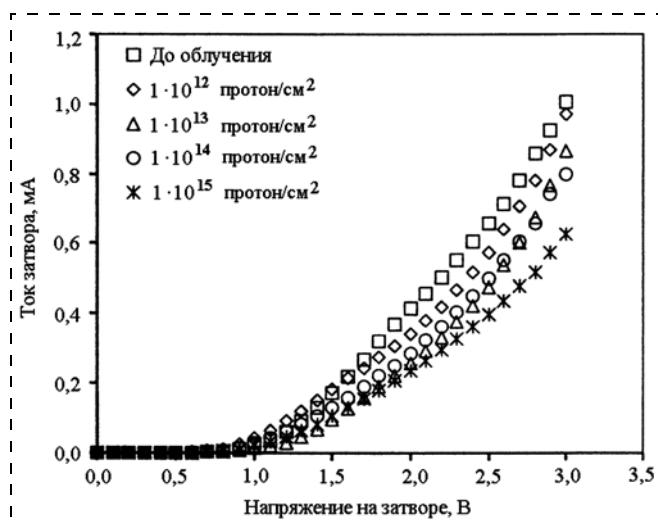


Рис. 10. Изменение входного тока затвора Шоттки AlGaIn/GaN-ГСПТ при облучении протонами с энергией 1,8 МэВ

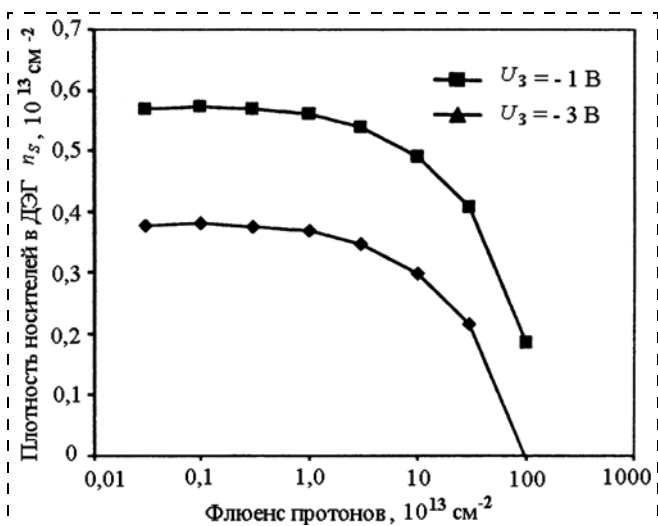


Рис. 13. Деградация плотности носителей в ДЭГ в канале ГСПТ при облучении протонами с энергией 1,8 МэВ

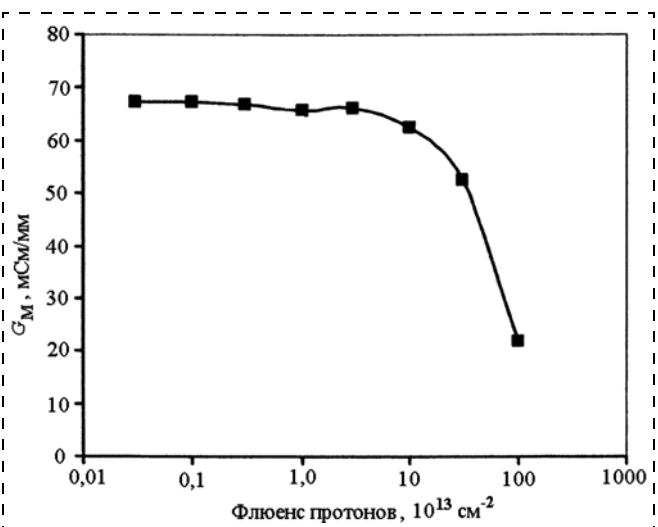


Рис. 11. Деградация максимальной проводимости AlGaIn/GaN-ГСПТ при облучении протонами с энергией 1,8 МэВ

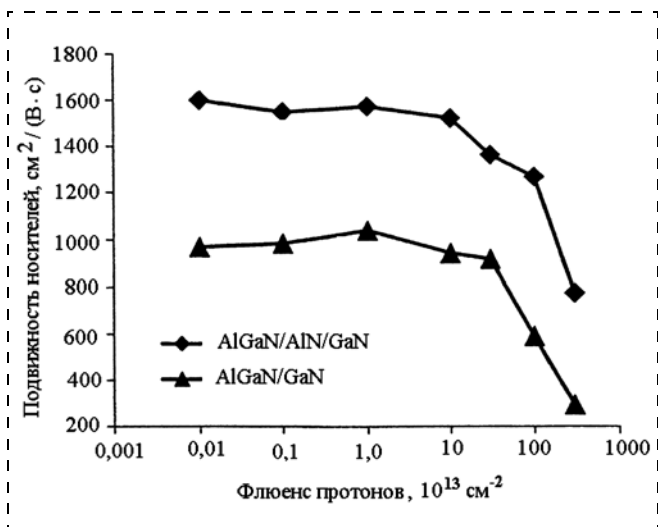


Рис. 14. Радиационное изменение подвижности носителей заряда в ДЭГ ГСПТ при облучении протонами с энергией 1,8 МэВ

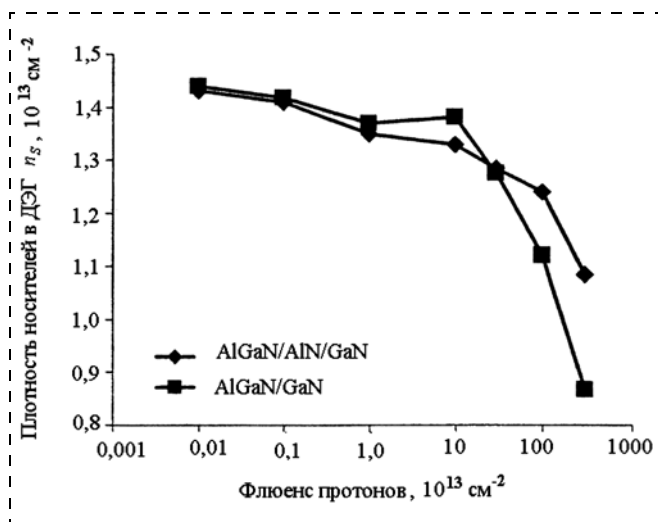


Рис. 15. Радиационное изменение плотности концентрации электронов в ДЭГ ГСПТ при облучении протонами

флюенса протонов с энергией 1,8 МэВ для данных структур ГСПТ.

Из сопоставления данных зависимостей следует, что введение дополнительного слоя AlN приводит не только к росту подвижности носителей в канале транзистора, но и к снижению чувствительности к воздействию протонного облучения.

Облучение быстрыми нейтронами

Исследования влияния быстрых реакторных нейтронов на статические и высокочастотные характеристики ГСПТ на сапфировой подложке были проведены для структур, сформированных с использованием ионно-лучевого травления для получения глубины "мезы" изоляции порядка 1000, напыления в вакууме системы металлизации Ti/Al/Ni/Au (25/150/40/150 нм) с последующей термообработкой для формирования омических контактов к AlGaIn/GaN (быстрый термический отжиг при температуре 820 °С в течении 20 с). Сопротивления омического контакта составляли около 0,4—0,5 Ом · мм.

Затвор Шоттки формировался либо с помощью фотолитографии (длина затвора 0,5 мкм), либо электронно-лучевой литографии (длина затвора 0,17—0,25 мкм) с последующей операцией напыления в вакууме системы металлизации Ni/Au (40/300 нм). Пассивация осуществлялась нанесением диэлектрика Si₃N₄ с последующим плазмохимическим травлением; формирование электрических межсоединений обеспечивалось методом "взрывной" фотолитографии с напылением в вакууме Ti/Au (80/500 нм); механическая обработка использовалась для утонения структуры до 150 мкм. Кристаллы транзисторов монтировали на теплоотвод (рис. 16, см. третью сторону обложки).

Выходные вольт-амперные характеристики исследуемых транзисторных структур измеряли зондовым методом непосредственно на рабочих пластинах до и после пассивации поверхности слоем Si₃N₄. Было установлено, что пассивация приводит к улучшению характеристик.

Исследование СВЧ-характеристик транзисторных структур проводили путем анализа данных, полученных при измерении S-параметров структур транзисторов с помощью прецизионного векторного анализатора E8361A фирмы Agilent Technologies в диапазоне частот 10 МГц...67 ГГц. Типовые значения граничных и максимальных частот, определенных из частотных зависимостей S-параметров, для транзистора с длиной затвора 0,2 мкм и $W_3 = 2 \times 50$ мкм: $F_t = 25$ ГГц, $F_{\max} = 60$ ГГц. При этом выходная мощность транзисторов на частоте 8 ГГц достигала 3 Вт/мм.

Облучение проводили на импульсном реакторе типа "БАРС", характеристики измеряли до и после облучения флюенсом нейтронов $2 \cdot 10^{14}$ нейтрон/см².

Выходные ВАХ ГСПТ до и после воздействия флюенса быстрых нейтронов $2 \cdot 10^{14}$ нейтрон/см² приведены на рис. 17 (см. третью сторону обложки).

Анализ приведенных данных показывает, что до уровней воздействия порядка 10^{14} нейтрон/см² не наблюдается существенной (более 10 % от исходного значения) деградации статических характери-

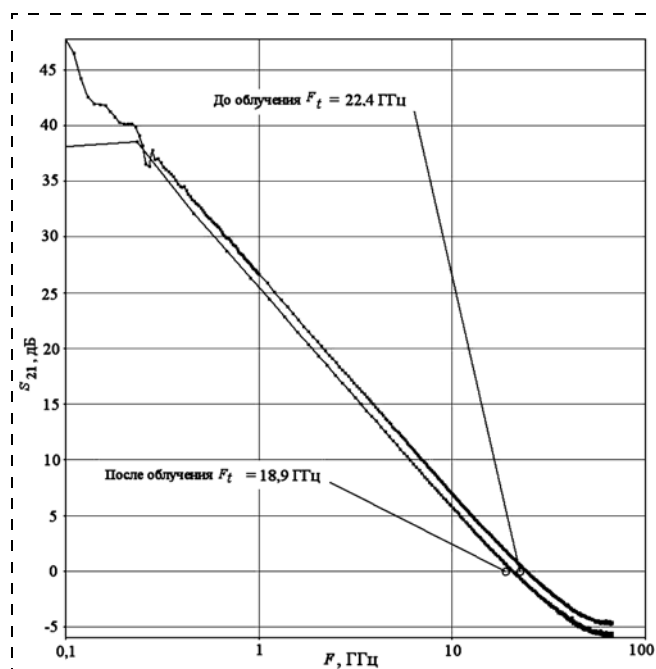


Рис. 18. Частотные зависимости коэффициента S_{21} до и после воздействия флюенса быстрых нейтронов $2 \cdot 10^{14}$ нейтрон/см²

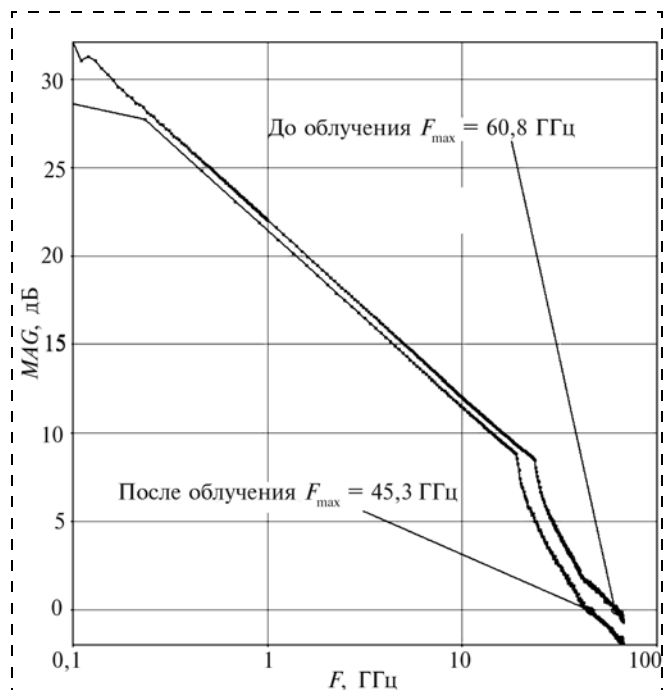


Рис. 19. Частотные зависимости коэффициента усиления MAG до и после облучения нейтронами

стик ГСПТ. Подобный эффект наблюдался и при облучении ГСПТ нейтронами при комнатной температуре [8].

Частотные зависимости коэффициента передачи S_{21} и максимально возможного коэффициента усиления MAG до и после облучения нейтронами приведены на рис. 18 и 19 соответственно.

Анализ данных, представленных на рисунках, показывает, что до уровней флюенса быстрых нейтронов $2 \cdot 10^{14}$ нейтрон/см² не наблюдается существенного (более 10 % от исходного значения) изменения усилительных характеристик ГСПТ. При этом F_i и $F_{\max}$ уменьшаются на 20...25 %.

Облучение ионами

Исследование влияния облучения ионами С, О и Fe с энергиями 2 и 68 МэВ на структуру ГСПТ на GaN было проведено в работе [13]. Для сравнения проводили облучение протонами этих же структур.

Структура исследуемого AlGaIn/GaN-ГСПТ приведена на рис. 20.

Омические контакты истока и стока — Ti/Al/Ti/Au, затвор Шоттки длиной 0,35 мкм и шириной 250 мкм — Pt/Ti/Au.

Дополнительно на той же подложке был сформирован — контрольный слой GaN 5 мкм, легированный кремнием до уровня $5 \cdot 10^{16}$ см⁻³, для изучения влияния структурных дефектов при облучении протонами и ионами.

На рис. 21—23 приведены зависимости изменения ВАХ приборов при облучении протонами и высокоэнергетичными ионами.

Анализ приведенных данных показывает, что граничные значения флюенсов облучения, при которых еще не наблюдается существенной де-

GaN - сар - слой	5 нм
AlGaIn барьерный слой	10 нм
AlGaIn:Si слой $5 \cdot 10^{18}$ см ⁻³	12 нм
AlGaIn-спейсер	3 нм
GaN - буферный слой	2,6 мкм
Подложка - полупроводниковый SiC	

Рис. 20. Технологическое сечение AlGaIn/GaN-ГСПТ [13]

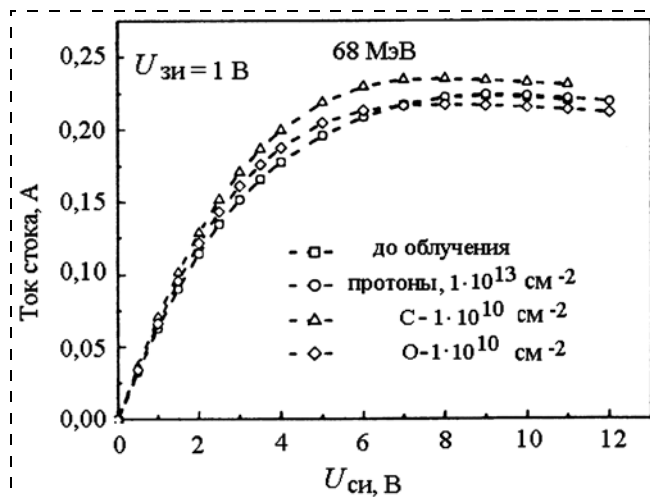


Рис. 21. Радиационное изменение ВАХ ГСПТ при облучении протонами и ионами с энергией 68 МэВ

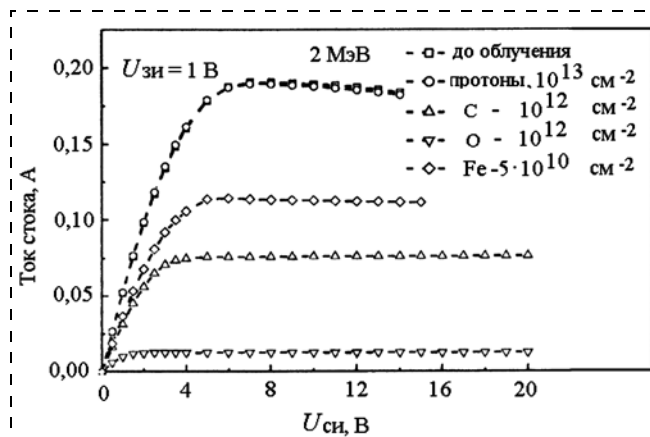


Рис. 22. Дegrадация ВАХ ГСПТ при облучении протонами и ионами с энергией 2 МэВ

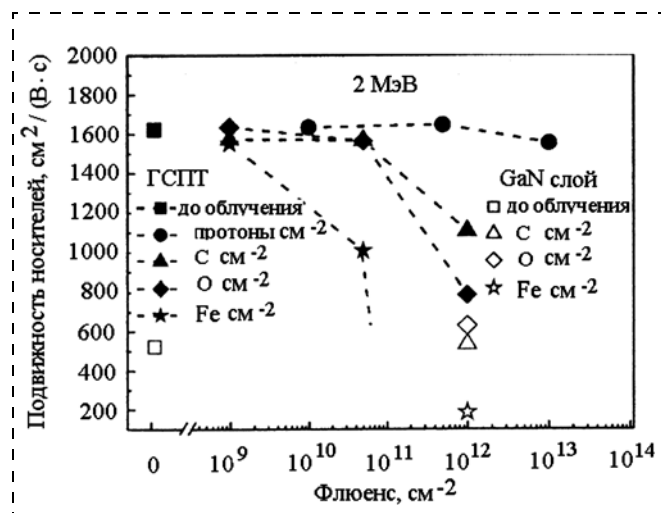


Рис. 23. Радиационное изменение подвижности носителей заряда в канале ГСПТ и контрольном слое GaN при облучении протонами и ионами с энергией 2 МэВ

градации характеристик ГСПТ составляет: для протонов — более 10^{13} см $^{-2}$; для ионов углерода и кислорода — 10^{11} см $^{-2}$; для ионов железа — 10^{10} см $^{-2}$.

Для контрольного слоя GaN при этом не наблюдалось существенных изменений подвижности для протонов и ионов С и О до уровней 10^{12} см $^{-2}$. При этом для флюенса ионов железа 10^{12} см $^{-2}$ деградация подвижности была уже существенной.

Заключение

На основе проведенного анализа экспериментальных и теоретических исследований радиационной стойкости перспективного материала для СВЧ-полупроводниковой электроники — нитрида галлия и базовых приборных структур на его основе можно сделать следующие основные выводы.

Дозовые эффекты в элементах на нитриде галлия начинают проявляться при достаточно высоких (порядка 10^6 рад) уровнях облучения гамма-квантами.

Структурные дефекты при воздействии флюенсами протонов и быстрых реакторных нейтронов не оказывают существенного влияния на характеристики GaN транзисторных гетероструктур до уровней порядка 10^{14} см $^{-2}$.

В случае облучения высокоэнергетичными ионами деградация характеристик GaN-транзисторных структур наблюдается при уровнях 10^{10} – 10^{11} см $^{-2}$ и существенно зависит от энергии и атомного номера ионов.

Прогнозные теоретические оценки стойкости нитрида галлия к воздействию импульсного ионизирующего излучения дают более высокие значения критических уровней воздействия по сравне-

нию с кремнием, арсенидом галлия и германием. По этому показателю нитрид галлия близок к карбиду кремния. Следует отметить, что полученные результаты еще нуждаются в экспериментальном подтверждении.

Анализ приведенных данных показывает, что GaN является достаточно перспективным полупроводниковым материалом с точки зрения создания радиационно-стойкой СВЧ-элементной базы для использования в военной и космической технике.

Работа проведена при поддержке ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" по проекту "Проведение поисковых исследований по направлению "Микроэлектроника" в рамках мероприятия 1.2.1 Программы ГК П670.

Список литературы

1. Rudiger Quay. Gallium Nitride Electronics. Springer Series in Materials Science, 1996. 498 p.
2. Данилин В., Жукова Т., Кузнецов Ю., Тараканов С., Уваров Н. Транзистор на GaN пока самый крепкий орешек // ЭЛЕКТРОНИКА: Наука, Технология, Бизнес. 2005. № 4. С. 20–29.
3. Лебедев А. А., Козловский И. И., Строкан Н. Б. и др. Радиационная стойкость широкозонных полупроводников (на примере карбида кремния) // Физика и техника полупроводников. 2002. Т. 36, вып. 11. С. 1354–1359.
4. Агаханян Т. М., Аствацатурян Е. Р., Скоробогатов П. К. Радиационные эффекты в интегральных микросхемах / Под ред. Т. М. Агаханяна. М.: Энергоатомиздат, 1989. 256 с.
5. Umana-Membreno G. A., Dell J. M., Parish G. et al. ^{60}Co Gamma Irradiation Effects on n — GaN Schottky Diodes // IEEE Transactions on Electron Devices. 2003. Vol. 50, N 12. P. 2326–2334.
6. Куракин А. М. Влияние гамма-радиации на характеристические сопротивления нитридгаллиевых гетероструктурных транзисторов с высокой подвижностью электронов // Письма в ЖТФ. 2003. Том 29, вып. 18. С. 3–5.
7. McClory J. W., Petrosky J. C., Sattler J. M., Jarzen T. A. An Analysis of the Effects of Low-Energy Electron Irradiation of AlGaIn/GaN HFETs // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2007. Vol. 54, N 6. P. 1946–1952.
8. McClory J. W., Petrosky J. C. Temperature Dependent Electrical Characteristics An Analysis of Neutron Irradiated AlGaIn/GaN HFETs // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2007. Vol. 54, N 6. P. 1969–1974.
9. Moran J. T., McClory J. W., Petrosky J. C., Farlow G. C. The effects of Temperature and Electron Radiation on the Electrical Properties of AlGaIn/GaN HFETs // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2009. Vol. 56, N 6. P. 3223–3228.
10. White R. D., Bataiev M., Goss S. H. et al. Electrical, Spectral, and Chemical Properties of 1.8 MeV Proton Irradiated AlGaIn/GaN HEMT Structures as a Function of Proton Fluence // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2003. Vol. 50, N 6. P. 1934–1941.
11. Xinwen Hu, Karmarkar A. P., Bongim Junet et al. Proton — Irradiation Effects on AlGaIn/GaN High Electron — Mobility Transistors // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2003. Vol. 50, N 6. P. 1791–1796.
12. Karmarkar A. P., Bongim Jun, Fleetwood D. M. et al. Proton Irradiation Effects on GaN — Based High Electron — Mobility Transistors With Si — Doped Al $_x$ Ga $_{1-x}$ N Thick GaN Cap Layers // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2004. Vol. 51, N 6. P. 3801–3806.
13. Sonia G., Brunner F., Denker A. et al. Proton and Heavy Ion Irradiation Effects on AlGaIn/GaN HFET Devices // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2006. Vol. 53, N 6. P. 3661–3666.

Графеновый инвертер с регулируемой полярностью

Выполнена экспериментальная демонстрация функционального электронного прибора, который представляет собой инвертер с регулируемой полярностью, сконструированный с использованием четырехвыводного амбиполярного графенового полевого транзистора. Полевой транзистор имеет два входных контакта, как верхний затвор, так и нижний затвор. Полярность полевого транзистора может меняться переключением входа на нижний затвор. Наклон характеристики управления инвертера может меняться посредством изменения напряжения на нижнем затворе. Путем добавления двоичных цифровых данных и синусоидальных несущих сигналов к заднему затвору и верхнему затвору инвертера, соответственно, может быть сконструирован однотранзисторный модулятор с двоичной цифровой фазой.

Harada N. et al. A polarity-controllable graphene inverter // *Applied Physics Letters*. Jan. 2010, Vol. 96, Is. 1. P. 012102—012102-3

Перестраиваемые наноразмерные графеновые магнетометры

Обнаружение магнитных полей с наноразмерным разрешением является фундаментальной проблемой для магнитометрии со сканирующим зондом, биосчитывания и магнитного хранения. Современные технологии, основанные на гигантском магниторезистивном эффекте и туннельном магниторезистивном эффекте, при малых размерах ограничиваются тепловыми магнитными помехами и нестабильностью, связанной с крутящим моментом. Эти ограничения не касаются датчиков на эффекте Холла, состоящих из полупроводников с высокой подвижностью носителей и металлических тонких пленок, но потери магнитного потока по толщине датчика значительно ограничивают пространственное разрешение и чувствительность. Были продемонстрированы графеновые приборы с экстраординарным магниторезистивным эффектом, в котором совмещаются эффект Холла и магниторезистивный эффект, с использованием усовершенствованной геометрии, увеличивающей

чувствительность. Структура с нижним затвором обеспечивает возможность контроля характеристик датчика, это может ослабить изменения свойств материала, а также изменения, вносимые при изготовлении прибора, что является неизбежным на наноразмерном уровне.

Simone P. et al. Tunable Nanoscale Grapheme Magnetometers // *Nano Letters*. 2010. 10(1). P. 341—346.

Микро- и наноструктурированный датчик магнитного поля для космических применений

Магнетометры нашли широкое применение при выполнении научных космических миссий. В данном случае представлены конструкция и процесс изготовления миниатюрного магнетометра на основе туннельного магниторезистивного эффекта. Процесс позволяет изготавливать магнитные туннельные переходы в широком диапазоне размеров, используя УФ литографию, обработку сфокусированным ионным лучом и осаждение. Более детально была исследована имплантация в ферромагнитные электроды перехода. Было установлено, что имплантация Ga может повредить магнетометр, если доза облучения превысит 10^{14} см^{-2} .

Persson A. et al. Micro- and nanostructured magnetic field sensor for space applications // *International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems*. 21—25 June 2009. P. 1190—1193.

Печатаемые электронные устройства с высокой подвижностью носителей на основе графена, изготовленного из раствора

Возможность печати графеновых листов на крупномасштабных гибких подложках поддерживает перспективы создания крупномасштабных, прозрачных электронных устройств на гибких подложках. Графеновые листы из графита, полученного из раствора, поддаются объемной обработке и струйной печати. Однако электропроводность и

подвижность носителей заряда этого материала на порядки хуже, чем у механически обрабатываемых аналогов, ввиду повышенной плотности дефектов, что ограничивает использование их в электронике. В статье показано, что благодаря оптимизации нескольких факторов, появляется возможность изготовления графеновых пленок с высокой подвижностью носителей заряда, полученных из крупноразмерных листов из оксида графена, что прокладывает путь к пост-КМОП-электронике полностью на углероде. Электронные структуры с полностью углеродными каналами истока и стока, изготовленные из таких пленок, показали значительно улучшенные транспортные характеристики с подвижностью дырок $365 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ и $281 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, измеренные при комнатной температуре. В частности, собственная подвижность на уровне $5000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ может быть получена из таких пленок, если используется ионное экранирование для того, чтобы свести к нулю Кулоново рассеяние заряженными примесями.

Shual W. et al. High Mobility, Printable, and Solution-Processed Graphene Electronics // Nano Letters. 2010. 10(1). P. 92—98.

НЭМС-переключатель на основе карбида поликристаллического кремния для высокотемпературной логики

Сообщается о разработке впервые НЭМС-переключателей на основе карбида кремния, способного работать в диапазоне от 25 до 600 °С. Были разработаны конструкции как с горизонтальной, так и с вертикальной активацией с пороговыми напряжениями менее, чем 5 В. Были выполнены циклы более 3 млрд переключений при комнатной температуре и более 3 млн при температуре 600 °С. Также предложены модели для описания контактного сопротивления при двух значениях напряжения активации: 1) при низком напряжении активации сопротивление определяется исходным оксидным слоем, который формируется на поверхности SiC; 2) при повышенных напряжениях активации сопротивление может быть описано моделью Шварца.

Lee T.-H. et al. Polycrystalline silicon carbide NEMS for high-temperature logic // International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems. 21—25 June 2009. P. 900—903.

Приборы, основанные на полупроводниковых проволоках

Недавно наноэлектромеханические системы (НЭМС) привлекли значительное внимание ввиду их уникальных характеристик и возможных применений, которые значительно отличаются от характеристик и применений микроэлектромеханических систем. Рабочие частоты НЭМС могут достигать гигагерцовых и терагерцовых уровней и их потребляемая мощность и теплоемкость чрезвычайно низки. Кроме того, уровень интеграции может достигать 10^{12} см^{-2} . В этом обзоре представлены методы интеграции полупроводниковых НЭМС. В частности, исследованы изготовление, структуры, свойства и потенциальные применения двух классов НЭМС: резонаторов и переключателей.

Erts D. et al. Devices based on semiconductor nanowires // International Semiconductor Conference. 12—14 Oct. 2009. P. 37—47.

Использование МЭМС для космических целей

При будущем исследовании Космоса будет делаться акцент на эффективность издержек и на высокую степень ориентированные миссии. Стоимость миссии прямо пропорциональна общему весу космического объекта и поэтому складывается тенденция заменить габаритные и тяжелые компоненты космических носителей, платформ связи и навигации и научных полезных нагрузок. МЭМС-приборы идеально подходят для замены нескольких таких компонентов в будущем, сначала более крупных и более тяжелых компонентов (например гироскопа), затем замены целой подсистемы (например инерционного измерительного устройства) и, наконец, для создания с использованием микроэлектромеханической технологии высоко интегрированных миниатюрных спутников. Этот прогрессивный подход даст возможность создания новых сценариев миссий и более детального исследования космического пространства и поверхности планет. Большинство МЭМС-технологий выгодно использовать для создания очень малых спутников (от 1 до 100 кг), поскольку обеспечиваются нужные уровни характеристик, что возможно только при высокоинтегрированном подходе. Малые спутники обычно используют в научно-технических демонстрационных целях с гораздо более высоким допуском риска, чем в случае использования многотонных связанных спутников. Кроме того, массовое производство МЭМС-компонентов открывает в будущем новый подход в исследовании Космоса посредством отправки плеяды нано- и пикоспутников в космос. В статье представлены примеры

такой миниатюризации и успешного использования МЭМС для космических и планетарных миссий.

De Rooij N. F. et al. MEMS for space // International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems. 21—25 June 2009. P. 17—24.

Интегрированные микротеплоотводы, основанные на микроканалах, изготовленных в кремнии с использованием микромеханической технологии

Представлено описание микромеханической технологии для изготовления интегральных микросистем, пригодных для воздушного охлаждения мощных полупроводниковых приборов. Приводится описание изготовления кремниевых струйных приборов, их характеристики и применения. В поверхностной микромеханической обработке кремния используется толстый (> 20 мкм) резист в качестве жертвенного слоя и электроосаждение тонкого слоя Cu. Снятие электрических характеристик осуществляется на специально сконструированной тестовой структуре. Тестовая структура включает интегральную микросистему для охлаждения непосредственно на кремниевой пластине, платиновые силовой резистор и терморезистор.

Coraci A. et al. Integrated micro heat sink based on microchannels microfabricated onto silicon // International Semiconductor Conference. 12—14 Oct. 2009. P. 223—226.

Корпусирование МЭМС на уровне пластины

Приводится описание методов корпусирования МЭМС на уровне пластины. Эти методы играют важную роль для уменьшения стоимости и повышения надежности. МЭМС-структуры на кремниевых кристаллах герметизируются приваренными крышками или оболочками, изготовленными с использованием поверхностной микромеханической обработки, а электрические межсоединения изготавливаются из полости. Описываются также методы вакуумного корпусирования.

Esashi M. Wafer level packaging // International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems. 21—25 June 2009. P. 9—16.

Использование углеродных нанотрубок в цифровой памяти

В условиях непрерывного масштабирования технологии задержка на межсоединениях играет все более важную роль при определении характеристик интегральных схем. Это мотивировало проведение интенсивных усилий по поиску улучшенной технологии межсоединений как альтернативы обычным медным проводникам, причем значительное внимание было уделено углеродным нанотрубкам (CNT). Однако несмотря на хорошо продемонстрированную сравнительно небольшую задержку на большом расстоянии, CNT имеют несколько недостатков, которые препятствуют использованию их на практике, в том числе трудность изготовления и контактное сопротивление. Данная работа касается практического использования углеродных нанотрубок в цифровой памяти, в частности, простое и эффективное гибридное решение конструкции словарной разрядной шины, которое выражается в сочетании металлического проводника с CNT, используя свойство низкого сопротивления CNT и скрадывая недостатки, свойственные CNT. Было выполнено имитационное моделирование HSPICE для демонстрации эффективности данной гибридной стратегии конструирования при технологических узлах размером до 16 нм.

Shu I. et al. Using carbon nanotube in digital memories // IEEE/ACM International Symposium on Nanoscale Architectures. 30—31 July 2009. P. 57—60.

Вертикальные матрицы, программируемые пользователем на основе интеграции углеродных нанореле и КМОП-приборов

Разработана новая реконфигурируемая архитектура посредством интеграции углеродных нанореле с КМОП-приборами для выполнения функций компонентов вентильной матрицы, программируемой пользователем (ВМПП). Новая архитектура cFPGA (сВМПП) является высокоэффективной, обеспечивая двухкратное увеличение плотности, улучшение значения мощности в режиме хранения и 30 %-ное уменьшение динамической мощности по сравнению со схемами КМОП ВМПП. Это улучшение характеристик достигается посредством использования структур 2T1N в качестве маршрутизаторов: два КМОП-транзистора (2T) — один для цели программирования, а другой для передачи сигнала; одно нанореле (1N) — переключающий элемент. Эти структуры 2T1N не имеют нанореле в сигнальном тракте, избегая тем самым в нем большого квантового сопротивления.

Это представляет собой значительное усовершенствование по сравнению с обычными КМОП-нанореле с гибридными ВМПП схемами. Предлагаемый сВМПП реализуется с использованием вертикальных углеродных нанотрубок, которые сравнительно легче изготавливать, чем горизонтальные нанотрубки.

Tanachutiwat S. et al. FPGA based on integration of carbon nanorelays and CMOS devices // IEEE/ACM International Symposium on Nanoscale Architectures. 30—31 July 2009. P. 61—64.

Новый МЭМС-датчик респираторного потока

Приводится описание КМОП-процесса, совместимого с МЭМС-датчиком для мониторинга респирации. Этот резистивный датчик потока был изготовлен фирмой TSMC с использованием 0,35 мкм-КМОП/МЭМС технологического процесса 2P4M для изготовления схем обработки смешанного сигнала. Этот датчик продемонстрировал чувствительность, достаточную для детектирования скорости респираторного потока, и то, что соотношение между скоростью потока и считываемым напряжением является почти линейным. Если осуществить интеграцию датчика со схемой считывания на одном кристалле, стоимость пневматической системы может быть существенно уменьшена. Кроме того, предлагаемый датчик может быть использован как в инвазивном, так и неинвазивном применениях.

Wei C.-L. et al. A Novel MEMC Respiratory Flow Sensor // IEEE Sensors Journal. Jan. 2010. Vol. 10, Is. 1. P. 16—18.

Мегагерцовые прозрачные тонкопленочные транзисторы на базе нанопроволок

На стеклянных подложках были изготовлены полностью прозрачные тонкопленочные транзисторы (TFT) с использованием матриц монокристаллических проволок в качестве полупроводникового канального материала и низкотемпературного технологического процесса. Нанопроволочный TFT показал частоту отсечки $f_T = 44$ МГц при усилении по току и частоту отсечки $f_{max} = 109$ МГц при усилении по мощности. Использование существующих и масштабируемых технологических процессов позволяет предположить, что нанопроволочный тонкопленочный подход может оказаться многообещающим для реализации быстродействующих прозрачных и гибких интегральных схем, изготавливаемых на различных подложках.

Dattoli E. N. et al. Megahertz frequency characterization of transparent nanowire-based thin-film transistors // IEEE Nanotechnology Materials and Devices Conference. 2—5 June 2009. P. 205—206.

КНИ-платформа для перехода от микро к нано

Приборы, основанные на структуре кремний на изоляторе (КНИ) являются наилучшими кандидатами для максимальной интеграции ИС на кремнии. Обсуждаются механизмы обеспечения характеристик и физические механизмы в одно- или многослойной кремниевой тонкой пленке и материале каналов полевых МОП-транзисторов, влияние одноосных и двухосных напряжений растяжения и сжатия в канале применительно к ультратонким пленкам и ультракоротким каналам, материалы с высокими значениями k , металлические затворы, а также архитектуры исток—сток с металлическим затвором Шоттки. В дальней перспективе представляют интерес появляющиеся КНИ-наноприборы и наноприборы поколений за пределами КМОП, основанные на нанопроволоках и переключаемых структурах с низкой крутизной характеристики.

Balestra F. SOI — a platform for transition from to nano // International Semiconductor Conference. 12—14 Oct. 2009. P. 3—12.

Кремниевый диод на углеродной нанотрубке как детектор освещенности в среднем ИК диапазоне

Сообщается о фотодетекторе среднего ИК-диапазона, основанном на кремниевой наноструктуре, на гетеропереходах с использованием углеродных нанотрубок и работающем при комнатной температуре. Наблюдаемый средний ИК диапазон (8...12 мкм) в спектре фототока совместим с оцениваемой энергией запрещенной зоны полупроводниковых многослойных нанотрубок (диаметр 15...30 нм). Быстрое время реакции (16 мс) и малое температурное изменение ($\sim 10^{-8}$) от ИК света позволяют предположить, что реакция фототока не является следствием болометрического эффекта. Установлено, что исходный механизм фототока в указанном спектральном диапазоне связан с абсорбцией фотонов полупроводниковых многослойных углеродных нанотрубок с последующим разделением зарядов на интерфейсе, их транспортом и накоплением на внешних электродах.

Ong P.-L. et al. Carbon nanotube-Si diode as a detector of mid-infrared illumination // Applied Physics Letters. Jan. 2010. Vol. 96, Is. 3. P. 033106—033106-3.

Кремниевые нанопроволочные датчики, изготовленные по традиционной технологии, предназначенные для химического детектирования в реальном времени

Кремниевые нанопроволочные датчики (SiNW) разработаны с использованием традиционной (*top-down*) технологии, в которой КМОП-структуры проявили совместимость с резистивным химическим обнаружением с высокой скоростью реакции и высокой чувствительностью. Электронно-лучевая технология и реактивное ионное травление кремния с КНИ-структурой обеспечивают совместимость с КМОП-технологическим процессом, точное совмещение с другими электронными компонентами, гибкое конструирование геометрии нанопроволок и хороший контроль электрических характеристик. SiNW-датчики показали большой рабочий диапазон для обнаружения pH (pH = 4...10) со средней чувствительностью ($\Delta R/R$) pH = 2...6 % pH и время нарастания 8 с. Небольшое различие уровня pH ($\Delta \text{pH} = 0,2$) вблизи нейтральных условий pH (pH = 7) может быть определено с использованием SiNW-датчиков. Были также исследованы реакция датчика на наличие ионов щелочных металлов и долгосрочных эффектов дрейфа.

Park I. et al. Top-down fabricate silicon nanowire sensors for real-time chemical detection // Nanotechnology. 8 January 2010. N 1. 9 p.

Фирма IBM продемонстрировала 100-гигагерцовый графеновый транзистор

Фирма IBM Research продемонстрировала транзистор частоты 100 ГГц, работающий при комнатной температуре, изготовленный на графеновой пластине диаметром 50 мм. Для получения графеновых пластин были использованы промышленные пластины из карбида кремния. Затем кремний удалялся с верхнего слоя с использованием процесса термического разложения. В результате был получен монослой графена на изолирующей подложке. Затем были сформированы графеновые транзисторы с металлическим верхним затвором, в которых используется диэлектрический окисел с высоким значением k , изолированный от графенового слоя полимером. Графеновый транзистор показал более чем в 2 раза выше быстродействие, чем кремниевый транзистор при одинаковой длине канала (100 ГГц — для графена, 40 ГГц — для кремния). С использованием сравнительно несложных операций удалось еще больше увели-

чить разрыв между графеном и кремнием. Например, графен, подвешенный над воздушным зазором, в условиях сверхохлаждения имеет подвижность носителей $200\,000\text{ см}^2/\text{В}$ по сравнению с $1400\text{ см}^2/\text{В}$ в кремнии. При демонстрационных испытаниях подвижность носителей в графене на изолирующей подложке при комнатной температуре составила лишь $1500\text{ см}^2/\text{В}$. Длина затвора графенового транзистора составила 240 нм, т. е. почти в 10 раз больше, чем самая малая длина канала, достигнутая с использованием современной литографии (менее 35 нм). Посредством оптимизации процесса касательно увеличения подвижности носителей и уменьшения длины канала поставлена цель достичь быстродействия графенового транзистора до уровня 1 ТГц, что является целью программы по созданию углеродной электроники для радиочастотных применений (CERA) под эгидой DARPA. На первой фазе программы, которая была начата в июле 2008 года, усилия были направлены на разработку процессов синтеза графеновых тонких пленок и демонстрации возможности создания графеновых полевых транзисторов. На второй фазе ставилась задача значительного увеличения графеновых пленок, контроля толщины графена до толщины с точностью до монослоя. Также намечалась демонстрация сверхвысокочастотных графеновых транзисторов. На этом этапе особенно выделяется своими разработками фирма IBM. На третьей фазе будет продолжена оптимизация характеристик транзистора и увеличение активной площади графена до уровня пластин диаметром 200 мм с демонстрацией малошумящего усилителя (коэффициент шума ≤ 1 дБ, работающего в W-диапазоне (≥ 90 ГГц)). Успех развития радиочастотных устройств на базе графена приведет к созданию сверхбыстродействующих, сверхмалошумящих, сверхмаломощных радиочастотных схем, которые окажут значительное влияние на средства связи, средства электронного противодействия, РЛС и многие другие системы военного назначения. Завершение программы намечено на сентябрь 2012 года.

Johnson R. C. IBM demos 100-GHz graphene transistor. URL: <http://www.eetimes.com/showArticle.jhtml?articleID=222801227>

Fritze M. Carbon electronics for RF applications (CERA). URL: <http://www.darpa.mil/MTO/programs/cera/index.html>

Оценка претендента на победу на постКМОП эру

Известный специалист в области микроэлектроники Дж. Мейндл в своем докладе на прошедшей в Сан-Франциско конференции по интегральным схемам отметил, что масштабирование схем на кристалле будет продолжаться, по крайней мере, 15 лет. Что касается процессоров, то их мас-

штабирование может продолжаться до размера узла 7–9 нм, что предполагается завершить к 2024 году. До или после этого срока свое слово может сказать графен в плане выполнения вычислений в терадиапазоне.

К сожалению, при использовании обычной технологии осаждения углеродных пластин диаметром большим, чем 25 мм, они имеют тенденцию к преобразованию в нерегулярные графитовые структуры. Графен имеет большую подвижность носителей заряда, чем кремний, но сдерживается ограниченной запрещенной зоной, что приводит к низкому соотношению уровней состояний "включено—выключено", обычно несколько меньше 10, тогда как у кремния этот показатель составляет сотни.

Тем не менее, как уже сообщалось, фирма IBM продемонстрировала 100-гигагерцовый транзистор, изготовленный на графеновой пластине диаметром 50 мм. Разработчикам удалось расширить запрещенную зону до 130 мэВ посредством использования двухзатворной, двухслойной архитектуры. Также соотношение уровней состояний "включено—выключено" удалось довести до 100 при комнатной температуре и до 2000 при охлаждении прибора. Важным является изолирование затворного диэлектрика с высоким значением диэлектрической постоянной k , уменьшая рассеивание электронов. В настоящее время отработывается метод изготовления графеновых пластин диаметром 100 мм, а также ведутся работы по уменьшению толщины изолирующих слоев для дальнейшего увеличения электриче-

ских полей в целях дальнейшего расширения запрещенной зоны и отношения тока *on-off* полевых транзисторов.

По мнению Мейндла, существуют шесть причин, по которым графен будет продвигать промышленность в постКМОП эру.

1. Графен имеет отношение механическая прочность к весу выше любого из известных материалов.

2. Подвижность носителей заряда превышает $200\,000\text{ см}^2/\text{В}$.

3. Имеет носители с нулевой эффективной массой, которые распространяются, как "фермионы Дирака", подобно фотонам, со скоростью в 300 раз меньшей, чем скорость света, без рассеивания в микроразмерном диапазоне.

4. Плотность проводящего тока в 1000 раз больше, чем у меди.

5. Рекордные значения теплопроводности (5000 Вт/мК при комнатной температуре).

6. Возможность изготовления областей истока и стока полевых транзисторов, а также межсоединений.

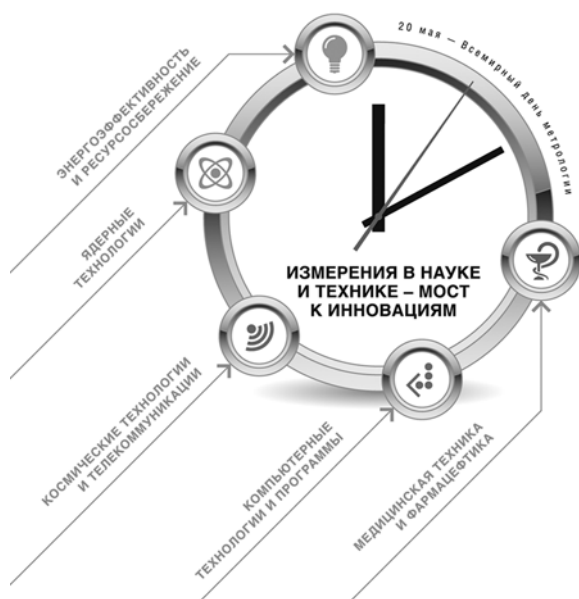
LaPedus M. ISSCC: Expert picks winner for post-CMOS era. URL: <http://www.eetimes.com/showArticle.jhtml?articleID=222700407>

Johnson R. C. IBM opens bandgap for graphene. URL: <http://www.eetimes.com/showArticle.jhtml?articleID=222600177>

Составил В. А. Юдинцев,
НПК "Технологический центр", МИЭТ
e-mail: vladimir.yudintsev@gmail.com

7-й Московский международный форум

MetrolExpo '2011



7-я Выставка-конкурс средств измерений, испытательного и лабораторного оборудования

3-й Симпозиум «Точность. Качество. Безопасность»

17-19 мая, Москва, ВВЦ

Организатор:

Федеральное агентство по техническому регулированию и метрологии (Росстандарт)

Содействие:

Аппарат Правительства Российской Федерации

Международные партнёры:

The International Bureau of Weights and Measures (BIPM),
International Organization of Legal Metrology (OIML),
The European Association of National Metrology Institutes (EURAMET),
Euro-Asian Cooperation of national metrological institutions (COOMET).

С участием:

Минпромторг России, Минздравсоцразвития России, Минобрнаука России, Минобороны России, Роскосмос, Государственные корпорации «Роснано», «Росатом», «Ростехнологии» и «ЖКХ», ОАО «РЖД», ОАО «ОАК», ОАО «Газпром», ОАО «Роснефть», Российские металлургические группы, Ассоциация автопроизводителей России, Российское химическое общество, НП «Росхимреактив», Ассоциация аналитических центров «Аналитика», Ассоциация строителей России, Региональные ЦСМ и метрологические институты

Экспертная комиссия:

ФГУ «Ростест-Москва»,
32 ГНИИ Минобороны России

Устроитель и выставочный оператор:

Компания «Вэстстрой Экспо»

Дирекция мероприятия:

Тел./факс: +7 (495) 937-4023 • E-mail: metrol@expoprom.ru
Адрес: 129223, РФ, Москва, ВВЦ, стр. 227, а/я 35

www.metrol.expoprom.ru

Rathkeen L. S. *The Prospective of Development of the Dimensional Metrology in the Field of Nanotechnologies and Microelectronics*. 2

The scientific session of The Department of the nanotechnologies and information technologies (DNIT) of Russian Academy of Science (RAS) took part in Moscow in 2010 under the leadership of the director of Physical and technological institute of RAS academician A. A. Orlikovskiy and was dedicated for the prospective of development of the dimensional metrology in the field of nanotechnologies and microelectronics. On the session were discussed different questions, such as standardization and metrological support of micro- and nanotechnologies, nanometrology for measuring of geometrical parameters of products, work of raster electronic and atomic power microscopes, precision measuring in the nanometer range, neutron and synchrotron research of nanomaterials, scanning probe microscopy for researching of nanosystems and nanomaterials.

Keywords: dimensional, metrology, nanotechnologies, microelectronics, standardization, nanometrology, scaling, REM, APM, neutron, synchrotron, nanosystems, nanomaterials

Dudin A. A., Kustov E. F. *The Theory of Calculating the Basic Parameters of Nanoparticles to Determine Their Composition* 7

In this paper we consider the problem of classifying nanoparticles, the composition and one of the ways to solve it. The authors present a theoretical description of the calculation of key parameters to determine their composition and classification. We are required to calculate formulas and their description. An original structure of the data table. Also, we have demonstrated the possible use of these data and the further stages of the decision by the authors concern the classification and determination of the composition of the nanoparticles.

Keywords: theory, composition, classification, parameters, structure, calculation

Sidorova S. V., Yurchenko P. I. *Study Nanostructures Islet Formation in Vacuum*. 9

Results of study nanostructures islet formation in vacuum by thermal evaporation are presented. The experimental stand and method of control growth of islet nanostructures during evaporation of copper are presented. The dependence of sizes of island nanostructures on the technological deposition parameters is shown.

Keywords: islet nanostructures, vacuum, atomic force microscope

Bogdanov S. A., Zakharov A. G., Lytyuk A. A. *Modelling of Potential Distribution in Schottky Barriers Taking into Account Edge Effect*. 12

A technique for evaluating the electrostatic potential distribution in a semiconductor materials of a metal-semiconductor contact with a Schottky barrier, taking in account edge effect and spatially inhomogeneous distribution of electrically active impurities in a semiconductor has been developed. This technique allows to prognosticate the most probable mechanism of charge carrier transport through metal-semiconductor contact taking in account its topology and to model its voltage-current characteristics.

Keywords: Schottky barrier, semiconductor, Poisson equation, electrostatic potential, edge effect, deep level

Voitsekhovskii A. V., Nesmelov S. N., Kulchitsky N. A., Melnikov A. A. *Light-Emitting Heterostructures AlGaIn/InGaIn/GaN with Multiple Quantum Wells*. 16

The physical properties of group III nitrides, as well as light emitting structures for visible and ultraviolet spectral ranges were considered. Design and characteristics of foreign and Russian light-emitting diodes based on heterostructures AlGaIn/InGaIn/GaN were described. The review of recent work devoted to improving of quantum efficiency of light-emitting diodes for visible spectral range was performed.

Keywords: nitrides of III group, visible band light-emitting diodes, multiple quantum wells, quantum yield

- Sinev L. S., Ryabov V. T.** *Coefficient of Thermal Expansion Balancing for Field Assisted Bonding of Silicon to Glass* 24
 Stresses caused by thermal expansion coefficients mismatch of anodically bonded glass and silicon samples are studied. An analytical model to determine graphically the optimum bonding temperature is presented. Recommendations on choosing bonding temperature are made.
Keywords: anodic bonding, field assisted bonding, thermal expansion, stress
- Malyshev A. V.** *Action of Fabrication Technique on Lithium-Titanium Ferrite Ceramic Electro-Physical Properties* 28
 For the first time electrophysical properties complex of lithium-titanium ferrite ceramics investigated. Interconnection between dielectric, magnetic and structural parameters was found. Redistribution of iron cation on sublattices and diffusion process from grain boundary in a volume of grain ferrite ceramic determined that characteristics interconnection.
Keywords: ferrite, microstructure, complex permeability, saturation magnetization, relaxation polarization, ferroelectric domain, thermogravimetric analysis
- Hromova L. P., Korostelev V. F.** *Formation of Quasicrystal Structures in Alloys on the Basis of Aluminum* 33
 On the basis of the analysis of thermodynamic functions and experimental data possibilities of change of crystal structure and interatomic interactions in alloys on the basis of aluminum are considered. Results of researches can be used by developers of materials with a demanded combination of properties.
Keywords: the association of the interaction of atomic groups, the covalent interaction of the components, the thermodynamics and kinetics of the amorphous, quasi crystals, x-ray phase analysis, the entropic nature of the stabilization of quasi-crystals
- Gromov D. V., Matveev Yu. A., Fedorov Y. V.** *Influence of Radiation on Gallium Nitride Elements Characteristics*. 39
 Radiation effects in microwave semiconductor devices based on gallium nitride have been analyzed. The characteristics of Schottky diodes and field-effect transistor structures have been investigated. The physical mechanisms in radiation change of GaN devices have been determined.
Keywords: gallium nitride, radiation, nanoheterostructures, two-dimensional electron gas, microwave devices

For foreign subscribers:

Journal of "NANO and MICROSYSTEM TECHNIQUE" (Nano- i mikrosistemnaya tekhnika, ISSN 1813-8586)

The journal bought since november 1999.

Editor-in-Chief Ph. D. Petr P. Maltsev

ISSN 1813-8586.

Address is: 4, Stromynsky Lane, Moscow, 107076, Russia. Tel./Fax: +7(499) 269-5510.

E-mail: nmst@novtex.ru; <http://novtex.ru/nmst/>

Адрес редакции журнала: 107076, Москва, Стромынский пер., 4. Телефон редакции журнала (499) 269-5510. E-mail: nmst@novtex.ru

Журнал зарегистрирован в Федеральной службе по надзору за соблюдением законодательства

в сфере массовых коммуникаций и охране культурного наследия.

Свидетельство о регистрации ПИ № 77-18289 от 06.09.04.

Дизайнер Т. Н. Погорелова. Технический редактор Е. М. Патрушева. Корректор Т. В. Пчелкина

Сдано в набор 21.03.2011. Подписано в печать 18.04.2011. Формат 60×88 1/8. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 6,86. Уч.-изд. л. 8,55. Заказ 283. Цена договорная

Отпечатано в ООО "Подольская Периодика", 142110, Московская обл., г. Подольск, ул. Кирова, 15