# 

Издается с 1999 г.

#### 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 Российский индекс научного цитирования

#### Главный редактор Мальцев П. П.

Зам. гл. редактора Лучинин В. В.

С

#### Релакционный совет:

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

#### Редакционная коллегия:

Абрамов И. И. Андриевский Р. А. Антонов Б. И. Арсентьева И. С. Астахов М. В. Быков В. А Волчихин В. И. Горнев Е. С Градецкий В. Г. Гурович Б. А. Журавлев П. В. Захаревич В. Г. 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. Серебряников С. В. Сухопаров А. И. Телец В. А. Тимошенков С. П. Тодуа П. А.

Отв. секретарь Лысенко А. В.

Редакция:

Безменова М. Ю. Григорин-Рябова Е. В. Чугунова А. В.

> Учредитель: Издательство "Новые технологии"

СОДЕРЖАНИЕ	
НАНОТЕХНОЛОГИИ И ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ Герасименко Н. Н., Смирнов Л. И. Радиационная стойкость наноструктур.	2
молелирование и конструирование мнот	-
Басаев А. С., Данилюк А. Л., Андреенко А. В., Лабунов В. А., Прудникова Е. Л., Тагаченков А. М., Янушкевич К. И. Модель магнитной структуры наночастиц цементита, капсулированных в углеродных нанотрубках. Часть 2	12
МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНСТ	
<b>Дорошевич В. К.</b> Рекомендации к построению и содержанию нормативной до- кументации предприятий по статистическому контролю и регулированию тех- нологических процессов микросхем	21
ЭЛЕМЕНТЫ МНСТ	
<b>Белкин М. Е., Васильев М. Г.</b> Полупроводниковые лазерные излучатели с вы- соким произведением средней мощности на полосу модуляции	23
Белозубов Е. М., Белозубова Н. Е., Козлова Ю. А. Тонкопленочные емкостные МЭМС-структуры с возможностью измерения температур электродов Образцов Р. М., Юняев А. Р., Новиков А. В. Выбор максимально эффектив-	33
ных размеров балочного пьезоэлектрического биморфного чувствительного эле- мента для малогабаритного вибрационного гироскопа	37
микроактюаторов	40
<b>Мустафаев Ар. Г., Мустафаев Аб. Г.</b> Влияние накопленной дозы излучения на КМОП-транзисторы, изготовленные по КНС-технологии	44
ПРИМЕНЕНИЕ МНСТ	
Зайцев Н. А., Алимухамедов М. Р. Использование поверхностного интегрального акселерометра для работы в составе комплекса парашютно-реактивной системы	47
ОБМЕН ОПЫТОМ	
Штенников В. Н. Уточняем рекомендации международных стандартов IPC Contents	50 55
Аннотации статей журнала и требования к оформлению статей доступны на сайте журнала http://www.microsystems.ru. http://eLIBRARY.ru	a:
ΠΟΔΠИСКА:         Адрес для переписки:           • по каталогу Роспечати (индекс 79493);         Адрес для переписки:           • по каталогу "Пресса России" (индекс 27849)         e-mail: nmst@novtex.ru	

© Издательство "Новые технологии", "Нано- и микросистемная техника", 2008.

в редакции журнала (тел./факс: 269-55-10)

•

# Чанотехнологии и зондовая микроскопия

#### УДК 539.23-022.53

**Н. Н. Герасименко**, д-р физ.-мат. наук, проф., **Д. И. Смирнов**, студент,

ГОУ ВПО Московский государственный институт электронной техники (технический университет), Москва, Зеленоград, rmta@miee.ru

### РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ НАНОСТРУКТУР

Настоящая работа представляет собой обзор, затрагивающий главные аспекты радиационной стойкости наноструктур и наноструктурированных материалов, приборов на их основе. Рассматривается радиационная стойкость углеродных наносистем (нанотрубок, графена, нановолокна), полупроводниковых наноструктур A<sup>III</sup>B<sup>V</sup>, нанокристаллических и пористых материалов, применяемых в нано- и фотоэлектронике. Для объяснения эффекта повышенной структурной радиационной стойкости нанокристаллических материалов предлагается и обсуждается модель этого явления.

**Ключевые слова:** радиационная стойкость, наноструктуры, облучение ионами, структурная и функциональная деградация.

#### Введение

Проблема радиационной стойкости на сегодняшний день является актуальной в связи со многими причинами. Развитие атомной промышленности, ядерной энергетики и космической техники постоянно требует разработки радиационно-стойких материалов и электронного оборудования, способных работать в условиях воздействия ионизирующих излучений. Не следует забывать также и о том, что высокая радиационная стойкость — одно из самых главных требований, предъявляемых к оборудованию, которое используется в военной технике.

Как следствие, исследование радиационной стойкости наноструктур в последнее время представляет особый интерес в связи с тем, что для данных систем наблюдается эффект повышенной радиационной стойкости и что использование новых наноматериалов и приборов на их основе, специально спроектированных для эксплуатации в экстремальных условиях, предполагает ряд очевидных преимуществ не только для космических приложений и атомной промышленности, но и для многих других областей современной индустрии и технологии будущего.

Цель настоящей работы — проанализировать, каким образом особенности перехода в наноразмерную область влияют на повышение радиационной стойкости наноструктур по сравнению с традиционными материалами, и представить обзор работ, свидетельствующих о том, что повышенная радиационная стойкость является общим свойством наноразмерных структур как по отношению к деградации функциональных параметров, так и по отношению к скорости введения структурных радиационных нарушений.

Для объяснения эффекта повышенной структурной радиационной стойкости нанокристаллических материалов предлагается и обсуждается модель этого явления. Рассматриваются области применения и перспективы использования наноэлектронных материалов с повышенной радиационной стойкостью.

#### Предмет изучения радиационной стойкости

Под радиационной стойкостью обычно понимают неизменность параметров материала или прибора при воздействии ионизирующим излучением. Это наиболее общее определение радиационной стойкости, в других случаях, обсуждая радиационную стойкость, авторы конкретно говорят о структурных изменениях материала, проявляющихся, в свою очередь, в изменении функциональных свойств и параметров.

Так, в ряде работ радиационная стойкость наноструктур рассматривается на базе экспериментальных результатов, демонстрирующих отсутствие деградации некоторых параметров наноструктурных элементов, в частности фото- или электролюминесценции, как важнейших параметров нанофотоэлектроники.

Вместе с тем, ряд нанообъектов (материалов наноэлектроники) обладает повышенной радиационной стойкостью по отношению к скорости введения радиационных структурных нарушений. Проявляется радиационная структурная стойкость в материале следующим образом: нанообъект медленно накапливает вводимые дефекты (этим характеризуются нанопорошки и нанопористые материалы) или восстанавливает свою структуру после или во время радиационного воздействия, например, происходит самозаживление (*self-healing*) углеродных нанотрубок при достаточно высоких температурах.

Кроме того, очень важной является проблема корректности сравнения результатов, описывающих радиационную стойкость различных материалов, или результатов, полученных при разных условиях. Для нанообъектов данная проблема приобретает особое звучание, поскольку наноматериалы — новый вид технологической продукции, и часто становится весьма проблематично подобрать образец для корректного сравнения. Так, говорить о более высокой стабильности углеродных нанотрубок по отношению к неуглеродным системам некорректно, их необходимо сравнивать с углеродными системами.

Таким образом, большинство работ условно можно разделить на две группы: рассматривающие радиационную стойкость с позиций структурных изменений и с позиций деградации функциональных параметров материала или прибора.

Опираясь на представленные выше положения, в обзоре будет обсуждаться радиационная стойкость нанообъектов и приборов на их основе.

# Углеродные системы: нанотрубки, нановолокна, графен

Интерес к нанотрубкам в научном сообществе возник достаточно давно. В настоящее время данный материал

исследуется на предмет возможности широкого практического применения, в том числе в микро- и наноэлектронике. В настоящее время первостепенный интерес вызывают именно углеродные нанотрубки, имеющие уникальные электрофизические свойства. Многие результаты свидетельствуют о том, что нанотрубки интересно ведут себя под радиационным воздействием [1].

По отношению к вопросу радиационной стойкости углеродных нанотрубок в мировой литературе еще не сложилось однозначного мнения. Кроме того, механизмы образования радиационных дефектов в данных структурах еще не изучены достаточно хорошо.

Следует обратить внимание на эксперимент по малоэнергетическому облучению отдельных одностенных углеродных нанотрубок ионами Ar<sup>+</sup> с энергией 30 кэВ и дозой  $10^{11}$  см<sup>-2</sup>, выполненный авторами работы [2]. Выяснилось, что деградация структуры связана с выбиванием отдельных атомов углерода ускоренными частицами. В результате облучения образуются изолированные кластеры из одной или нескольких вакансий, что хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями [3, 4]. Наблюдаемые на изображении (рис. 1), полученном с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ), холмообразные дефекты-поднятия связаны, как было показано, с появлением вакансионных кластеров [2]. Данные дефекты явным образом сказались на собственной проводимости нанотрубок. Так, результаты работы [5] подтвердили, что на увеличение удельного сопротивления нанотрубки влияют главным образом дивакансии. Расчеты показали, что всего лишь 0,03 % дивакансий от общего числа атомов в нанотрубке способны уменьшить проводимость последней на три порядка. Авторы работы отдельно отмечают описанное поведение и склоняются к тому мнению, что для одномерных систем, к которым можно отнести и нанотрубки, введение небольшого числа радиационных дефектов существенно сказывается на сохранении электрофизических параметров, в то время как структура нанобъекта существенно не деградирует.



Рис. 1. АСМ-сканы одностенных углеродных нанотрубок с холмообразными дефектами, возникшими вследствие облучения ионами Ar<sup>+</sup> 30 кэВ с дозой  $10^{11}$  см<sup>-2</sup>: a — общий вид облученной нанотрубки;  $\delta$  — холмообразное дефектное образование на поверхности нанотрубки [2]

В работе [6] были обсуждены процессы, препятствующие накоплению радиационных дефектов в нанотрубках. Во время отжига при температуре около 450 °С структура нанотрубки стремится к минимуму свободной энергии, и образовавшиеся дефекты заживляются за счет образования связей между соседними атомами, входящими в состав вакансионного кластера. Происходит восстановление структуры, сопровождающееся уменьшением диаметра нанотрубки (рис. 2). Данный процесс получил название *self-healing*, т. е. эффект самозаживления структурных дефектов и нарушений.



углеродной нанотрубки:

a — нестабильная вакансия в углеродной нанотрубке;  $\delta$  — конфигурация, соответствующая минимуму свободной энергии при восстановлении моновакансии; e — метастабильная конфигурация; e — дивакансионный кластер в углеродной нанотрубке; d — конфигурация, соответствующая минимуму свободной энергии в случае восстановленной дивакансии [1]



Рис. 3. АСМ-скан образца с одностенными нанотрубками (*a*); СЭМ-скан с многостенными нанотрубками ( $\delta$ ); СЭМ-скан образца с углеродными волокнами, полученными осаждением из газовой фазы ( $\epsilon$ ) и АСМ-скан образца с углеродными нановолокнами ( $\epsilon$ ). Образцы (a,  $\delta$ ,  $\epsilon$ ) получили облучение 10 000 Гр; ( $\epsilon$ ) — 1000 Гр [7]

В работе [7] авторами исследовались образцы с пленками из одно- и многостенных углеродных нанотрубок, образцы с нановолокнами полимера и хорошо упорядоченные углеродные волокна, полученные методом осаждения (рис. 3). Для моделирования условий облучения во время космического полета в присутствии галактического радиационного фона, представляющего наибольшую опасность для электронного оборудования, описанные образцы бомбардировались тяжелыми ионами криптона-86 с энергией пучка 142 МэВ/нуклон. Степень радиационного воздействия оценивалась по следующей стандартной шкале отсчета поглощенной дозы, применяемой в Национальном аэрокосмическом агентстве США для качественной оценки степени деградации функциональных компонентов электронного космического оборудования: несущественное повреждение —  $100 \ \Gamma p^1$ , существенное повреждение – 1000 Гр и полное разрушение — 10 000 Гр. Выводом работы стало подтверждение радиационной стойкости углеродных наносистем и сохранение их электрофизических параметров при длительном воздействии ускоренными ионами криптона.

На рис. 3 представлены изображения облученных образцов, полученных с помощью атомно-силовой (ACM) и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). После облучения дозой 1000 Гр осталось всего несколько сохранивших форму волокон на образцах, полученных осаждением. После облучения дозой 10 000 Гр они были разрушены полностью. На образцах с волокнами полимера при 10 000 Гр присутствовало множество локально расплавленных областей. В отличие от остальных образцы с одностенными и многостенными углеродными нанотрубками не получили повреждений, даже при дозе 10 000 Гр.

В работе [8] были получены следующие результаты. При облучении протонами массива одностенных или многостенных нанотрубок до доз  $10^{15}$  см<sup>-2</sup> с помощью средств просвечивающей электронной микроскопии визуально не отмечалось существенной структурной деградации. Углеродные нанотрубки полностью разрушались при дозах порядка  $10^{16}$ — $10^{17}$  см<sup>-2</sup>.

Авторы исследования [9] наблюдали большую стабильность макроскопических образцов по сравнению с отдельно взятыми нанотрубками и привели следующие аргументы в пользу этого факта. При дозах 10<sup>12</sup>—10<sup>14</sup> см<sup>-2</sup> введенных дефектов еще относительно мало и ток перераспределяется в образце, минуя дефектные трубки. Отмечен также факт, что при энергиях, больших 10 МэВ, протоны проходят сквозь тонкую пленку из нанотрубок практически без создания дефекmall cross saction

тов (эффект small cross-section).

Представленные результаты работ говорят о том, что углеродные нанотрубки гораздо более толерантны к ионизирующему излучению, нежели углеродное волокно, зарекомендовавшее себя как универсальный материал. По этой причине, мы полагаем, об углеродных нанотрубках в последнее время повсеместно заговорили как о материале, обладающем повышенной радиационной стойкостью. Однако приведенные выше заключения в полной мере не позволяют сделать вывод о скорости введения радиационных дефектов в структуру углеродной нанотрубки.

Остановимся на возможностях и перспективах использования нанотрубок в практических приложениях, рассчитанных на длительную эксплуатацию в жестких радиационных условиях. Прежде всего, было предложено использовать массивы нанотрубок ввиду их уникальных проводящих свойств, в качестве материала для разрабатываемых функциональных компонентов наноэлектроники.

Транспорт носителей в нанотрубках является баллистическим, т. е. электроны практически не испытывают рассеяния, благодаря чему материал имеет высокую электропроводность. В частности, в работе [10] углеродные нанотрубки тестировали для использования в качестве проводящей разводки интегральных микросхем, которая должна быть устойчивой к сильному радиационному воздействию. Применение выращенных слоев нанотрубок как разводки в будущем позволит избежать проблем, свойственных современной металлизации. Прежде всего, это электромиграция, а также вредное взаим-

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Гр (грей) — в системе СИ единица поглощенной дозы,  $[1 \ \Gamma p] = 1 \ Дж/кг.$ 

ное проникновение атомов между металлом и подложкой.

Наиболее перспективным способом применения углеродных нанотрубок в настоящее время считается их использование в приборах, основанных на эффекте поля. В частности, в предложенном в работе [11] прототипе радиационно-стойкого полевого транзистора с барьером Шоттки сетка из многостенных углеродных нанотрубок использовалась в качестве материала проводящего канала. Работа транзистора осуществлялась в основном за счет варьирования контактного сопротивления, а не за счет управления проводимостью канала.

В работе [12] прототип полевого транзистора с проводящим каналом из сетки одностенных углеродных нанотрубок был подвергнут воздействию протонного облучения с энергией 10...35 МэВ и дозой  $4 \cdot 10^{11}$ ... $4 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Исследовалась деградация



Рис. 4. ВАХ полупроводникового полевого транзистора на основе сетки из одностенных углеродных нанотрубок до и после облучения протонами с энергией 35 МэВ и дозой  $4,1 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>:

a — зависимость тока сток-исток от напряжения сток-исток при различных напряжениях на затворе ( $V_G = -5, -3, -1$  и 1 В);  $\delta$  — зависимость тока сток-исток от напряжения на затворе при различном напряжении смещения сток-исток ( $V_{DS} = 0.5, 1$  и 2 В) [12]

функциональных параметров транзистора, таких как ток стока, пороговое напряжение и крутизна. Как было показано, данное ионизирующее воздействие не вызвало радикальных изменений и отказов в работе прибора. Однако следует учесть тот факт, что все же вольт-амперные характеристики исследованного полевого прибора сильно уступают характеристикам современных приборов, изготовленных по традиционной технологии (рис. 4). Ток стока разработанных прототипов имеет недостаточное значение для обеспечения требуемых нагрузочной способности и воспроизводимости сигнала.

Отдельного упоминания заслуживает графен, представляющий собой моноатомные слои графита. Перспективы практического применения графена, в первую очередь, связывают с использованием в приборах, принцип работы которых основывается на эффекте поля. Ряд работ [13—15] подтвердил возможность применения графена в различных структурах полевых транзисторов.

Несмотря на повсеместный интерес к графену, открытым остается вопрос о его радиационной стойкости, в том числе по отношению к другим углеродным системам. В работе [16] компьютерными методами было исследовано действие облучения легкими ионами на структуру графена и углеродных нанотрубок. Наиболее существенным оказался результат по расчету значения пороговой энергии дефектообразования при облучении протонами. Так, методами молекулярной динамики удалось показать, что для одностенных нанотрубок данное значение составляет 80...85 эВ, в зависимости от вида выбранного потенциала взаимодействия. Для графена это значение оказалось равным 55... 65 эВ. Как и в нанотрубках, основными типами радиационно-индуцированных дефектов в графене являлись вакансионные кластеры и адатомы, захваченные из внешней среды, что подтверждено как практическими экспериментами, так и компьютерным моделированием [17, 18].

#### Гетероструктуры, квантовые точки состава А<sup>ШВV</sup>

Современную, а особенно будущую электронную технологию, без повсеместного использования гетероструктур и квантовых точек представить невозможно. Гетероструктуры и квантовые точки состава  $A^{III}B^{V}$  получили широкое распространение в связи с быстрым развитием фотоэлектроники. Их используют в полупроводниковых лазерах с низкими пороговыми токами, инфракрасных фотодатчиках, рассматривают как основные структуры для производства перспективных компьютерных архитектур и высокочастотной оптической памяти.

Вполне очевидно, что если рассматривать наноструктуры для нанофотоэлектроники, то и радиационная стойкость будет интересна с точки зрения деградации такого важного функционального параметра, как интенсивность фотолюминесценции (ФЛ).

Рассмотрение радиационной стойкости наноструктур на основе материалов  $A^{III}B^V$  следует начать с описания результатов работ по исследованию перспективных наноструктур из нитрида галлия. Сразу отметим, что нитрид галлия выгодно отличается от традиционного арсенида галлия с точки зрения радиационной стойкости. По этому параметру объемный GaN превосходит GaAs практически в 2 раза [19].

Авторы работы [19] в качестве объекта исследований выбрали эпитаксиальные слои GaN, представляющие собой пирамидальные наноструктурные образования, выращенные с помощью металлоорганического осаждения из газовой фазы.

В работе исследовалась деградация ФЛ под действием облучения тяжелыми ионами. Описанные образцы были подвергнуты облучению при комнатной температуре ионами  $Kr^{+15}$  с энергией 85 МэВ ( $10^{12}$  и  $10^{13}$  см<sup>-2</sup>) и 130 МэВ ионами  $Xe^{+23}$  ( $5 \cdot 10^{11}$ и  $5 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>). Для получения сведений о радиационном воздействии использовалось комбинационное рассеяние света на образцах GaN. На рис. 5, *a*—*e*, представлены результаты, подтверждающие повышенную радиационную стойкость эпитаксиальных слоев нитрида галлия по отношению к облучению тяжелыми ионами, разогнанными до высоких энергий.

Необходимо отметить результат, показывающий, что интенсивность ФЛ монокристаллического об-







Рис. 6. Нормализованная фотоинтенсивность ФЛ от InGaAs/GaAs КТ и КЯ после облучения протонами с энергией 1,5 МэВ: кривая  $1 - 7 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>; кривая  $2 - 6 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>; кривая  $3 - 2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>; кривая  $4 - 3 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>; кривая  $5 - 6 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>; кривая  $6 - 2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup> [20]

разца после облучения дозой  $10^{13}$  см<sup>-2</sup> уменьшилась в 10 раз по сравнению с первоначальной (рис. 5, *в*), в то время как для наноструктурированного образца интенсивность деградировала всего лишь в 3 раза.

Сравнение свойств квантовых ям (КЯ) и квантовых точек (КТ) одного и того же состава позволяет сделать существенные выводы по радиационной стойкости данных структур. В работе [20] сравнивается интенсивность ФЛ от InGaAs/GaAs КЯ и КТ (рис. 6), полученных с помощью металлоорганического химического осаждения из газовой фазы.

Некоторые из фундаментальных свойств КТ предполагают, что оптоэлектронные устройства на основе КТ должны иметь бо́льшую радиационную стойкость, чем приборы на КЯ. Авторы исследования приводят следующие аргументы для объяснения данного феномена. Во-первых, общий процентный объем активной области КТ является очень малым, что в самоформирующихся InGaAs/GaAs КТ по отношению к площади поверхности составляет от 5 до 25 % в зависимости от условий процесса роста. Поэтому шанс появления индуцированных радиацией дефектов в активной области значительно уменьшается, а следовательно, также уменьшается вероятность фотовозбужденным носителям безызлучательно рекомбинировать на радиационном дефектном центре.

Во-вторых, трехмерная квантово-размерная локализация экситонов (*three-dimensional quantum confinement*) в квантовых точках (диаметр InGaAs KT составляет в среднем 5...25 нм) уменьшает вероятность



Рис. 7. Нормализованная фотоинтенсивность ФЛ от InAs-КТ для различных протонных доз.

Интенсивность ФЛ нормирована по отношению к образцам без облучения [21]

захвата фотовозбужденных носителей радиационными дефектными центрами, которые играют роль центров безызлучательной рекомбинации. Под квантово-размерной локализацией в данном случае нужно прямо понимать захват носителей в активную область квантовой точки: при переходе к наноразмерам вероятность такого процесса чрезвычайно велика.

В результате радиационного воздействия радиационные дефектные центры неизбежно формируются, и по существу они должны перехватывать

большое число носителей с последующей их безызлучательной рекомбинацией. Однако такого на практике не наблюдается. Вследствие квантоворазмерной локализании сечение захвата носителей в активную область квантовой точки значительно больше сечения захвата безызлучательных дефект- 1 ных центров, что в конечном итоге и приводит к такому важному результа- и ту, как несущественная деградация ФЛ квантовых точек. Здесь можно говорить о том, что рекомбинирующие носители не чувствуют введения новых безызлучательных центров рекомбинации, в качестве которых выступают радиационные дефекты.

Однако в работе [20] нет данных о скорости накопления радиационных дефектов, и, следовательно, оценить вклад структурных радиационных нарушений, которые оказывают влияние на интенсивность излучательных и безызлучательных процессов, не представляется возможным.

Последними исследованиями установлено, что интенсивности ФЛ на КТ и эффективность лазеров на КТ могут быть даже увеличены после малых доз облучения. На рис. 6 видно увеличение интенсивности ФЛ в КТ (от ~ 10 до 70 %) при протонном облучении малыми и средними дозами (от  $7 \cdot 10^{11}$  до  $7 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>). Тот факт, что данное увеличение не наблюдается для КЯ, также свидетельствует о том, что это эффект трехмерной размерной локализации.

В связи со сказанным выше возникает вопрос о дополнительных процессах, препятствующих рекомбинации носителей на безызлучательных дефектных центрах. Существенным фактором [21], стимулирующим увеличение радиационной стойкости, является влияние полей упругих напряжений, существующих в кристаллах, в которых КТ получены внутри сверхрешеток. Периодическая структура сверхрешетки служит дополнительным тормозом для освобождения носителей из КТ, поскольку потенциальный барьер неоднократно повторяется в пространстве [22]. Подтверждением высказанных идей при постановке эксперимента являются результаты, представленные на рис. 7.

Что касается радиационной стойкости приборов на основе гетероструктур и квантовых точек, то ее можно проиллюстрировать следующими примерами.

В работе [23] сравнивается интенсивность излучения лазерных диодов, выполненных на основе InGaAs/GaAs квантовых ям и квантовых точек (рис. 8). Как и следовало ожидать, интенсивность излучения приборов на КТ деградировала не так существенно, как у приборов на КЯ, что и позволило первым не выходить за пределы требуемого рабочего режима. Аналогичный результат получен в работе [24] для лазеров на основе КТ и КЯ такого же состава (рис. 9).



Рис. 8. Мощность излучения лазерных диодов на основе InGaAs/GaAs KЯ (*a*) и KT (*б*) до и после облучения ионами фосфора с энергией 8,56 МэВ, доза  $10^8$ ,  $10^9$ ,  $10^{10}$ ,  $10^{11}$  см<sup>-2</sup> [23]



Рис. 9. Выходная мощность излучения лазера на InGaAs/GaAs KT и KЯ до и после облучения протонами с энергией 2,4 МэВ дозой  $2 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup> [24]

# Пористые полупроводниковые материалы: пористый кремний, пористый фосфид галлия

Повышенную радиационную стойкость явно можно проследить на примере пористого кремния (*por*-Si) в сравнении со стойкостью монокристаллических образцов (*c*-Si). Благодаря простоте технологии приготовления *por*-Si, его относительно интенсивной люминесценции [25] и возможности использования в кремниевой технологии данный материал является весьма привлекательным для оптоэлектроники, в том числе для создания оптомикроэлектронных схем с высоким уровнем интегра-

В работе [26] исследовано влияние ионизирующего облучения на собственные структурные и люминесцентные свойства *por*-Si. Толщина полученных нанопористых слоев на пластине монокристаллического кремния составила 4...5 мкм, пористость — 70 %.

На рис. 10 представлены данные экспериментов по комбинационному рассеянию света. Для исходного образца *с*-Si наблюдается линия, соответствующая рассеянию на объемных фононах (520 см<sup>-1</sup>). Видно, что после имплантации Ar<sup>+</sup> с энергией 300 кэВ с дозой  $2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup> данная линия исчезает, это связано с полной аморфизацией приповерхностного слоя [27].

Спектры комбинационного рассеяния света от слоев *por*-Si представляют собой наложение линий рассеяния от объемных фононов, колебаний в нанокристаллах и аморфной фазы. Полученные данные свидетельствуют о меньшем по сравнению с монокристаллическими образцами разрушающем действии ионизирующего излучения на слои *por*-Si.

По мнению авторов [26], причина повышенной радиационной стойкости пористых слоев прежде всего связана с чрезвычайно развитой поверхностью *por*-Si (до 600  $\text{m}^2/\text{cm}^3$ ) за счет образования нанокристаллов, границы которых могут выступать как область эффективного стока с последующей аннигиляцией радиационных дефектов. Также при взаимодействии высокоэнергетичных ионов с элементами пористой структуры возможна передача энергии не только отдельным атомам, но и целым кластерам. Подобный механизм приема энергии возможен ввиду изменения фононного спектра в кремниевых наноструктурах и также увеличивает радиационную стойкость.

Теперь обратимся к случаю радиационной стойкости пористого фосфида галлия (*por*-GaP). Данный материал не обнаруживает повышенной радиационной стойкости по сравнению с монокристаллическим образцом (*c*-GaP).

Для изучения радиационного дефектообразования в пористых слоях GaP в работе [28] использовались ионы  $Ar^+$  с энергиями 700 кэВ и дозами  $5 \cdot 10^{14}...5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>. Данные по радиационному дефектообразованию и изучению свойств *por*-GaP указывают на то, что исследованный материал имеет не нано-, а мезопористую структуру. Приведенные на рис. 11 спектры комбинационного рассеивания света не обнаруживают линий от колебаний в нанокристаллической фазе, таким образом, для GaP не выполнен размерный критерий, который, как следует из приводимой ниже модели (см. следующий раздел), является принципиально важным.

Практически полезным должно стать определение характерного размерного порога аморфизации нанопористых материалов, а также нанопорошков, поскольку технология их производства позволяет варьировать размер наночастиц.



1 — исходные образцы; 2-4 — после облучения дозами  $5 \cdot 10^{14}$ ,  $2 \cdot 10^{15}$ ,  $1 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup> соответственно [26]

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 9, 2008



Рис. 11. Спектры комбинационного рассеяния света *c*-GaP (*a*) и *por*-GaP ( $\delta$ ), облученных различными дозами ионов Ar<sup>+</sup> и отожженных при 720 °C. Дозы облучения:

1 - спектры исходных образцов [28];  $2 - 5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>;  $3 - 1 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>;  $4 - 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>

## О модели радиационной стойкости нанокристаллических материалов

На сегодняшний день наиболее актуальной является проблема описания радиационных процессов в наноматериалах. Механизм дефектообразования в монокристаллах представлен в ряде работ (см., например, [29, 30]), однако существующие представления, описывающие поведение нанокристаллических материалов при радиационных воздействиях, достаточно противоречивы и нуждаются в существенной детализации.

Наиболее подробно эффект увеличения радиационной стойкости описан для металлических нанокристаллов, представленных нанопорошками никеля и золота [31, 32], однако для объяснения наблюдаемого эффекта авторы привлекают соображения, связанные с тем, что подвижные междоузельные атомы — компоненты пар Френкеля (ФП) — активно уходят на стоки, в качестве которых выступает поверхность нанокристаллов, и не образуют наблюдаемых с помощью просвечивающей электронной микроскопии кластеров [31]. К подобным результатам привела работа по компьютерному моделированию дефектообразования в нанокристаллах никеля и железа [33, 34]. В этой работе авторы также пользуются представлением о доминирующей роли стоков (границ нанокристаллов), на которые уходят подвижные междоузельные атомы, однако используемые в этих работах представления, связывающие увеличение радиационной стойкости нанокристаллов, основываются только на поведении собственных междоузельных атомов, тогда как вклад образующихся вакансий в расчете практически не используется.

Обзор работ по радиационной стойкости полупроводниковых материалов нанокристаллической формы приводит к заключению о том, что в ряде случаев результаты противоречивы. В частности, к таким результатам относятся данные по сравнению кинетики аморфизации в объемных и нанокристаллических материалах одинаковой природы. В работе [26], где обнаружено увеличение структурной стабильности пористого кремния при облучении ионами аргона, фазовый переход монокристалл-аморфная фаза фиксировался по спектрам рамановского рассеяния. Другие же работы преследовали цель наблюдения такого фазового перехода при облучении нанокристаллов кремния либо германия, сформированных в диэлектрической матрице (пленке SiO<sub>2</sub>) [35, 36]. В этих работах делается заключение о том, что нанокристаллы аморфизируются при меньших дозах по сравнению с объемным монокристаллом, однако это заключение получено на основании либо косвенных наблюдений, например, за поведением полос в спектрах люминесценции [37], либо данных просвечивающей электронной микроскопии, но без приведения данных по микродифракции [35].

Не отвергая соображений, которыми в основном руководствуются авторы при объяснении результатов по радиационным эффектам в металлических нанокристаллах, связанных с возможностью стоков подвижных собственных междоузельных атомов на поверхность нанокристаллов, мы считаем возможным предложить модель структурной радиационной стойкости нанокристаллических материалов, как металлических, так и полупроводниковых, исходя из рассмотрения первичного акта дефектообразования, который включает образование ближних и дальних ФП [38].

Действительно, образование ближних  $\Phi\Pi$ , незначительное их пространственное разделение приводят к тому, что 80 % всех изначально смещенных из узлов решетки атомов в нанокристаллах возвращаются в начальное положение [33], и только избежавшие первичной аннигиляции дальние  $\Phi\Pi$  с пространственным разделением более десяти постоянных решетки формируют вторичные дефектные образования, комплексы (между собой, с примесными атомами и т. д.), которые могут быть зафиксированы экспериментально и в конечном счете определяют радиационную деградацию материала либо прибора.

В. М. Кошкин [30] подробно рассмотрел процесс аннигиляции ближних ФП в зонах неустойчивости (3H), т. е. в зонах, где вероятность аннигиляции достаточно велика, и связал существование таких зон с радиационной стойкостью кристаллических материалов.

Механизм образования первичных радиационных дефектов связан с выбиванием атомов из узлов кристаллической решетки частицами с высокой энергией, которые упруго передают собственную энергию и импульс атому решетки [39, 40]. В результате в равных количествах образуются неравновесные вакансии и междоузельные атомы, являющиеся компонентами ближних и дальних ФП (рис. 12, *a*). Рекомбинация ближних ФП в кристалле тесно связана с понятием ЗН. При попадании в ЗН вакансия и междоузлие безактивационно рекомбинируют благодаря явлению броуновского движения. Характерные размеры ЗН в монокристаллических материалах составляют от нескольких десятых долей нанометра до нескольких нанометров. Для нанокристаллов размеры ЗН на данный момент пока еще точно не определены.

Большая часть рождающихся стабильных радиационных дефектов связана с явлением фокусировки атомных соударений Силсби [41]. Этот чисто классический эффект сходен с некоторыми моментами игры в бильярд, формализованными Кориолисом и Зоммерфельдом. Если выстроить в линию цепочку биллиардных шаров и ударить еще одним шаром строго вдоль линии, то весь ряд сдвинется на одно межшаровое расстояние, а почти всю энергию и импульс получит последний шар в цепочке.

Силсби обнаружил то же самое и в атомных цепочках. Первично выбитый атом часто инициирует возникновение междоузельного атома далеко от того



Рис. 12. К модели радиационной стойкости наноструктур: a — образование стабильной и метастабильной пар Френкеля в монокристалле кремния;  $\delta$  — радиационное воздействие на нанокристалл кремния. Штриховой линией показана граница нанокристалла

места, где он инициировал фокусировку, оставив в этой точке вакансию. Данное возбуждение носит название *краудион*. Длина свободного пробега краудеона может быть очень велика и составляет расстояние порядка нескольких десятков межатомных расстояний. Таким образом, первичные радиационные дефекты достаточно легко распространяются по объему кристалла, провоцируя образование вторичных дефектов. Существует также обратный эффект расфокусировки атомных соударений, который препятствует распространению дефектов и повышает радиационную стойкость материала [30].

Как было отмечено выше, нанокристаллические и нанопористые материалы демонстрируют повышенную структурную радиационную стойкость. Основная сложность в интерпретации данного феномена состоит в определении роли поверхности в процессе радиационного дефектообразования. В общих случаях говорится о том, что поверхность нанокристалла представляет собой область стока дефектов (например, [26, 31]), однако подробно это положение не обсуждается и не задается вопрос о том, какие еще функции может выполнять развитая поверхность нанокристаллов.

Вполне естественно, что повышенная радиационная стойкость рассматриваемых материалов связана с процессами подавления дефектообразования. Рассмотрим явление фокусировки атомных соударений Силсби применительно к нанокристаллу. В случае объемного монокристалла размерный фактор возникновение и перемещение краудиона практически не ограничивает. Мы предполагаем, что в случае нанокристалла поверхность кристаллического зерна играет роль расфокусирующего элемента (рис. 12, б). причем вероятность расфокусировки цепочки атомных соударений многократно увеличивается по сравнению с монокристаллом. В этом случае длина свободного пробега краудиона составляет не более нескольких размеров параметров решетки. Кроме того, вероятность обратного отражения краудиона на резком потенциале границы нанокристалла также возрастает, что существенно затрудняет распространение дальних ФП по нанокристаллу. Необходимо отметить, что энергия и импульс, передаваемые краудиону первично выбитым атомом, равномерно перераспределяются по всей поверхности и практически не вносят вклада в процессы дальнейшей генерации структурных дефектов.

Представленные выше положения, на наш взгляд, подтверждают тот факт, что в нанокристаллах более 80 % всех ФП мгновенно рекомбинируют без генерации вторичных структурных дефектов. Следует подчеркнуть, что при достижении характерного размера нанокристалла вероятность аннигиляции первичных радиационных дефектов может быть весьма близкой к единице, но в настоящее время данное предположение еще нуждается в экспериментальной и теоретической проверке. Однако уже сейчас можно сделать вывод о том, что нанокристаллы и нанопористые материалы имеют повышенную радиационную стойкость и есть перспективы для дальнейшего улучшения этого параметра.

#### Заключение

В настоящем обзоре были рассмотрены основные результаты, касающиеся радиационной стойкости получивших на сегодняшний день широкое распространение наноструктур и наноматериалов. Показано, что одну из главных ролей в механизмах радиационной стойкости играют размерные эффекты, например, квантово-размерная локализация фотовозбужденных носителей в квантовой точке. Предложена модель радиашионной стойкости по отношению к неизменности структуры для нанокристаллов и нанопористых материалов, основанная на предположении о механизме радиационных дефектов, связанных с появлением и аннигиляцией ближних и дальних пар Френкеля, а также о роли развитой поверхности наноматериала в этом механизме.

Примечателен тот факт, что вопрос о радиационной стойкости наноструктур и наноструктурированных материалов только сейчас начинает предаваться широкому обсуждению в связи с развитием нанотехнологий и появлением новых конструкционных материалов. Не в малой степени этому способствуют и растущие потребности атомной и космической индустрии. Однако уже сейчас, без оглядки назад, можно говорить о том, что существует феномен повышенной радиационной стойкости, присущий наноматериалам. Результаты работ, приведенные в настоящем обзоре, на наш взгляд, - существенное тому доказательство. Важно отметить, что этот феномен касается радиационной стойкости как по неизменности структуры, так и по отношению к сохранению функциональных параметров. В связи с этим в ближайшее время можно ожидать дальнейшего и еще более быстрого развития практики применения наноструктур и наноматериалов за счет их уникальных свойств.

#### Список литературы

1. Krasheninnikov A. V. Irradiation-induced phenomena in carbon nanotubes. To appear in "Chemistry of Carbon Nanotubes", http:// www. acclab .helsinki. fi/~akrashen/chapter/kra\_bookForm.pdf.

2. Osváth Z., Vértesy G., Tapasztó L. et al. Atomically resolved STM images of carbon nanotube defects produced by Ar irradiation // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. 045429

3. Krasheninnikov A. V., Nordlund K., Sirviö M. et al. Formation of ion-irradiation-induced atomic-scale defects on walls

A. Krasheninnikov A. V., Nordlund K. Stability of irradiation-induced point defects on walls of carbon nanotubes // J. Vac. Sci. Technol. B. 2002.V. 20. P. 728–733.

5. Gómez-Navarro G., De Pablo P. J., Gómez-Herrero J. et al. Tuning the conductance of single-walled carbon nanotubes by ion irradiation in the Anderson localization regime // Nature Materials. 2005. V. 4. P. 534–539.

Banhart F. Irradiation effects in carbon nanostructures // Rep. Prog. Phys. 1999. V. 62 N 8. P. 1181–1221.
 Shaw H. C., Liu D., Jacobs B. W. et al. 12<sup>th</sup> NASA Symposium on VLSI Design. Coeur d'Alene. Idaho, USA. Oct. 4–5. 2005.

8. Basiuk V. A., Kobayashi K., Negishi T. K. Y. et al. Irra-

b. basing V. A., Robayashi K., Regishi T. K. T. et al. Inta-diation of single-walled carbon nanotubes with high-energy pro-tons // Nano Letters. 2002. V. 2, P. 789–791.
9. Stahl H., Appenzeller J., Martel R. et al. Intertube Cou-pling in Ropes of Single-Wall Carbon Nanotubes // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 5186–5189.

10. http://sst.pennnet.com/display\_article/290689/5/WNART/ none/UPFRN/IITC-PREVIEW:-CNT-interconnects-target-32nm/ ?dcmp=WaferNEWS.

11. Heinze S., Tersoff J., Martel R. et al. Carbon nanotubes as Schottky barrier transistors // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. 106801.

12. Hong W.-K., Lee C., Nepal D. et al. Radiation hardness of the electrical properties of carbon nanotube network field ef-

fect transistors under high-energy proton irradiation // Nanote-chnology. 2006. V. 17. P. 5675–5680. 13. Lemme M. C., Echtermeyer T. J., Baus M., Kurz H. A Graphene Field-Effect Device // IEEE Electron Dev. Lett. 2007. 28. P. 282-284.

14. Cheianov V. V., Fal'ko V., Altshuler B. L. The Focusing of Electron Flow and a Veselago Lens in Graphene p-n Junctions // Science. 2007. V. 315. P. 1252–1254.

Science. 2007. V. 315. P. 1252–1254.
15. Ohta T., Bostwick A., Seyller T., Horn K., Rotenberg E. Controlling the Electronic Structure of Bilayer Graphene // Science. 2006. V. 313. P. 951–954.
16. Krasheninnikov A. V., Miyamoto Y., Tománek D. Role of Electronic Excitations in Ion Collisions with Carbon Nanostructures // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99, 016104.
17. Hashimoto A., Suenaga K., Gloter A. et al. Direct evidence for atomic defects in graphene layers // Nature. 2004

dence for atomic defects in graphene layers // Nature. 2004. V. 430. P. 870–873.

18. Krasheninnikov A. V., Banhart F. Engineering of nanostructured carbon materials with electron or ion beams // Nature Materials. 2007. V. 6. P. 723–733. 19. Ursaki V. V., Tiginyanu I. M., Volciuc O. Nanostructuring

induced enhancement of radiation hardness in GaN epilayers / Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. 161908.

20. Leon R., Swift G. M., Magness B. et al. Changes in luminescence emission induced by proton irradiation: In-GaAs/GaAs quantum wells and quantum dots // Appl. Phys.

Lett. 2000. V. 76. N 15. P. 2074. 21. Chaparro S. A., Drucker J., Zhang Y. et al. Strain-driven alloying in Ge/Si(100) coherent islands // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. N 6. P. 1199–1202.

22. Герасименко Н. Н., Пархоменко Ю. А. Кремний -

материал наноэлектроники. М.: Техносфера, 2007. 352 с. 23. Piva P. G., Goldberg R. D., Mitchell I. V. et al. Enhanced degradation resistance of quantum dot lasers to radiation damage // App. Phys. Lett. V. 77. N 5. P. 624. 24. **Ribbat C., Sellin R., Grundmann M.** et al. Enhanced ra-

diation hardness of quantum dot lasers to high energy proton ir-radiation // Electronics Lett. 2001. V. 37. Р. 174. 25. Костишко Б. М., Орлов А. М. Влияние последовательно-

го электронного и лазерного облучения на фотолюминесцен-цию пористого кремния // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 3. С. 58-63.

26. Ушаков В. В., Дравин В. А., Мельник Н. Н. и др. Ра диационная стойкость пористого кремния // ФТП. 1997.
 Т. 31. № 9. С. 1126—1129.
 27. Риссел Х., Руге И. Ионная имплантация. М.: Наука, 1983.
 28. Ушаков В. В., Дравин В. А., Мельник Н. Н. и др.

Ионная имплантация пористого фосфида галлия // ФТП. 1998. Т. 32. № 8. С. 990—994.

29. Gibson J. B., Goland A. M., Milgram M., Vineyard G. H. Dy-namics of radiation damage // Phys. Rev. 1960. V. 120. P. 1129—1153. 30. Кошкин В. М. Зоны неустойчивости и короткоживу-

ине дефекты в физике кристаллов // Физика низких тем-ператур. 2002. Т. 28. № 8/9. С. 963—977. 31. Nita N., Shaeublin R., Victoria M. Impact of irradiation on the microstructure of nanocrystalline materials // J. Nucl. Mat. 2004. V. 329-333. Р. 953—957. 32 Chimi V Iwase A. Ishikawa N. et al. Accumulation and

Mat. 2004. v. 529-555. F. 955-957.
32. Chimi Y., Iwase A., Ishikawa N. et al. Accumulation and recovery of defects in ion-irradiated nanocrystalline gold // J. Nucl. Mat. 2001. V. 297. P. 355-357.
33. Samaras M., Derlet P. M., Van Swygenhoven H., Victoria M. Attuition and predalize of primary demoge state of irradiated fee and states.

Atomic scale modeling of primary damage state of irradiated fee and bec nanocrystalline metals // J. Nucl. Mat. 2006. V. 351. P. 47–55. 34. Sarnaras M., Hoffelner W., Victoria M. Irradiation of

pre-existing voids in nanocrystalline iron // J. Nucl. Mat. 2006. V. 352. P. 50–56.

35. Качурин Г. А., Яновская С. Г., Ruault М.-О. и др. Действие облучения и последующего отжига на нано-кристаллы Si, сформированные в слоях SiO<sub>2</sub> // ФТП. 2000.
 Т. 34. Вып. 8. С. 1004—1009.
 36. Ridgway M. C., de M. Azevedo G., Elliman R. G. et al.

Ion-irradiation-induced preferential amorphization of Ge na-nocrystals in silica // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. 094107.

37. Pacifici D., Moreira E. C., Franzò G., Martorinj V., Priolo F. Defect production and annealing in ion-irradiated Si nanocrys-tals // Phys. Rev. B. 2002. V. 65. 144109. 38. Герасименко Н. Н., Смирнов Д. И. // Письма в ЖТФ.

2008. В печати.

39. **Френкель Я. И.** Собрание избранных трудов. М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1958. Т. 2.

40. Косевич А. М. Основы механики кристаллической решетки. М.: Наука, 1972.

41. Томпсон М. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. М.: Мир, 1971.

# Моделирование и конструирование МНСТ

#### УДК 537.612:53.072

А. С. Басаев, канд. физ.-мат. наук, зам. директора, НПК "Технологический центр" МИЭТ, Москва, А. Л. Данилюк, канд. физ.-мат. наук, вед. научн. сотр., А. В. Андреенко, студент,

В. А. Лабунов, д-р техн. наук, гл. научн. сотр., Е. Л. Прудникова, мл. научн. сотр.,

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, г. Минск, **А. М. Тагаченков**,

Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва,

**К. И. Янушкевич**, канд. физ.-мат. наук, вед. научн. сотр.,

ГНУ "Объединенный институт физики твердого тела и полупроводников НАНБ", г. Минск

### МОДЕЛЬ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ НАНОЧАСТИЦ ЦЕМЕНТИТА, КАПСУЛИРОВАННЫХ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ. ЧАСТЬ 2<sup>\*</sup>

Изучена магнитная структура цилиндрических наночастиц цементита, капсулированных в УНТ, в отсутствие внешнего магнитного поля в зависимости от их размера в области температур 300—470 К в континуальном приближении.

Рассчитано распределение намагниченности в наноцилиндрах (НЦ) цементита с учетом одноосной кристаллографической анизотропии. Проведено моделирование вихревой намагниченности с помощью рациональных дробных функций, которые обеспечивают требуемую точность расчета и позволяют корректно определить размер вихря.

Показано, что основными факторами, влияющими на переходы между вихревым и однородными магнитными состояниями, являются геометрические размеры наночастицы и температура. Рассчитаны температурные зависимости перехода между вихревым и однородным zсостоянием в области 300—470 К. Показано, что рост температуры ведет к росту размера вихря и способствует переходу вихревого состояния в однородное z-состояние или в планарное состояние в зависимости от размеров НЦ. Обратные переходы запрещены вследствие увеличения длины однодоменности с ростом температуры.

В результате проведенных исследований построены диаграммы магнитных переходов между вихревым и однородными магнитными состояниями (планарным и перпендикулярным z-состоянием) отдельной цилиндрической наночастицы как общего вида (содержит линии температурных переходов), так и конкретно для цементита. **Ключевые слова:** углеродная нанотрубка, цементит, наноматериалы, магнетизм, вихревая магнитная структура, длина однодоменности.

#### Введение

В первой части настоящей работы [1] проведен анализ особенностей магнитных свойств массивов углеродных нанотрубок (УНТ), заполненных нанокомпозитом Fe<sub>3</sub>C (цементит) цилиндрической формы, образующимся в процессе синтеза УНТ методом химического осаждения из паровой фазы с использованием летучего катализатора. Показано, что такие массивы представляют собой перспективный материал для создания надежных, устойчивых к внешним воздействиям устройств магнитной памяти повышенной емкости и высоко чувствительных магнитных датчиков.

Рассмотрена магнитная структура отдельной цилиндрической наночастицы и разработана ее модель, включающая вихревое и однородные магнитные состояния (планарное и перпендикулярное *z*-состояние). Получена система уравнений для расчета распределения вихревой намагниченности таких наночастиц в рамках континуального приближения. Рассмотрено влияние температуры на изменение длины однодоменности цементита в УНТ. Показано, что с ростом температуры от комнатной до 470 K ее значение возрастает более чем в 3 раза.

Целью второй части данной работы является определение границ перехода между различными магнитными состояниями наночастицы и построение диаграммы ее основных магнитных состояний.

# 1. Основные магнитные состояния наноцилиндра (НЦ)

Рассмотрим особенности магнитных состояний наночастицы, а также модель кристаллографической анизотропии в рамках континуального приближения.

#### 1.1. Однородное *z*-состояние

Цилиндрическая наночастица находится в однородном *z*-состоянии, если ее радиус *R* меньше длины однодоменности  $R_0$ , а высота *L* превышает ~(1,2—2,0) $R_0$  [2]. С ростом высоты НЦ *L* при фиксированном значении его радиуса *R*, меньшем длины однодоменности ( $R < R_0$ ), однодоменное однородное *z*-состояние трансформируется в двухдоменное, затем в трехдоменное и далее в многодоменное состояние [3].

<sup>\*</sup> Часть 1 см. в № 5, 2008 г. журнала "Нано- и микросистемная техника".

При этом важным обстоятельством является увеличение устойчивости к термическим флуктуациям с ростом числа доменов [3]. Обусловлено это наличием магнитного взаимодействия между доменами, которое ведет к росту магнитной энергии каждого домена в отдельности. Чем больше доменов, тем выше их устойчивость к самопроизвольному перемагничиванию, но тем больше размер наночастицы. Поэтому с практической точки зрения необходим компромисс между размером наночастицы и ее устойчивостью к самопроизвольному перемагничиванию.

#### 1.2. Вихревое состояние

С ростом радиуса НЦ однородное *z*-состояние переходит в вихревое состояние. Наночастица находится в вихревом магнитном состоянии, если ее радиус больше длины однодоменности  $R_0$ , а высота Lпревышает ~ $(1,2-1,8)R_0$  [2]. С ростом высоты НЦ L при фиксированном значении его радиуса, большем длины однодоменности ( $R > R_0$ ), вихревое состояние переходит в состояние с двумя или несколькими вихрями или в состояние с одним вихрем и одним однородным доменом [3]. Анализ подобного перехода и соответствующий критерий для нахождения границы перехода в данном случае в литературе отсутствует. К тому же вблизи границы раздела вихревого и однородного *z*-состояния также возможно существование неоднородного невихревого состояния [4, 5]. Особенностью такого состояния является пониженное поле переключения по сравнению с вихревым и повышенная стойкость к флуктуациям по сравнению с однородным состоянием (вследствие большей магнитной энергии, приходящейся на частицу).

Указанные выше переходы ранее не рассматривались. Одной из причин является отсутствие адекватных аналитических моделей, описывающих распределение намагниченности центрального вихря в области ее малых значений ( $m_z \sim 0$ ). Однако для расчета распределения намагниченности в этом случае необходимы аналитические модели, описывающие состояния с несколькими вихрями. В настоящее время такие модели отсутствуют. Для их разработки необходим учет кристаллографической анизотропии НЦ.

В первом приближении принимаем, что в данном случае критерием перехода может служить условие, когда размер вихря  $R_V$  равен радиусу НЦ R. Под размером вихря в данном случае мы понимаем такое значение его радиуса  $R_V$ , при котором *z*-компонента намагниченности центрального вихря  $m_z$  становится равной нулю.

Обоснованием служит тот факт, что, во-первых, с ростом высоты L НЦ повышается магнитная энергия центрального вихря и, соответственно, падает его стабильность. Во-вторых, область локализации вихря не должна превышать размер наночастицы. В противном случае вихрь переходит в другое состояние.

С ростом радиуса НЦ возможно смещение центрального вихря к периферии НЦ, сопровождающееся впоследствии появлением второго вихря [6]. Причиной этого является наличие кристаллографической анизотропии наночастицы, влияние которой на форму вихревого состояния начинает проявляться при  $R \sim \delta$  [6]. Здесь  $\delta = (A/K)^{1/2}$  — характерная

толщина доменной границы, которую иногда называют длиной обменных корреляций [7]). Здесь А — обменная константа; К — константа одноосной кристаллографической анизотропии. Отметим, что стабильное состояние с одним центральным вихрем в данном случае соответствует области, в которой вклад анизотропии в энергию вихря мал. С ростом радиуса *R* полная энергия вихря падает в соответствии с соотношением  $(R_0/R)^2$  [2, 6] и отношение энергии магнитной анизотропии, пропорциональной константе анизотропии К, к полной энергии вихря постепенно возрастает. При *R* ~ δ вклад анизотропии становится сравним с обменной энергией, и деформация структуры вихря за счет влияния магнитной анизотропии должна быть принята во внимание. Такая деформация в конечном итоге приводит к возникновению состояния с двумя и более вихрями. Поэтому на диаграмме магнитных состояний наночастицы стабильное состояние с одним центральным вихрем должно быть ограничено толщиной доменной стенки δ.

Наличие двух и более вихрей в одной частице также может быть полезно, например, для использования в магнитной записи при подборе и оптимизации переключающего магнитного поля. В системе из двух вихрей, сохраняющей устойчивость к тепловым флуктуациям, можно управлять напряженностью поля переключения одного из вихрей более эффективно, чем в частице с одним центральным вихрем. Поле переключения центрального вихря (оно большое) в слабой степени зависит от размера наночастицы. При наличии двух вихрей это поле можно снизить до необходимого значения, подобрав соответствующим образом соотношение между параметрами вихрей.

#### 1.3. Планарное состояние НЦ

Наночастица переходит в планарное состояние с уменьшением высоты НЦ менее  $(0,7-1,8)R_0$ . Такой переход может происходить как из вихревого, так и из однородного *z*-состояния. Указанные переходы описываются исходя из равенства вихревого и соответствующего однородного состояния. Планарное состояние характерно для НЦ малой высоты, когда  $R \ge L$ .

#### 1.4. Учет одноосной анизотропии

Рассмотрим влияние одноосной анизотропии на магнитное состояние НЦ в рамках данного подхода. Нормированная энергия одноосной анизотропии  $W_{a, z}$  для случая оси легкого намагничивания, параллельной оси НЦ *z*, определяется выражением [6]:

$$\frac{W_{a,z}}{M_S^2 V} = \frac{K}{M_S^2 V} \int \sin^2 \theta(\rho) dV = \frac{2K}{M_S^2} \int \sin^2 \theta(\rho') \rho' d\rho', \quad (1)$$

где  $M_S$  — намагниченность насыщения материала наночастицы; V — объем наночастицы;  $\theta$ ,  $\rho$  — сферический угол и координата радиуса НЦ; K — константа одноосной кристаллографической анизотропии.

Для оси легкого намагничивания, перпендикулярной оси *z* НЦ, [6]

$$\frac{W_{a,x}}{M_S^2 V} = \frac{K}{M_S^2} - \frac{1}{2} \frac{W_{a,z}}{M_S^2 V} = \frac{K}{M_S^2} \left[ 1 - \int_0^1 \sin^2 \theta(\rho') \rho' d\rho' \right].$$
(2)

С учетом энергии анизотропии уравнение Эйлера, минимизирующее полную магнитную энергию НЦ [1], примет следующий вид:

$$\frac{d^2\theta(\rho)}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{d\theta(\rho)}{d\rho} - \cos\theta(\rho)\sin\theta(\rho) \left[ \frac{1}{\rho^2} + \zeta \left(\frac{R}{\delta}\right)^2 \right] = \\ = \left(\frac{R}{R_0}\right)^2 \sin\theta(\rho) \int_0^1 \rho' \cos\theta(\rho') g(\rho, \rho', \beta) d\rho', \quad (3)$$

где  $\zeta = 1$  для анизотропии вдоль оси *z*;  $\zeta = -1/2$  для анизотропии перпендикулярной оси *z* НЦ; *g*( $\rho$ ,  $\rho'$ ,  $\beta$ ) — магнитостатическое ядро [1].

Учет анизотропии ведет к модификации полученного в [1] уравнения Фредгольма:

$$U(\rho) = (u(\rho) \left[ \frac{1}{\rho^2} + \zeta \left( \frac{R}{\delta} \right)^2 \right] + \left( \frac{R}{R_0} \right)^2 \int_0^1 (u(\rho') \rho' g(\beta, \rho, \rho') d\rho'),$$
(4)

а связь между функциями  $U(\rho)$  и  $u(\rho)$  остается неизменной [1]:

$$u(\rho) = \frac{C_1 \rho^{4C_2} Y(\rho) - 1}{C_1 \rho^{4C_2} Y(\rho) + 1},$$
(5)

$$Y(\rho) = \exp(-2\ln\rho \int \rho U(\rho)d\rho + 2\int \rho \ln(\rho) U(\rho)d\rho), \quad (6)$$

где  $C_1$ ,  $C_2$  — константы; функция  $u(\rho) = \cos(\rho)$  определяет *z*-компоненту намагниченности НЦ  $m_z$ .

# 2. Модели границ переходов между магнитными состояниями

С практической точки зрения для создания магнитных устройств с заданными характеристиками важно определить границы перехода между различными магнитными состояниями отдельной наночастицы и построить диаграмму этих состояний. Такие переходы происходят как за счет внешнего магнитного поля, так и при изменении размеров наночастицы. Переход происходит по причине изменения соотношения магнитной энергии наночастицы в вихревом и однородном состоянии. В зависимости от того, какая из этих энергий минимальна, в таком состоянии и будет находиться наночастица.

В первой части работы [1] в качестве модели наночастицы цементита выбрана конфигурация НЦ. Диаграмма основных магнитных состояний НЦ при отсутствии внешнего поля строится исходя из равенства энергий однородного (планарного и перпендикулярного *z*-состояния) и вихревого состояний. Границы перехода между ними задаются уравнениями [4]:

$$w_v(R_C, L_C) = 2\pi N_z(\beta_C) \tag{7}$$

 переход между однородным *z*-состоянием и вихревым состоянием;

$$V_x(\beta_C) = N_z(\beta_C) \tag{8}$$

 переход между однородным *z*-состоянием и планарным состоянием;

$$w_v(R_C, L_C) = 2\pi N_x(\beta_C) \tag{9}$$

 переход между однородным планарным и вихревым состояниями.

Здесь  $w_v(R_C, L_C)$  — полная энергия НЦ в вихревом состоянии;  $R_C$  и  $L_C$  — радиус и высота НЦ, соответствующие определенной границе;  $N_x$  — фактор размагничивания однородно намагниченного НЦ в планарном направлении (в плоскости НЦ);  $N_z$  — фактор размагничивания однородно намагниченного НЦ в планарном направлении (в плоскости НЦ);  $N_z$  — фактор размагничивания однородно намагниченного НЦ вдоль его оси симметрии z;  $\beta_C = L_C/R_C$  — аспектное соотношение НЦ, соответствующее определенной границе.

Для нахождения  $R_C$  и  $L_C$  необходимо самосогласованным образом, т. е. при неизвестном заранее распределении намагниченности, находить такие размеры НЦ, при которых выполняются соотношения (7)—(9). Это приводит к трудоемким вычислениям, а также сильно затрудняет интерпретацию переходов для различных материалов вследствие изменения длины однодоменности  $R_0$ . Подобные расчеты в рамках аналитического моделирования выполнены [2, 4], но только для изотропных НЦ с использованием пробных функций и без учета температуры.

# 2.1. Переход между однородным *z*-состоянием и вихрем

Определение перехода между однородным *z*-состоянием и вихревым состоянием согласно выражению (7) связано с трудоемкостью вычислений, так как распределение вихревой намагниченности заранее неизвестно. Поэтому для нахождения размеров НЦ  $R_C$  и  $L_C$ , соответствующих данному переходу, используется разложение полной энергии НЦ в ряд по параметру  $k^2 = -(R/R_0)^2 I(\rho, \beta)$  [2] путем линеаризации уравнения (3) при условии  $\theta \ll 1$ , без учета анизотропии ( $\zeta = 0$ ).

С нашей точки зрения, если значение радиуса НЦ  $R_C$ , соответствующее указанному переходу, неизвестно, то такое линеаризованное уравнение является однородным уравнением Штурма—Лиувилля и определяет самосопряженную задачу на собственные значения  $\lambda$ :

$$\hat{\Lambda} \theta(\rho) = -\lambda \theta(\rho) \rho I(\rho, \beta_C), \qquad (10)$$

где 
$$I(\rho, \beta_C) = \int_0^{1} g(\rho, \rho', \beta_C) \rho' d\rho'; \hat{\Lambda} = -\left(\frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{d}{d\rho}\right) - \frac{1}{\rho}\right) -$$

1

самосопряженный оператор Штурма—Лиувилля;  $\lambda = (R_C/R_0)^2$  — неизвестные собственные значения оператора  $\hat{\Lambda}$ ;  $L_C$  — высота НЦ, соответствующая указанному переходу.

Проведенный анализ линейного приближения показал, что оно хорошо описывает область вблизи оси симметрии НЦ, но не корректно описывает область вблизи его края  $\rho \sim 1$ . Однако последняя вносит существенный вклад в указанный выше переход, так как именно в ней и происходит трансформация намагниченности из вихревого в однородное *z*-состояние. В области  $\rho \sim 1$  намагниченность вихря много меньше по сравнению с его ядром, если радиус НЦ близок к  $R_C$ . Таким образом, в этой области соя $\theta \sim 0$ ,  $\theta \sim (\pi/2)(2n + 1)$  и условие  $\theta \ll 1$  не выполняется.

Делая в уравнении (10) замену искомой функции  $\theta = \pi/2 - \theta_1$  и аргумента  $\rho = 1 - s$ , для области  $\cos \theta \sim 0$  получим:

$$\hat{\Lambda}_{1}\theta_{1} = \lambda(1-s) \int_{0}^{1} \theta_{1}(1-s') \times (1-s')g(1-s, 1-s', \beta_{C})ds', \qquad (11)$$

где  $\hat{\Lambda}_1 = -\left(\frac{d}{ds}\left((1-s)\frac{d}{ds}\right) + \frac{1}{(1-s)}\right)$  — самосопряжен-

ный оператор Штурма-Лиувилля.

Уравнение (11) относится к классу интегральнодифференциальных уравнений, содержащих линейный функционал с постоянными пределами. Его решение получим с помощью функции Грина для оператора  $\hat{\Lambda}_1$ :

$$G(s, \xi) = q(s)j(\xi) = \begin{cases} \cos(\ln(1-s))\sin(\ln(1-\xi)), \ 0 \le s \le \xi; \\ \cos(\ln(1-\xi))\sin(\ln(1-s)), \ \xi \le s \le 1, \end{cases}$$
(12)

где  $\xi$  — нормированный радиус НЦ.

С помощью (12) получим для радиуса НЦ *R*<sub>C</sub>:

$$\left(\frac{R_0}{R_C}\right)^2 =$$

$$= -\int_0^1 \xi \sin(\ln\xi) \left(\int_0^{1-\xi} \cos(\ln(1-\xi'))\xi'g(\xi,\,\xi',\,\beta_C d\xi')\right) d\xi -$$

$$- \int_0^1 \xi \cos(\ln\xi) \left(\int_{(1-\xi)}^1 \sin(\ln(1-\xi'))\xi'g(\xi,\,\xi',\,\beta_C) d\xi'\right) d\xi. \quad (13)$$

Полученное уравнение (13) позволяет определять размеры НЦ, соответствующие переходу между вихревым и однородным *z*-состоянием в линейном приближении (11) при условии  $\theta_1 \ll 1$ . Для сравнения в качестве простой оценки принимаем, что в периферийной области НЦ, когда  $R \approx R_C$  и соз $\theta \sim 0$ , функция  $\theta_1(\rho)$  мала и практически постоянна. В этом случае из уравнения (11) получим:

$$\left(\frac{R_0}{R_C}\right)^2 = -\int_{\rho_C}^1 \rho^2 d\rho \int_0^1 \rho' g(\rho, \rho', \beta_C) d\rho', \qquad (14)$$

где  $\rho_C$  — характерный радиус области, в которой  $\cos\theta \sim 0$ .

Из полученных уравнений (13) и (14) видно, что их правые части, которые определяются фиксированным аспектным соотношением  $\beta_C$ , не зависят от длины однодоменности  $R_0$ . При вычислении с помощью (13) или (14) параметр  $\beta_C$  задается постоянным и рассчитанное значение радиуса  $R_C$  позволяет найти единственное значение высоты НЦ  $L_C$ , определяющее данный переход.

При фиксированном значении  $\beta_C$  величина  $R_C$  пропорционально растет с увеличением длины однодоменности  $R_0$ , что ведет к пропорциональному увеличению высоты  $L_C$ . Отсюда следует, что граница рассматриваемого перехода с ростом  $R_0$  сдвигается в сторону больших размеров НЦ. Таким образом, граница перехода между вихревым и однородным *z*-состоянием пропорционально сдвигается с изменением длины однодоменности  $R_0$ . При фиксированной длине однодоменности  $R_0$  рост соотношения  $\beta_C$  ведет к уменьшению правой части уравнения (14) и, следовательно, приводит к увеличению радиуса  $R_C$ . Отсюда следует, что с ростом  $R_C$  существенно увеличивается высота  $L_C$ .

Таким образом, рассмотренный переход чувствителен к размерам наночастицы и длине однодоменности. Этот фактор очень важен при разработке магнитных устройств, так как переход из вихревого состояния в однородное *z*-состояние происходит при существенно больших магнитных внешних полях, чем из планарного в *z*-состояние [4, 7]. Причиной является гистерезис вследствие наличия дополнительного фактора — переключения поляризации вихря.

# 2.2. Переход между однородным *z*-состоянием и планарным состоянием

Для определения размеров НЦ  $R_C$  и  $L_C$ , соответствующих переходу между планарным и однородным *z*-состоянием согласно выражению (8), необходимо приравнять факторы размагничивания однородно намагниченного НЦ в планарном направлении  $N_x$  (в плоскости НЦ) и в направлении оси симметрии  $z-N_z$ .

Факторы размагничивания  $N_x$ ,  $N_z$  для цилиндрической частицы определяются только аспектным отношением  $\beta$  [4]. Поэтому граница рассматриваемого перехода не зависит от длины однодоменности  $R_0$ . Как известно, границе перехода между планарным и *z*-состоянием цилиндра соответствует значение  $\beta_C = 1,81$  [8]. Это значит, что на диаграмме магнитных состояний данная граница определяется линией  $R/R_0 = (L/R_0)/1,81$ .

## 2.3. Переход между однородным планарным состоянием и вихрем

Определение перехода между однородным планарным состоянием и вихревым состоянием согласно выражению (9) также связано с трудоемкостью вычислений, так как распределение вихревой намагниченности заранее неизвестно. Известно, что область данного перехода ограничена высотой НЦ  $L \approx 1,8R_0$ . В этой области энергия вихревого состояния пропорциональна соотношению  $(R_0/R)^2$  [6]. Расчет границы перехода в данном случае проводим путем приравнивания энергий соответствующих состояний с помощью выражения (9) с использованием системы уравнений (4)—(6), в которой упрощается уравнение (4). С учетом условия  $L \approx 1,8R_0$  оно будет иметь вид

$$U(\rho) = u(\rho) \left[ \frac{1}{\rho^2} + \zeta \left( \frac{R}{\delta} \right)^2 \right] + 4\pi \left( \frac{R}{R_0} \right)^2.$$
(15)

Так как правая часть уравнения (9) зависит только от соотношения  $\beta_C = L_C/R_C$ , то ее значение постоянно при фиксации параметра  $\beta_C$ . При неизменной длине однодоменности  $R_0$  рост соотношения  $\beta_C$ приводит к монотонному росту функции  $N_x(\beta_C)$  и, следовательно, к уменьшению радиуса  $R_C$ . Проведенные оценки показали, что в рассматриваемом случае с уменьшением  $R_C$  значение высоты  $L_C$  растет вследствие незначительного падения функции  $1/\sqrt{N_x(\beta_C)}$  по сравнению с ростом  $\beta_C$ .

С изменением длины однодоменности  $R_0$  полная энергия вихря изменяется пропорционально соотношению  $(R_0/R)^2$  [6]. Отсюда следует, что граница перехода между вихревым и однородным планарным состоянием пропорционально сдвигается с изменением длины однодоменности  $R_0$ .

## 2.4. Влияние температуры на переходы между магнитными состояниями

С ростом температуры уменьшается намагниченность насыщения, а обменная константа практически не меняется, что ведет к росту длины однодоменности  $R_0$  [1]. Для нахождения температурной зависимости радиуса  $R_C$  перехода вихревого состояния в однодоменное планарное или *z*-состояние используем экспериментальные данные для намагниченности насыщения цементита, подчиняющейся зависимости Стонера [1]. С их помощью получим, что

$$R_C(T) = 0.784 R_0(T_0) / \sqrt{Q(\beta_C) [1 - (T/T_C)^2]}, \quad (16)$$

где  $Q(\beta_C)$  — правая часть уравнений (13), (14);  $R_0(T_0)$  — длина однодоменности при температуре  $T_0; T_C$  — температура Кюри цементита.

Для определения температуры перехода при фиксированных размерах НЦ цементита необходимо определить температуру, когда вихревое состояние достигнет однородного состояния с ростом длины однодоменности. Это можно сделать путем нахождения при  $T_0 = 300$  К радиуса  $R_C$ . Затем, определив отношение  $R/R_C$ , найти температуру, при которой это отношение станет равным коэффициенту температурного роста длины однодоменности с помощью выражения

$$R_0(T)/R_0(T_0) = 0.784/\sqrt{1 - (T/T_C)^2}.$$
 (17)

Полученные выражения позволяют определять изменение размеров НЦ цементита с ростом температуры, соответствующих границам переходов между магнитными состояниями.

При фиксированных размерах НЦ рост  $R_0$  пропорционально понижает соотношения  $R/R_0$  и  $L/R_0$ . Так как условия переходов между магнитными состояниями не меняются, то рост  $R_0$  ведет к росту значений радиуса  $R_C$  и высоты НЦ  $L_C$ , соответствующих определенной границе. В соответствии с пп. 2.1, 2.3 это приводит к переходу вихревого состояния в однородное планарное или *z*-состояние в зависимости от размеров НЦ. Переходы между планарным и *z*-состоянием при этом не происходят.

К примеру, это означает, что если при температуре  $T_0$  НЦ находился в вихревом состоянии, то при температуре  $T_1 > T_0$  его эффективные размеры (радиус и высота) уменьшатся в  $\gamma$  раз и он может оказаться в области однородного планарного или *z*-состояния в зависимости от выбранных размеров при температуре  $T_0$ . Здесь  $\gamma = R_{01}/R_0$ ;  $R_{01}$ ,  $R_0$  — длина однодоменности НЦ при температуре  $T_1$  и  $T_0$  соответственно. Это значит, что на плоскости радиус—высота происходит уменьшение "эффективных" размеров НЦ по прямой линии, которая связывает выбранную точку при температуре  $T_0$  на этой плоскости с началом координат.

#### 3. Результаты расчетов

Полученные результаты расчета вспомогательной функции  $I(\rho, \beta)$  [1] при различных величинах  $\beta$  приведены на рис. 1. При  $\beta \rightarrow 0$  функция  $I(\beta, \rho) \rightarrow -4\pi$ , что является правильной асимптотикой. Установлено, что функция  $I(\rho, \beta)$  во всем диапазоне параметра  $\beta$  является гладкой.

В результате численных экспериментов показано, что наиболее точно распределение вихревой намагниченности описывается с помощью рациональной дробной функции

$$u_f(\rho) = \frac{C_1 - C_3 \rho^2 - C_5 \rho^3}{C_1 + C_4 \rho^2 + C_6 \rho^3},$$
(18)

где  $C_{1, 3-6}$  — варьируемые коэффициенты.

Вычисленные значения коэффициентов  $C_{1, 3-6}$ сведены в таблицу для размеров НЦ в области  $R/R_0 = 1,0...2,5$  и  $L/R_0 = 2,0...5,0$ . Эти результаты



Рис. 1. Функция *I*(β, ρ)/(-4π/β): β = 0,2 (кривая *I*); 0,5 (*2*); 1,0 (*3*); 2,0 (*4*); 5,0 (*5*); ∞ (*6*)

- НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 9, 2008

Значения коэффициентов функции распределения вихревой намагниченности

$R/R_0$	$L/R_0$	<i>C</i> <sub>1</sub>	<i>C</i> <sub>3</sub>	<i>C</i> <sub>5</sub>	<i>C</i> <sub>4</sub>	<i>C</i> <sub>6</sub>	$R_V$	W
1,0	2 5	0,4651 1,1349	-0,4851 -0,2941	0,1925 0,1009	1,0088 1,2432	0,0267 0,1539	1,487 >2	0,578 0,878
1,2	2 5	0,3487 0,5830	$-0,5239 \\ -0,5334$	0,1698 0,1241	1,0435 1,0620	0,2108 0,1279	0,989 1,239	0,485 0,627
2,0	2 5	0,1564 0,1944	$-0,4956 \\ -0,5065$	0,2100 0,2097	1,1735 1,0126	1,1933 0,0834	0,662 0,744	0,306 0,374
2,5	2 5	0,1177 0,1493	$-0,4939 \\ -0,5071$	0,2259 0,2265	0,8673 1,1285	3,2331 0,5160	0,567 0,642	0,263 0,311

подтверждены расчетами с использованием итерационной процедуры с учетом функции *Y*( $\rho$ ).

С помощью полученной системы уравнений (7)—(9) проведены расчеты распределения вихревой намагниченности в НЦ цементита с размерами в области от 5 до 100 нм без учета и с учетом анизотропии. Для проверки адекватности нашего подхода одновременно были проведены такие же расчеты для НЦ пермаллоя, который ранее исследовался в ряде работ [2, 4, 7, 9, 10]. Кроме того, наши результаты сравнивались с результатами, полученными для пермаллоя с помощью пакета микромагнитного моделирования ООММF [11].

В результате проведенных расчетов установлено, что функция  $u_f(\rho)$  (18) совпадает с функцией Гаусса  $u_w(\rho) = \exp(-\rho^2/W^2)$ , часто применяемой в качестве пробной функции для аппроксимации намагниченности вихря, только в самом ядре вихря. Здесь W радиус ядра вихря [2]. С ростом расстояния  $\rho$  от оси zразличие этих функций увеличивается (рис. 2). При подстановке функций  $u_f(\rho)$  и  $u_w(\rho)$  в уравнение (6) функция Гаусса  $u_w(\rho)$  приводит к существенной погрешности (кривая 4), в то время как функция  $u_f(\rho)$ практически удовлетворяет этому уравнению (кривая 3).



 $1 - для функции u_f(\rho); 2 - u_w(\rho); h(\rho) - результаты подстанов$  $ки в уравнение (3) функций <math>u_f(\rho)$  (кривая 3) и  $u_w(\rho)$  (кривая 4) На рис. З приведены характерные распределения относительной вихревой намагниченности НЦ для различных радиусов  $R/R_0$  в зависимости от высоты  $L/R_0$ . Полученные распределения согласуются с результатами микромагнитного моделирования в пакете OOMMF [11] для пермаллоевых НЦ.

Показано, что функция Гаусса  $u_w(\rho)$ , часто выбираемая в качестве пробной функции, не корректна с вычислительной точки зрения. Причиной этого, на наш взгляд, является сильная нелинейность уравнения (3), которая ведет к тому, что близкие траектории расходятся экспоненциально, аналогично системам хаотических уравнений. Это ведет к сильной зависимости решений от параметров, начальных условий и вида аппроксимаций для искомых функций.

Полученные результаты показали, что распределение вихревой намагниченности НЦ в виде рациональной дробной функции, являясь корректным физически, приводит к требуемой вычислительной точности.

С помощью разработанной модели рассчитаны размеры центрального вихря. Показано, что в отсутствие внешнего поля радиус ядра вихря W и его размер  $R_V$  зависят не только от высоты НЦ L, но и от его радиуса R. Это находится в некотором противоречии с ре-



зультатами аналитического моделирования [2, 4, 7], но согласуется с данными микромагнитного моделирования с помощью пакета ООМГ [11].

Показано, что размер вихря увеличивается пропорционально высоте НЦ *L* в степени 0,25—0,28 и обратно пропорционально радиусу НЦ. Рост высоты НЦ *L* ведет к росту радиуса ядра вихря *W* согласно закономерности  $L^{1/p}$ , где параметр  $p = 3,6\div4,0$ , а также размера вихря  $R_V$  (см. таблицу). С ростом высоты НЦ наблюдается увеличение радиуса ядра вихря (пропорционально  $L^{0,25-0,28}$ ). Так, при росте относительной высоты НЦ  $L/R_0$  в 2,5 раза (с 2,0 до 5,0) радиус ядра вихря увеличивается в 1,27 раза.

Влияние высоты НЦ в области  $L/R_0 > 5$  на вихревое состояние изучено с учетом вклада одноосной анизотропии. Была рассчитана высота НЦ, соответствующая условию  $R = R_V$  при фиксированном радиусе НЦ. Установлено, что с ростом радиуса НЦ  $R/R_0$  от 1,25 до 2,0 при условии  $R = R_V$  относительная высота НЦ  $L/R_0$  увеличивается от 5 до 13—15.

С ростом радиуса НЦ *R* при его фиксированной высоте наблюдается уменьшение радиуса ядра вихря и размера вихря по отношению к длине однодоменности (см. таблицу). Рост радиуса НЦ при постоянной высоте ведет к уменьшению размера вихря и радиуса его ядра *W*. Так, при  $L/R_0 = 3,0$  с ростом радиуса НЦ  $R/R_0$  с 1,0 до 2,5 размер вихря  $R_V/R$  падает в 1,5 раза (с 0,9 до 0,6), а радиус ядра W/R — примерно в два раза (с 0,5 до 0,26).

С ростом радиуса НЦ необходим учет вклада анизотропии [6]. Если соотношение толщины доменной стенки к длине однодоменности  $\delta/R_0 \gg 1$ , то вклад анизотропии мал. Для пермаллоя  $\delta/R_0 \approx 30$ , а для цементита, как показали наши оценки,  $\delta/R_0 \approx 5-6$ . Из этого следует, что для состояния НЦ цементита с одним центральным вихрем анизотропией можно пренебречь в области до  $R \sim 2R_0$ .

Уменьшение радиуса НЦ сопровождается ростом размера центрального вихря и его переходом в однородное *z*-состояние, что ведет к потере стабильности вихря. При  $L/R_0 = 2,0$  вихрь стабилен, если  $R/R_0 > 1,05$ . При  $L/R_0 = 4,0$  вихрь стабилен, если  $R/R_0 > 1,2$ . Для промежуточных значений высоты цилиндра область стабильности вихря определяется путем интерполяции соотношения  $R/R_0$  между значениями 1,05 и 1,2.

С помощью разработанной модели также были проведены расчеты влияния температуры на вихревое состояние. В этом случае уменьшение  $R/R_0$  приводит к росту размера вихря  $R_V$ , что способствует уменьшению стабильности вихря и его переходу в однодоменное однородное состояние (планарное или *z*-состояние). Рассчитанные температурные зависимости изменения радиуса  $R_C$  для цементита в зависимости от соотношения L/R показаны на рис. 4. На рисунке видно, что с ростом температуры значение  $R_C$  увеличивается. Проведенные оценки показали, что, например, для НЦ цементита с размерами  $R/R_0 = 1,5$  и  $L/R_0 = 3,0$  температура перехода равна 400 К.

Из полученных результатов следует, что размеры вихря и температура обусловливают его стабиль-



Рис. 4. Температурные зависимости радиуса перехода  $R_C$  между вихревым и однородным *z*-состоянием для цементита

ность по отношению к переходу в другое магнитное состояние. Так как стабильность вихря растет с уменьшением энергии вихря, а устойчивость к тепловым флуктуациям растет с увеличением энергии, то необходимый компромисс между стабильностью вихря и его устойчивостью к тепловым флуктуациям достигается выбором соответствующих размеров НЦ.

Увеличение размера центрального вихря с ростом высоты НЦ при фиксированном радиусе ведет к росту его энергии и, следовательно, к уменьшению его стабильности, но вместе с тем способствует росту устойчивости к тепловым флуктуациям. Если с ростом высоты НЦ достигается граница перехода, то вихревое состояние трансформируется в однородное *z*-состояние. Это справедливо для значений радиуса НЦ  $R/R_0 = 1,1\div1,2$  при росте высоты  $L/R_0$  от 2,0 до 5,0. При значении  $R/R_0 > 1,3$  с ростом  $L/R_0$  от 2,0 до 5,0 такой переход не наступает. В этом случае при дальнейшем росте высоты НЦ вихревое состояние переходит в состояние с двумя или несколькими вихрями, которое затем трансформируется в мультидоменное.

# 4. Диаграмма переходов между магнитными состояниями

С помощью полученных результатов построена диаграмма основных магнитных состояний НЦ цементита. Проведены расчеты диаграммы в зависимости от его радиуса *R* и высоты *L*.

Кривая, разделяющая однородное *z*-состояние и вихревое состояние (рис. 5, *a*), получена из выражений (13), (14). Результаты расчета для перехода между вихревым и однородным *z*-состоянием практически совпадают с результатами микромагнитного моделирования пермаллоевых НЦ в пакете ООММF, приведенными в [2] (кривые 1, 3). Кривая 5, ограничивающая состояние с одним центральным вихрем с ростом высоты НЦ, получена при условии  $R = R_V$ . Переход между планарным и *z*-состоянием (кривая 2) рассчитан из формулы  $R/R_0 = (L/R_0)/1,81$  [8]. Пере-



Рис. 5. Диаграмма магнитных состояний НЦ (относительные единицы) на плоскости радиус—высота: ВС — вихревое состояние; ПлС — однородное планарное состояние; ПрС — однородное z-состояние:

a - 1 — расчет по формуле (16); 2 — расчет по формуле  $R/R_0 = (L/R_0)/1,81;$  3 — расчет по формулам (13), (14); 4 — расчет при условии  $R = R_V;$  5 —  $R = 2R_0;$  6 — диаграмма магнитных состояний, содержащая линии температурных переходов: 1 - L/R = 1; 2 — L/R = 3; 3 — L/R = 5,5

ход между планарным и вихревым состоянием (кривая 4) получен исходя из равенства энергий этих состояний.

Диаграмма позволяет исходя из заданных размеров НЦ и значения длины однодоменности  $R_0$  определить его магнитное состояние. Также с ее помощью можно определить такие размеры, при которых заданное магнитное состояние будет наиболее стабильно относительно изменения его размеров и выбранной температуры.

Для проведения оценок по изменению магнитного состояния НЦ с ростом температуры на указанной диаграмме нанесены линии температурных переходов для определенных размеров НЦ (рис. 5,  $\delta$ ). Стрелками указаны направления переходов с ростом температуры, начиная с комнатной. Для оценки изменения эффективных размеров НЦ с увеличением температуры от  $T_0$  до  $T_1$  необходимо вычислить коэффициент роста длины однодоменности  $\gamma$ , а затем из точки, соответствующей выбранным размерам НЦ R и L, провести прямую линию в центр координат. Спуск по этой линии в  $\sqrt{2\gamma}$  раз даст вторую точку на диаграмме, которой будет соответствовать магнитное состояние наночастицы при температуре  $T_1$ . Для определения длины однодоменности, а также построения диаграммы основных состояний НЦ цементита в зависимости от его абсолютных, а не относительных размеров были проведены соответствующие расчеты с помощью пакета OOMMF [11] (рис. 6). Проводился вычислительный эксперимент для плоскости радиус—высота НЦ цементита в диапазоне размеров НЦ  $2R = 5 \div 100$  нм,  $L = 5 \div 100$  нм с шагом 5 нм. Из полученной диаграммы следует, что длина однодоменности для цементита лежит в области 6—8 нм.

Из полученных результатов следует, что для НЦ цементита в рамках рассмотренного приближения вихревое состояние с одним центральным вихрем стабильно в области значений радиуса 8—16 нм и высоты 12—80 нм. Для обеспечения максимальной стабильности вихревого состояния необходимо выбирать размеры наночастицы средними из заданного диапазона размеров.

Планарное состояние характерно для НЦ высотой L < 10 нм. Однородное *z*-состояние характерно в области высоты от 12 до 100 нм при радиусе до 6—10 нм.

Полученные результаты могут быть использованы для проектирования приборов и устройств на основе наночастиц различных материалов, в том числе и цементита в УНТ. Так, вихревое состояние отдельной наночастицы цементита, являясь более устойчивым к термическим флуктуациям, обладая двумя битами, вследствие меньшей длины однодоменности по сравнению с Fe имеет перспективы для создания магнитной памяти повышенной плотности. Вихревое состояние также может быть использовано для разработки высокочувствительных датчиков магнитного поля, если для этого найти способ использования переходов между ним и однородными состояниями.

Перпендикулярное *z*-состояние, характерное для НЦ с меньшим радиусом и большей высотой, обладая преимущественной намагниченностью вдоль оси симметрии, перспективно для создания высокочувст-



Рис. 6. Диаграмма переходов между магнитными состояниями для НЦ цементита (микромагнитное моделирование, абсолютные единицы):

• — вихревое состояние;  $\star$  — планарное состояние;  $\star$  — перпендикулярное *z*-состояние вительных датчиков магнитного поля, а также логических элементов в вычислительных устройствах.

Планарное состояние, характерное для НЦ малой высоты, обладая преимущественной намагниченностью перпендикулярно оси симметрии, перспективно для разработки магнитной памяти повышенной плотности. Учитывая, что длина однодоменности цементита порядка 6 нм, НЦ цементита в УНТ могут быть использованы для создания магнитной памяти повышенной плотности за счет использования перехода между планарным состоянием и перпендикулярным *z*-состоянием.

Таким образом, учитывая термическую стабильность и обратимость магнитных свойств наночастиц цементита в УНТ, можно считать, что они являются перспективными как для современной магнитной записи с плотностью порядка 1 бит на квадратный дюйм, так и для создания высокочувствительных датчиков и логических элементов.

#### Заключение

Представлены результаты моделирования магнитной структуры цилиндрических наночастиц цементита, капсулированных в УНТ, в отсутствие внешнего магнитного поля в зависимости от их размера в области температур 300—470 К.

Получены распределения вихревой намагниченности для различных значений радиуса и высоты цилиндрической наночастицы с учетом одноосной анизотропии. Показано, что распределение вихревой намагниченности НЦ в виде рациональной дробной функции, являясь корректным физически, приводит к требуемой вычислительной точности.

Рассчитан размер вихря, величина которого имеет существенное значение для расчета свойств переходных областей между вихрями, моделирования устойчивости вихрей и переключения их поляризации. Показано, что с ростом высоты наночастицы L радиус ядра вихря увеличивается согласно зависимости  $L^{1/p}$  ( $p = 3,6\div4,0$ ), а увеличение радиуса наночастицы R ведет к пропорциональному уменьшению радиуса ядра вихря. Аналогично изменяется также и размер вихря.

Рассчитаны границы перехода между магнитными состояниями наночастицы в зависимости от ее размеров и длины однодоменности. Ограничена область стабильного существования магнитного состояния наночастицы с одним центральным вихрем.

Рассмотрено влияние температуры на распределение вихревой намагниченности наночастиц цементита. Рассчитаны температурные зависимости изменения границы перехода между вихревым и однородным *z*-состоянием в области 300—470 К. Показано, что рост температуры способствует переходу вихревого состояния в однородное планарное или *z*-состояние в зависимости от размеров наночастицы. Показано, что при постоянных значениях радиуса и высоты наночастицы увеличение температуры ведет к росту размера вихря. Причиной этих закономерностей является увеличение длины однодоменности с ростом температуры. Даны рекомендации для нахождения температуры перехода вихревого состояния в однородное состояние (планарное или *z*состояние) для фиксированных размеров наночастиц цементита.

Рассчитана диаграмма основных магнитных состояний цилиндрической наночастицы для плоскости радиус—высота в относительных единицах. Диаграмма позволяет исходя из заданных размеров НЦ и значения длины однодоменности  $R_0$  определить его магнитное состояние. Даны рекомендации по использованию диаграммы для определения изменения магнитного состояния НЦ с ростом температуры.

Из полученных результатов следует, что для НЦ цементита в рамках рассмотренного приближения вихревое состояние с одним центральным вихрем стабильно в области значений радиуса 8—16 нм и высоты 12—80 нм.

Построена диаграмма основных магнитных состояний цилиндрической наночастицы цементита для плоскости радиус—высота в абсолютных единицах, из которой следует, что обменная длина наночастиц цементита составляет 6—8 нм. Это обстоятельство в совокупности с термической стабильностью наночастиц цементита делает перспективным их использование в технике современной магнитной записи с плотностью порядка 1 Тбит на квадратный дюйм.

Полученные результаты могут быть использованы для моделирования намагниченности наночастиц во внешнем магнитном поле, устойчивости вихрей, переключения поляризации вихрей, свойств переходных областей, а также температурной зависимости намагниченности вихрей.

#### Список литературы

1. Данилюк А. Л., Андреенко А. В., Лабунов В. А., Прудникова Е. Л., Тигаченков А. М., Янушкевич К. И., Басаев А. С. Модель магнитной структуры наночастиц цементита, капсулированных в углеродных нанотрубках. Ч. 1. // Нано- и микросистемная техника. 2008. № 5. С. 44—50.

2. Guslienko K. Yu., Novosad V. Vortex state stability in soft magnetic cylindrical nanodots // J. Applied Physics. 2004. V. 96. N 8. P. 4451–4455.

3. Афремов Л. Л., Панов А. В. Остаточная намагниченность ультрадисперсных магнетиков. Владивосток: Изд-во Дальневосточного ун-та, 2004. 192 с.

 Кравчук В. П., Шека Д. Д. Тонкий ферромагнитный нанодиск в поперечном магнитном поле // ФТТ. 2007. Т. 49. № 10. С. 1834—1841.

5. Wei Z.-H., Lai M.-F., Chang C.-R., Usov N. A., Wu J. C., Lai J.-Y. Nonuniform micro-magnetic states in thin circular dots // J. Magnetism and Magnetic Materials. 2004. V. 282. P. 11–14.

6. Усов Н. А., Песчаный С. Е. Вихревое распределение намагниченности в тонком ферромагнитном цилиндре // ФММ. 1994. Т. 78. С. 13—24.

7. Kravchuk V. P., Sheka D. D., Gaididei Yu. B. Equilibrium magnetisation structures in ferromagnetic nanorings // J. Magnetism and Magnetic Materials. 2007. V. 310. P. 16–125.

8. Aharoni A. Upper to a single-domain behavior of a ferromagnetic cylinder // J. Applied Physics. 1990. V. 68. N 6. P. 2892–2900.

9. Cowburn R. P., Koltsov D. K., Adeyeye A. O., Welland M. E. Single-Domain Circular Na-nomagnets // Physical Review Letters. 1999. V. 83. N 5. P. 1042–1045.

10. **Ross C. A., Hwang M., Shima M.** et al. Micromagnetic behavior of electrodeposited cylinder arrays // Physical Review. B. 2002. V. 65. P. 144417(1)–(8).

11. **The object** oriented micromagnetic framework, http://math.nist.gov/oommf/

# Материаловедческие и технологические основы МНСТ

УДК 621.3.049.77

В. К. Дорошевич, канд. техн. наук, ФГУ "22 ЦНИИИ Минобороны России"

### РЕКОМЕНДАЦИИ К ПОСТРОЕНИЮ И СОДЕРЖАНИЮ НОРМАТИВНОЙ ДОКУМЕНТАЦИИ ПРЕДПРИЯТИЙ ПО СТАТИСТИЧЕСКОМУ КОНТРОЛЮ И РЕГУЛИРОВАНИЮ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ МИКРОСХЕМ

Приведены рекомендации к построению и содержанию нормативной документации предприятий по статистическому контролю и регулированию технологических процессов микросхем.

**Ключевые слова:** нормативная документация, статистический контроль и регулирование, технологический процесс, микросхема.

При создании нормативной документации (НД) предприятий необходимо использовать положения ГОСТов и других нормативных документов по статистическому контролю и регулированию.

В НД предприятий необходимо изложить:

- общие положения по статистическому контролю и регулированию применительно к условиям и особенностям производства микросхем на предприятиях;
- задачи по организации контроля и регулирования технологического процесса (ТП);
- общие обязанности служб и подразделений, отвечающих за организацию и состояние системы контроля и регулирования ТП;
- обязанности работников цеха, непосредственно осуществляющих контроль и регулирование технологических операций (ТО);
- задачи и обязанности специального подразделения по статистическому контролю при его наличии на предприятии.

Для работников цеха необходимо иметь подробные инструкции на рабочих местах.

В основной части НД предприятий и в приложениях излагается порядок и последовательность подготовки, внедрения и осуществления контроля и регулирования ТП. По результатам анализа на предприятии разрабатывается специальный документ с перечнем операций и соответствующих параметров, подлежащих контролю и регулированию. Основные данные перечня целесообразно дать в приложении к НД предприятия.

В НД предприятия должны приводиться методы определения и расчета основных статистических характеристик и порядок обобщения и хранения статистических данных.

В основной части НД предприятия и в приложениях рекомендуется изложить методы применения коэффициентов, характеризующих потенциальную воспроизводимость (потенциальный запас точности) технологического процесса; запас по контролируемому параметру, определяющий вероятность появления брака в процессе проведения операции ( $C_p$ ), и реальную воспроизводимость (реальный запас точности) процесса, который учитывает степень смещения среднего значения контролируемого параметра от его номинального значения ( $C_{pk}$ ), а также показателей настроенности, точности и стабильности согласно положениям ГОСТ РВ 20 57.412—97.

Применение показателей, рекомендуемых в ГОСТ РВ 20 57.412—97, более предпочтительно, так как их оценка делается с необходимыми уровнями достоверности, определяемыми объемами выборок.

Как обязательные приложения к основной части НД целесообразно изложить методы и порядок статистического регулирования ТП на основе контрольных карт, применяемых на предприятии. Приводятся положения по периодичности формирования выборок и их объему с учетом группового характера полупроводниковой технологии, особенностей осуществления контроля характеристик структур, присущих конкретному виду микросхем.

В НД предприятий рекомендуется иметь разделы, включающие следующие положения:

 по критериям оценки степени разладки технологического процесса (несоответствие уровням верхней контрольной границы (ВКГ), нижней контрольной границы (НКГ), верхней границы регулирования (ВГР) и нижней границы регулирования (НГР), предупреждающим границам), наличию случаев брака по физическим параметрам структур; критерии должны быть сформулированы с учетом возможных совокупностей данных в зависимости от полученных результатов для отдельной или нескольких партий;

- о порядке действий службы главного технолога и других служб при выявлении персоналом цеха состояния разладки технологического процесса;
- о принятии решения по регулированию условий и режимов проведения операций без остановки ТП;
- по остановке при необходимости технологического процесса и регулированию условий и режимов проведения операций, а также целесообразности проведения разбраковки партии по результатам дополнительного контроля;
- в целях устранения возможных недостатков (дефектов), связанных с проведением ТО, для данной партии может быть принято решение об усилении контроля на соответствующих последующих ТО и контроле готовых микросхем;
- по условиям и критериям, позволяющим принять решение об осуществлении наладки ТП и возобновлении его функционирования.

При наличии нескольких вариантов решения выбор наилучшего варианта осуществляется с учетом эффективности варианта и практической возможности его реализации.

В процессе принятия решения об оптимальном осуществлении наладки ТП, при рассмотрении нескольких вариантов решения определение наилучшего варианта может быть выполнено на основе сравнительного статистического анализа результатов технологического эксперимента по оценке влияния фактора (способ обработки, время, температура и т. д.) на контролируемый параметр. Влияние фактора варьируется по группам, в группы должно входить несколько пластин (не менее трех) в зависимости от особенностей ТП. В составе НД предприятия целесообразно иметь приемлемый для предприятия метод сравнительного анализа. В Приложении к ГОСТ РВ 20.57.412-97 дан метод сравнительного анализа различных режимов проведения ТП в целях выбора наилучшего варианта решения.

В положениях НД предусматривается участие представителя заказчика в выработке соответствующих мероприятий и принятии совместного решения при разладке ТП.

В приложениях к НД предприятий приводятся типовые формы представления материалов, получаемых на основе предварительных статистических данных и данных по результатам осуществления статистического контроля ТП, включающие:

- сводный план проведения измерений параметров и оценки, подлежащих контролю характеристик, осуществляемых как на стадии формирования перечня критичных операций и параметров, так и по результатам статистического контроля;
- перечень критичных операций и соответствующих им контролируемых параметров и параметров, определяющих условия проведения критичных операций;
- обобщенные данные результатов контроля критичных параметров и их статистической обработки (средние арифметические отклонения (X<sub>o</sub>), средние квадратические отклонения (S<sub>o</sub>), коэффициенты C<sub>p</sub> и C<sub>pk</sub>, показатели настроенности K<sub>c</sub>, точности K<sub>T</sub>, стабильности K<sub>c</sub>, K<sub>cp</sub>);
- графики тенденций изменения за выбранные периоды коэффициентов C<sub>p</sub> и C<sub>pk</sub> или показателей K<sub>c</sub>, K<sub>T</sub>, K<sub>см</sub>, K<sub>cp</sub>;
- формы для построения выбранных предприятием контрольных карт (КК);
- формы для обобщенных статистических данных по результатам статистического контроля ТП с привязкой к партиям и датам их изготовления;
- формы для обобщенных материалов по осуществленным регулировкам и корректировкам условий проведения ТО;
- формы обобщенных материалов по результатам измерений параметров микросхем на пластинах и готовых микросхем с привязкой к партиям и датам их изготовления, а также другие формы, применяемые на предприятиях.

В НД предприятия в основной части или приложениях оговаривается порядок и сроки хранения обобщенных статистических материалов по результатам контроля технологических параметров структур и контроля электрических параметров микросхем. Необходимо предусмотреть использование автоматизированной системы для применения методов статистического регулирования технологического процесса на основе имеющихся средств вычислительной техники и программного обеспечения.

#### Список литературы

1. **ОСТ 11 14.1011—99.** Микросхемы интегральные. Система и методы статистического контроля и регулирования технологического процесса.

2. ГОСТ РВ 20.57.412—97. КССС. Изделия электронной техники, квантовой электроники и электротехнические военного назначения. Требования к системе качества.

# Элементы МНСТ

УДК 621.373.826:621.375.8

**М. Е. Белкин<sup>1</sup>**, д-р техн. наук, доц., **М. Г. Васильев<sup>2</sup>**, д-р техн. наук, зав. сект. <sup>1</sup> Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), МИРЭА <sup>2</sup> Институт общей и неорганической химии Российской академии наук, ИОНХ РАН

### ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ С ВЫСОКИМ ПРОИЗВЕДЕНИЕМ СРЕДНЕЙ МОЩНОСТИ НА ПОЛОСУ МОДУЛЯЦИИ

Описываются результаты НИР по разработке двух типов лазерных излучателей для перспективных телекоммуникационных и радиолокационных применений: на основе зарощенной микрогетероструктуры с серповидной активной областью и на основе зарощенной наногетероструктуры с многоквантоворазмерной активной областью. Рассматриваются технологические особенности изготовления гетероструктур лазеров. Приводятся методики и основные результаты приборно-технологического моделирования и экспериментального исследования основных параметров макетов излучателей. Показана возможность получения мощности излучения более 40 мВт при полосе прямой модуляции до 10 ГГц.

**Ключевые слова:** лазерная гетероструктура, лазерный излучатель, эпитаксия, заращивание полуизолятором, ватт-амперная и частотно-модуляционная характеристики.

#### Введение

Современный этап развития цифровых волоконно-оптических систем передачи (ВОСП) для локальных телекоммуникационных сетей различного назначения характеризуется дальнейшим повышением требований к их пропускной способности. Это требование реализуется как за счет увеличения скорости передачи в каждом оптическом канале, так и за счет многоволновой передачи со спектральным разделением каналов (СРК) в оптическом диапазоне, что является аналогом известного метода частотного разделения каналов в радиосвязи [1]. Совершенствование ВОСП данного типа выдвинуло новые технико-экономические требования к источнику излучения, в качестве которого повсеместно используется полупроводниковый лазер. В частности, в ВОСП с СРК он должен иметь не только полосу модуляции  $(\Delta F)$  до десятков гигагерц, но и высокую среднюю мощность ( $P_0$ ), необходимую для компенсации сравнительно больших потерь в спектральных мультиплексорах. Задача одновременного расширения полосы модуляции и повышения выходной мощности актуальна не только при формировании источника излучения многоволновых ВОСП, но и с точки зрения повышения энергетического потенциала приемопередающего оборудования, который в современных локальных сетях в основном определяется потерями не в волокне, а в многополюсных пассивных оптических разветвителях, необходимых для распределения сигнала передатчика в большое число абонентских точек.

В настоящее время локальные телекоммуникационные сети данного типа интенсивно развиваются с использованием пассивной архитектуры (PON) и комплекса технологий под общим названием FTTX [2], в состав которых входят: FTTH — "волокно в дом"; FTTN — "волокно до узла"; FTTВ — "волокно до здания" и др. К типичным представителям таких систем в сфере телекоммуникаций также относятся широко исследуемые в последние годы за рубежом системы распределения волоконно-эфирной структуры (RoF) [3], позволяющие удовлетворить еще одну важную потребность современных гражданского и военного сообществ — постоянную доступность абонента для связи. Задачи одновременного повышения мощности и быстродействия оптического передающего устройства в не меньшей степени актуальны для быстро развивающихся в настоящее время оптически управляемых радиолокационных систем СВЧ диапазона на основе многоэлементных фаззированных антенных решеток [4]. Исследования показали, что в последних применение волоконно-оптических средств должно привести к значительному улучшению таких важных показателей, как массогабаритные характеристики, помехозащищенность, имитостойкость. В ходе проводимых разработок указанных ВОСП задача повышения мощности оптического передатчика решается преимущественно за счет введения дополнительного эрбиевого волоконно-оптического усилителя, что наряду с техническими преимуществами существенно ухудшает экономические характеристики системы передачи.

Из данного рассмотрения можно сделать вывод, что эффективность лазерных излучателей для современных и перспективных ВОСП телекоммуникационного и радиолокационного назначений определяется не столько их мощностью и КПД, сколько таким новым целевым показателем, как произведение средней мощности на полосу модуляции ( $P_0\Delta F$ ). Сказанное выше особенно важно для ВОСП, работающих в спектральной полосе в районе 1,3 мкм, в которой отсутствуют эффективные волоконно-оптические усилители. Таким образом, создание лазерного излучателя для передающих устройств ВОСП указанных выше телекоммуникационного и радиолокационного назначений с максимально возможным значением  $P_0 \Delta F$  является на сегодняшний день важной и актуальной научно-технологической задачей.

Как известно, оптическая мощность и быстродействие лазерного излучателя с технологической точки зрения в основном определяются поперечной структурой его кристалла. Проведенные аналитические исследования и предварительные результаты моделирования [5] показали, что наиболее подходящими для решения поставленной задачи современными лазерными гетероструктурами являются зарощенная полуизолятором микрогетероструктура с серповидной активной областью (*Buried Crescent*, *BC*) и зарощенная полуизолятором наногетероструктура с многоквантоворазмерной активной областью (*Multiple Quantum Well*, *MQW*).

# Моделирование основных параметров лазерных гетероструктур

В ходе выполнения НИР в целях сокращения временных и трудовых затрат был проведен комплекс модельных экспериментов по расчету и оптимизации основных параметров обеих разрабатываемых лазерных гетероструктур. Для этого были разработаны методики и специализированные программы в универсальной приборно-технологической системе автоматизированного проектирования (САПР) Synopsys Sentaurus TCAD [6], позволяющие рассчитывать как характеристики лазерных структур на постоянном токе: вольт-амперные, ватт-амперные, спектральные, распределения излучения в ближнем и дальнем полях и т. д., так и частотно-модуляционные характеристики (ЧМХ) лазера в режиме малого сигнала. В качестве критериев для моделирования обеих гетероструктур использовались основные целевые показатели НИР:

- спектральная полоса 1,3...1,6 мкм;
- произведение средней мощности на полосу модуляции не менее 300 мВт · ГГц (30 мВт, 10 ГГц);
- пороговый ток не более 20 мА.

Результаты предварительных расчетов [5, 6] показали принципиальную пригодность обеих структур для достижения указанных целевых показателей и выявили их отличительные особенности. Так, наногетероструктура с многоквантоворазмерной активной областью (далее MQW-структура) характеризуется более высокой мощностью излучения с меньшей температурной чувствительностью ватт-амперной характеристики (BтАХ). Вместе с тем, достоинством микрогетероструктуры с серповидной активной областью (далее ВС-структура) является округлость пятна поля оптического излучения, что должно существенно повысить эффективность ввода излучения в волоконный световод.

Результаты измерений изготовленных экспериментальных образцов фрагментов гетероструктур на постоянном токе показали корректность предложенных моделей, однако были выявлены некоторые структурные параметры, требующие их уточнения. В частности, возникли задачи, связанные с оптимизацией ВтАХ и ЧМХ разрабатываемых излучателей в СВЧ диапазоне, а также с оценкой влияния на ЧМХ таких важных параметров, как длина лазерного резонатора (l), ширина лазерного кристалла (w) и уровень концентрации примесей в активной области (N). Для их решения были проведены дополнительные модельные эксперименты, и ниже представлены их основные результаты.

Моделирование ватт-амперных характеристик. Результаты моделирования начального участка ватт-амперной характеристики оптимизированной ВС-структуры (длина резонатора 250 мкм) представлены на рис. 1. Согласно рис. 1 пороговый ток получился около 5 мА, что соответствует современному мировому уровню и в 4 раза превышает соответствующий целевой показатель ТЗ на НИР (не более 20 мА). Результаты моделирования полной ВтАХ той же лазерной структуры представлены на рис. 2. Как следует из рисунка, характеристика достаточно линейна до выходной мощности более 40 мВт. Соответствующий целевой показатель ТЗ на НИР (30 мВт) достигается при рабочем токе 200 мА.

Результаты моделирования ватт-амперной характеристики MQW-структуры (длина резонатора 250 мкм)



Рис. 1. Расчетная ватт-амперная характеристика ВС-структуры (начальный участок)



Рис. 2. Расчетная ватт-амперная характеристика ВС-структуры (полная)



представлены на рис. 3. Как видно из рисунка, в этой структуре получаются еще большие мощности при меньших рабочих токах (например, 40 мВт при 100 мА).

Моделирование частотно-модуляционных характеристик в СВЧ диапазоне. Как известно [7], полоса модуляции лазерного излучателя существенно зависит от рабочего тока инжекции. Результаты моделирования ЧМХ лазера ВС-структуры при рабочих токах I = 40...160 мА (в пределах линейного участка ВтАХ, рис. 2) представлены на рис. 4. Здесь и далее для удобства анализа по оси ординат отложены значения оптической мощности на соответствующей частоте, нормированные по значению оптической мощности на частоте 100 МГц. Как следует из рис. 4,





последний целевой показатель НИР (полоса не менее 10 ГГц) достигается уже при рабочем токе на уровне 120 мА, и полоса ЧМХ по уровню — 3 дБ продолжает расширяться по мере увеличения тока. В связи с вышесказанным дальнейший анализ ЧМХ проводился при постоянном значении рабочего тока, равном 120 мА.

Анализ ЧМХ при фиксированном значении ширины лазерного кристалла (w = 250 мкм) показал слабое изменение в зависимости от длины резонатора, что свидетельствует о том, что она преимущественно влияет на параметры по постоянному току. Для конкретности дальнейшие расчеты проводились при фиксированной длине резонатора 250 мкм. Результаты анализа ЧМХ в зависимости от ширины лазерного кристалла (w = 100, 200, 300 мкм) представлены на рис. 5. Как следует из рисунка, соответствующий целевой показатель ТЗ на НИР достигается при



НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 9, 2008



*1* — *I* = 40 мА; *2* — *I* = 80 мА; *3* — *I* = 120 мА; *4* — *I* = 160 мА

ширине на уровне 200 мкм, и полоса ЧМХ по уровню -3 дБ продолжает расширяться по мере ее уменьшения, что говорит об эффективности разрабатываемого в данной НИР лазера ВС-структуры. Дальнейший анализ проводился для w = 200 мкм.

Еще одним важным параметром лазерной гетероструктуры, исследованным в ходе моделирования, является оптимальный уровень легирования активной области. Результаты анализа ЧМХ при  $N = 8 \cdot 10^{17} \dots 5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> представлены на рис. 6. Как следует из рисунка, соответствующий целевой показатель НИР достигается при концентрации примеси уже на уровне  $3 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, и полоса ЧМХ по уровню – 3 дБ продолжает расширяться примерно до 15 ГГц при ее дальнейшем уменьшении, однако испытывает насыщение при уровнях менее  $1 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>.

Для моделирования частотно-модуляционных характеристик лазерного излучателя MOW-структуры была разработана другая программа с использованием той же САПР. Анализируемая лазерная структура подробно описана в работе [6]. Результаты расчета ЧМХ лазера данного типа при рабочих токах 40...160 мА (в пределах линейного участка ВтАХ (см. рис. 3) представлены на рис. 7. Как следует из рисунка, частотно-модуляционные характеристики получаются несколько лучше ЧМХ рассмотренной выше лазерной микрогетероструктуры с серповидной активной областью. А именно, соответствующий целевой показатель НИР (полоса 10 ГГц) достигается уже при рабочем токе порядка 80 мА и продолжает расширяться по мере увеличения рабочего тока, что вместе с фактом увеличения мощности излучения (см. рис. 3) также свидетельствует о соответствии данной структуры требованиям ТЗ на НИР.

Отметим дополнительно, что на рис. 7 отсутствует провал ЧМХ в относительно низкочастотной области, который наблюдается для лазерного излучателя ВС-структуры (см. рис. 4), что должно улучшить качество передачи сверхширокополосных цифровых сигналов. Данный эффект можно объяснить простотой выбранной в данной НИР поперечной структуры лазера с MQW, в которой обеспечивается лучшее токовое ограничение.

Известно [7], что общее быстродействие лазерного излучателя с так называемой непосредственной модуляцией за счет управления током инжекции в равной степени определяется не только описанными выше технологическими особенностями структуры лазерного кристалла, но и его конструкцией, а также конструкцией узла электрического ввода лазерного модуля, в котором устанавливается данный излучатель. Причиной этому при полосе модуляции в СВЧ диапазоне являются ограничивающие ее паразитные электрические эффекты, возникающие вследствие влияния конструкции электрических выводов лазерного кристалла и монтажных элементов, требуемых для его подсоединения к вводу модулирующего сигнала. Как показывает практика, основное влияние оказывают индуктивность соединительных проволок между лазерным кристаллом и подводящей линией и емкость изолятора для их крепления. В подтверждение этого на рис. 8 представлены результаты моделирования с помощью электронной САПР AWR Microwave Office частотно-модуляционной характеристики лазерного излучателя с собственной полосой модуляции лазерного кристалла 11 ГГц (треугольники). На том же рисунке показана частотномодуляционная характеристика лазерного излучателя (ромбы) на основе того же лазерного кристалла при типично принятом подсоединении его к микрополосковой СВЧ линии посредством двух золотых проволок диаметром 20 мкм и длиной по 1 мм и ситаллового изолятора размерами 1,5 × 1,5 мм (емкость 0,2 пФ). Как следует из рис. 8, использование такой конструкции ввода дает примерно двукратное сокрашение полосы модуляции.

Таким образом, создание лазерных излучателей с полосой в СВЧ диапазоне требует разработки не только лазерной гетероструктуры с соответствующими параметрами, но и корректной конструкции узла электрического ввода, обеспечивающей сохранение ее частотно-модуляционной характеристики.





# Особенности технологии изготовления гетероструктур

В данном разделе приводятся результаты разработки двух различных конструкций лазерных гетероструктур, полученных по двум технологиям:

- лазерная структура с каналом в подложке с серповидной активной областью (ВС-структура), зарощенной блокирующими переходами и последующей изоляцией, которая получена путем выращивания селенида цинка со вскрытием полоска;
- лазерная структура на основе квантовых ям (MQW-структура) с формированием "глубокой" мезаполосковой структуры и последующей изоляцией, полученной путем выращивания селенида цинка со вскрытием полоска.

Основной задачей в ходе технологической разработки данных лазерных гетероструктур является оптимизация по критерию  $P_0\Delta F$  их геометрических, электрофизических и оптических параметров (материального состава, концентрации примесей, материала и геометрии полуизолятора, толщины слоев, коэффициентов оптического усиления и ограничения, числа квантовых ям, ширины V-канавки, длины и ширины кристалла и т. д.), которые, как правило, оказывают взаимно противоположное влияние.



Рис. 9. Схема технологического процесса создания мезаполосковой гетероструктуры InP/InGaAsP/InP с "каналом в подложке"

Лазерная ВС-структура. Формирование двойной гетероструктуры с "каналом в подложке" проводилось методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) [8]. Схема технологического процесса создания мезаполосковой гетероструктуры InP/InGaAsP/InP с серповидной активной областью на *p*-InP представлена на рис. 9. В структуре узкозонная активная область InGaAsP со всех сторон окружена широкозонным InP, благодаря чему обеспечивается предельное оптическое ограничение. Ограничивающая электрические токи утечки структура типа *p-n-p-n* находится по обе стороны от активной области. Активная область располагается против *p*-InP блокирующего слоя с тем, чтобы увеличить последовательное сопротивление каналов токов утечки. Основными технологическими особенностями данной структуры с точки зрения одновременного получения высоких средней мощности и полосы модуляции являются [8, 9]:

- формирование структуры на подложке InP *p*-типа;
  - двухэтапный процесс изготовления на первом этапе формируется блокирующий активную область в поперечном направлении *n-p*-переход, на втором этапе вытравливается стреловидная канавка, в которой в процессе последующего эпитаксиального наращивания формируется активная область на основе четверного раствора InGaAsP, автоматически получающаяся в виде серпа.

Важной отличительной особенностью данной конструкции является также то, что процесс формирования двойной гетероструктуры осуществляется в последней стадии жидкофазного выращивания. Это позволяет избежать высокотемпературной обработки, что обеспечивает высокую воспроизводимость электрофизических параметров [9].

Конкретно, на первой стадии жидкофазного выращивания формируется заготовка с блокирующими слоями и технологическим слоем InGaAsP. Для этого на ориентированной подложке *p*-InP (100) выращивались следующие слои (см. рис. 9): буферный слой р-InP (легированный Zn,  $N = 1 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, толщиной 7 мкм); блокирующий слой *n*-InP (легированный Sn,  $N = 4 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, толщиной 2 мкм); блокирующий слой *p*-InP (легированный Zn,  $N = 1 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, толщиной 2 мкм); технологический слой InGaAsP (нелегированный, толщиной 0,5 мкм). В качестве маски для формирования мезаполоска используется эпитаксиальный технологический слой InGaAsP. Рисунок полоска вдоль направления (011) шириной 2.0...2.5 мкм формируется методом фотолитографии с использованием фоторезиста и химического травителя 1HCl: 2CH<sub>3</sub>COOH: 1H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>. После удаления фоторезиста на заготовке остаются узкие полоски *p*-InP, свободные от технологического слоя InGaAsP. Технологический слой, таким образом, становится естественной маской для концентрированной HCl, используемой в качестве травителя соединения InP. В заготовке InP травится до буферного *p*-InP слоя.

Уникальность этого травителя состоит в том, что по мере углубления в материал InP (рис. 10) скорость травления в кристаллографической плоскости (111) В замедляется по сравнению с плоскостью (100) и происходит огранка плоского дна с двух сторон плоскостями (111) В в виде стрелки (рис. 11). После



**Рис. 10. Этапы формирования канала в подложке InP:** *a* — форма канавки через 5 с травления; *б* — форма канавки через 15 с травления



Рис. 11. Мезаполосок в системе InGaAsP/InP



Рис. 12. Лазерная гетероструктура с каналом в подложке и серповидной активной областью

удаления маски в травителе  $3H_2SO_2$ :  $1H_2O$ :  $1H_2O_2$ поверхность заготовки представлена блокирующим *p*-InP слоем. Такая заготовка с вытравленными мезаполосками поступает на заключительную стадию жидкофазного роста (см. рис. 9) со следующей последовательностью выращивания эпитаксиальных слоев: эмиттерный слой *p*-InP; активный слой InGaAsP; эмиттерный слой *n*-InP; контактный слой *n*-InGaAsP. Окончательный вид выращенной гетероструктуры представлен на рис. 12.

Лазерная MQW-структура. Наряду с канальными серповидными микрогетероструктурами, полученными методом ЖФЭ, в данной работе были исследованы квантоворазмерные наногетероструктуры,

полученные методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений (MOCVD). Рост происходил с помощью эпитаксиальной установки горизонтального типа. Расход и контроль тока реакторных газов и металлоорганических соединений осуществлялись с помощью программируемых расходомеров. В качестве подложек использовался фосфид индия с ориентацией (100) и толщиной от 300 до 400 мкм. Подложки перед эпитаксией проходили химико-динамическое полирование до 14-го класса чистоты. Плотность дислокаций в подложках не превышала 10<sup>3</sup> см<sup>-2</sup>. Процесс роста осуществлялся методом **MOCVD** путем разложения металлоорганических соединений при пониженном давлении. Остаточное давление создавалось путем прокачки безмасляными средствами реакторных газов. Процесс роста проводился в токе высокоочищенного водорода с точкой росы -80 °С. Температура в реакторе составляла около 750 °C.

В работе были использованы следующие металлоорганические соединения: триметилиндий  $In(CH_3)_3$  — газ, источник индия; триэтилгаллий  $Ga(C_2H_5)_3$  — газ, источник галлия; арсин AsH<sub>3</sub> — газ, источник мышьяка; фосфин PH<sub>3</sub> — газ, источник фосфора. В качестве легирующих примесей *n*- и *p*-типов проводимости использовались газы силан SiH<sub>4</sub> и диэтил цинка  $Zn(C_2H_5)_2$  соответственно.

Электронно-микроскопическая фотография и зонная диаграмма четырехслойной MQW-структуры InP/GaInAsP представлены на рис. 13. Исходная гетероструктура подвергалась контролю по морфологии, длине волны электролюминесценции и Ожеспектроскопии, что позволяло контролировать наличие квантовых ям.

Прошедшая входной контроль гетероструктура поступала на операцию фотолитографии и формирования мезаполосковой структуры. Для этого в работе использовались шаблоны с шириной полоска от 3 до 5 мкм, что после травления позволяло обеспечить ширину от 2 до 3,5 мкм. Травление мезаполоска проводилось на глубину до 2,0-2,5 мкм таким образом, чтобы полностью стравить все слои гетероструктуры вне полоска (рис. 14), что должно полностью исключить влияние емкости *р*–*n*-гетероперехода по площади лазерного кристалла и тем самым повысить полосу модуляции лазерного излучателя.





Отметим, что в отличие от структур, выращенных методом  $\mathcal{W}\Phi\Theta$ , структуры с MQW имеют очень тонкий верхний *p*-эмиттер, а значит, активные слои находятся близко к поверхности и могут быть легко повреждены. Это требует очень аккуратного обращения и специальной технологической тары для переноса и монтажа образцов.

После формирования мезаполосков структура поступала на заращивание ZnSe [9]. В данной работе ZnSe использовался в качестве изолирующего материала при заращивании как лазерных BC-гетероструктур, так и мезаполосковых MQW-наногетероструктур. Технология заращивания мезаполосков базируется на данных [10], а также на дополнительных исследованиях, проведенных в настоящей работе. Селенид цинка имеет удельное сопротивление  $10^{10}...10^{15}$  Ом · см, что делает его весьма перспективным для использования в качестве изолирующих слоев при создании лазерных излучателей. Кроме того, высокое структурное совершенство и эпитаксиальный рост (а не физическое напыление) [10] также подтверждают хорошую перспективу для данной технологии.

В ходе технологической отработки для заращивания структур использовались мезаполоски различной ориентации. При этом были проведены исследования процессов заращивания ZnSe как на планарных, так и на профилированных поверхностях. Заращивание проводилось в вакуумной установке с исходным вакуумом  $5 \cdot 10^{-5}$  мм. рт. ст. В качестве исходного материала ис-



Рис. 14. Технологическая схема выращивания мезаполосковой структуры на основе наногетероструктуры InP/InGaAs с квантовыми ямами



Рис. 15. Лазерная мезаполосковая наногетероструктура InP/GalnAsP на основе MQW с изоляцией селенидом цинка

пользовался крупноблочный нелегированный селенид цинка, полученный методом Бриджмена—Стокбаргера. Рост слоев проводился из эффузионной ячейки Кнудсена. Температура на источнике составляла 750 °C. Температура на подложке — 350 °C.

Технологическая схема и микрофотография мезаструктуры на основе MQW, зарощенной селенидом цинка, представлена на рис. 14. Толщина ZnSe составляла от 0,8 до 2,0 мкм, в противном случае возникали проблемы с вскрытием полоска после заращивания. Кроме того, на рис. 15 представлена электронная микрофотография (× 3500) разработанной полосковой MQW-наногетероструктуры InP/GaInAsP, зарощенной ZnSe. Мезаполосковая структура в направлении (110) вытравлена на глубину 1,5 мкм и зарощена селенидом цинка.

После создания лазерные структуры поступали на утонение до 100 мкм и нанесение омических контактов. Эти операции были аналогичны для обоих типов разработанных структур. В качестве омических контактов на *n*-сторону наносили Au/Ge/Au, а на *p*-сторону — сплав Au/Zn/Au. Контакты вжигались в атмосфере водорода, затем структура раскалывалась на кристаллы. Длина резонатора лазерного кристалла варьировалась от 100 до 500 мкм, а ширина — от 150 до 350 мкм.

## Экспериментальное исследование лазерных излучателей

Основная цель экспериментальных исследований состоит в подтверждении соответствия параметров разработанных лазерных излучателей приведенным выше целевым показателям ТЗ на НИР. Для их определения были исследованы ватт-амперные и частотно-модуляционные характеристики изготовленных лабораторных образцов. Ниже приводится описание основных результатов измерений.

Необходимо отметить, что для измерения указанных характеристик испытуемый образец лазерного излучателя должен быть установлен в специальную измерительную камеру так, чтобы обеспечить подведение постоянного электрического смещения и измерительного сигнала СВЧ диапазона. Поэтому прежде чем перейти к описанию методик и результатов исследований, рассмотрим ее схему и конструкцию.

Описание измерительной камеры. Для корректного измерения ВтАХ и особенно ЧМХ в СВЧ диапазоне исследуемый образец лазерного излучателя устанавливается в специальную измерительную камеру со стандартным 50-омным СВЧ разъемом на входе, к которому подсоединяются источник модулирующего сигнала. Тип СВЧ разъема зависит от заданной полосы модуляции, и в данном случае это может быть SMA либо N (допустимо применение отечественных аналогов СР50-751 либо СР50-267Ф соответственно). Кристалл лазерного излучателя на специальном держателе устанавливается на выходе измерительной камеры. Для эффективного подведения к лазеру модулирующего СВЧ сигнала между входным разъемом и кристаллом вводится СВЧ плата, на которой сформирована линия передачи СВЧ диапазона с волновым сопротивлением 50 Ом (обычно микрополосковая линия). Известно, что для корректной работы СВЧ схемы необходимо минимизировать отражения в тракте передачи сигнала. для чего необходимо согласование импедансов источника и нагрузки, которой в данной схеме является испытуемый образец лазерного излучателя. При работе в широкой полосе модуляции, как в нашем случае, следует выбрать согласование диссипативного типа [5], что реализуется путем последовательного введения в линию передачи бескорпусного резистивного элемента сопротивлением порядка 47 Ом. Кроме того, в измерительной камере должно быть обеспечено эффективное подведение к испытуемому лазерному излучателю тока постоянного смещения, что также осуществляется по СВЧ линии передачи. При этом должна быть обеспечена достаточная развязка между цепями постоянного смещения и сигнала. Критериями пригодности спроектированной измерительной камеры для проведения испытаний служат минимальные коэффициент стоячей волны напряжения (КСВН) по входу (обычно КСВН  $\leq$  1,2) и собственные вносимые потери  $L_{\text{кам}}$ (обычно  $L_{\text{кам}} \leq 0,5$  дБ) во всей полосе измерений. Эти параметры должны контролироваться в процессе калибровки перед началом измерений.

Дополнительная трудность измерения ВтАХ и ЧМХ при сравнительно больших рабочих токах лазера (120...200 мА согласно результатам моделирования) состоит в необходимости термостатирования объекта исследования с точностью не хуже 0,1 °С. Для выполнения этого требования в составе измерительной камеры должна быть реализована схема автоматического регулирования температуры лазера, в которой датчиком обычно является миниатюрный терморезистор, а исполнительным звеном — термоэлектронный микроохладитель на основе батареи Пельтье. Данные элементы должны быть связаны с помощью электронного блока управления, параметры которого должны обеспечивать требуемый уровень термостабилизации.



Рис. 16. Измерительная камера для исследования ВтАХ и ЧМХ разработанных лазерных излучателей:

1— лазерный кристалл на медном держателе; 2— узел ввода постоянного смещения; 3— узел ввода СВЧ сигнала на основе микрополосковой линии

Внешний вид разработанной согласно рассмотренным выше требованиям измерительной камеры представлен на рис. 16.

Ватт-амперная характеристика. Измерение BTAX проводилось по стандартной методике при использовании измерителя оптической мощности типа FOD 1204H с калиброванным оптическим вводом на основе многомодового волокна. Типичные результаты измерений излучателей ВС-структуры представлены на рис. 17, MQW-структуры — на рис. 18.

В результате исследования характеристик излучателей ВС-структуры (рис. 17) на постоянном токе получено среднее значение порогового тока на уровне 10...12 мА, что существенно превышает соответствующий целевой показатель ТЗ на НИР. Также получена мощность излучения свыше 30 мВт на линейном участке ватт-амперной характеристики, что соответствует одному из двух основных целевых показателей НИР. Проведенные исследования работы лазерного излучателя на постоянном токе показали, что до 20 мВт излучение генерируется на фундаментальной поперечной моде.

В результате исследования ВтАХ излучателя MQWструктуры получено: лазерные диоды с длиной резона-



Рис. 17. Измеренная ватт-амперная характеристика излучателя ВС-структуры



Рис. 18. Измеренная ватт-амперная характеристика излучателя MQW-структуры

тора 150...250 мкм имели пороговые токи от 6 до 11 мА при максимальной рабочей мощности излучения 25...30 мВт. На диодах с длиной резонатора 300 мкм (рис. 18) выходные мощности в линейном режиме составляли до 40 мВт на рабочих токах 140...170 мА. При этом максимальные мощности излучения при долговременной работе получились 50 мВт при токах 220...250 мА, что в 1,7 раза превышает соответствующий целевой показатель настоящей НИР.

Также можно отметить удовлетворительное совпадение результатов измерений с данными расчета (см. рис. 1-3), что свидетельствует о корректности модельных экспериментов.

Частотно-модуляционная характеристика. Основной целью настоящего экспериментального исследования является измерение таких важных параметров разрабатываемого лазерного излучателя, как полоса модуляции и неравномерность уровня излучаемой мощности в полосе модуляции. Значения обоих параметров определяются из так называемой частотно-модуляционной характеристики (ЧМХ) лазера [7], типичный вид которой представлен, например, на рис. 4.

Как известно, вид ЧМХ полупроводникового лазера с непосредственной модуляцией соответствует передаточной характеристике фильтра нижних частот [7]. Поэтому нижняя граничная частота полосы модуляции принимается равной 0 Гц (постоянный ток). Верхняя граничная частота полосы модуляции (фактически ей соответствующая) стандартно определяется по критерию уменьшения уровня ЧМХ на 3 дБ по отношению к уровню на заданной сравнительно низкой частоте, где ЧМХ равномерна. При выполнении измерений ЧМХ лазера в СВЧ диапазоне в качестве такой нормирующей частоты обычно выбирается 100 МГц, но в зависимости от решаемой задачи и ширины полосы возможны другие варианты выбора. Неравномерность уровня излучаемой мощности в полосе модуляции, влияющая в основном на качество передачи сверхширокополосных цифровых сигналов, определяется в децибеллах по этой нормированной ЧМХ.

В настоящее время существуют различные методы исследования ЧМХ полупроводникового лазера,

среди которых наиболее пригодным для практического измерения параметров в СВЧ диапазоне является метод с использованием измерительного фотодиода. Полоса пропускания данного фотодиода с целью устранения влияния его собственных параметров на результат измерения выбирается значительно шире (по крайней мере, в 2 раза) по сравнению с верхней граничной частотой полосы модуляции объекта исследования. Для проведения измерений объект исследования должен быть связан с измерительным фотодиодом с помощью так называемого измерительного оптического тракта (ИОТ) на основе узла ввода излучения лазера в волокно и отрезка, как правило, одномодового волокна. При этом затухание в оптическом тракте имитируется за счет юстировки узла ввода излучения. Для обеспечения эффективной связи исследуемого излучателя и измерительного фотодетектора на ближнем (к лазеру) конце указанного отрезка волокна формируется волоконная линза (так называемый фокон). а дальний конец оформляется в виде стандартного оптического разъема. Отметим, что для проведения корректных измерений в СВЧ диапазоне необходимо использовать разъем со скошенным торцом, например типа FC/APC.

Методика измерений. В принципе исследование ЧМХ лазера можно проводить в ручном режиме, подавая на каждой частоте измерения на вход измерительной камеры смодулированный сигнал от радиочастотного генератора и регистрируя с помощью высокочувствительного селективного приемника, например анализатора спектра, уровень сигнала на выходе измерительного фотодиода. Однако для сокращения времени и повышения точности измерений более целесообразно применять одновременно в качестве источника и регистратора сигналов современный векторный или скалярный радиочастотный анализатор цепей (РАЦ). Основными техническими требованиями к используемому РАЦ являются соответствие рабочего диапазона частот прибора полосе исследуемой ЧМХ, динамический диапазон не менее 50 дБ и точность измерения не хуже 0,1 дБ. Дополнительное преимущество РАЦ состоит в возможности непосредственного наблюдения и анализа ЧМХ на экране прибора.

#### Порядок проведения испытаний

1. Установленный в описанную выше измерительную камеру испытуемый образец лазерного излучателя подключить к источнику питания и установить рабочий ток лазера, руководствуясь протоколом испытаний данного образца на постоянном токе, но не более 130 мА, что соответствует согласно результатам моделирования полосе модуляции 10 ГГц.

2. Связать измерительную камеру посредством ИОТ с измерительным фотодиодом.

3. Включить электропитание РАЦ и обеспечить его прогрев в течение 1 ч. Установить начальную частоту полосы перестройки (свиппирования) РАЦ, равной 100 МГц, конечную частоту – 12 ГГц. Согласно техническому описанию и руководству по эксплуатации РАЦ провести его калибровку в этой



Рис. 19. Структурная схема измерения ЧМХ

полосе с помощью прилагаемого калибровочного комплекта.

4. Провести калибровку потерь измерительной камеры. Для этого временно заменить держатель с испытуемым лазерным излучателем на ее выходе на СВЧ разъем с волновым сопротивлением 50 Ом (рекомендации по выбору разъема см. выше). Подсоединить данный разъем к выходу микрополосковой линии измерительной камеры. Посредством измерительных коаксиальных кабелей с известными параметрами в диапазоне измерения соединить порт 1 РАЦ со входом измерительной камеры, а порт 2 РАЦ — с разъемом. Провести автоматическую коррекцию потерь измерительной камеры в соответствие с руководством по эксплуатации РАЦ. Вновь подсоединить к выходу измерительной камеры испытуемый лазерный излучатель.

5. Подключить к измерительному оборудованию с помощью коаксиальных кабелей из комплекта ЗИП РАЦ вход измерительной камеры с установленным испытуемым образцом лазерного излучателя и выход измерительного фотодиода. Структурная схема измерений представлена на рис. 19.

6. Установить в РАЦ режим измерения характеристики передачи  $(S_{21})$  и наблюдать ЧМХ испытуемого лазерного излучателя на его экране. Считать,

что испытание прошло успешно, если определенная модуляция не менее 10 ГГц. Определить неравномерность ЧМХ в этой полосе модуляции как разность в децибелах максимального и минимального уровней. Испытание повторить при других рабочих токах лазера.

Проведенные согласно данной методике испытания показали, что приведенные данные расчета ЧМХ с достаточно высокой точностью подтверждаются результатами измерения экспериментальных образцов разработанных лазерных излучателей, которые были получены с использованием измерительного фотодиода модели 1414 фирмы *New Focus, Inc.*, США (полоса пропускания 25 ГГц) и векторного анализатора цепей модели E8363B фирмы *Agilent Technologies.* Пример ЧМХ лазера при токе инжекции 120 мА представлен на рис. 20.

#### Заключение

Изложенные в данной статье результаты НИР по разработке двух типов лазерных излучателей — на основе зарощенной микрогетероструктуры с серповидной активной областью и на основе зарощенной наногетероструктуры с многоквантоворазмерной активной областью, общей особенностью которых является высокое произведение средней мощности на полосу модуляции, дают основание считать оба излучателя эффективными для перспективных телекоммуникационных и радиолокационных применений.

1. Проведенные лабораторные испытания статических характеристик экспериментальных образцов лазерных структур на постоянном токе подтвердили предсказанную теоретическими расчетами возможность достижения следующих целевых показателей: выходная оптическая мощность в непрерывном режиме — до 40 мВт при рабочих токах 175...185 мА (по ТЗ — до 30 мВт), пороговый ток 6...11 мА (по ТЗ — не более 20 мА).

2. Проведенные с помощью скорректированных по результатам испытаний теоретических моделей анализ и оптимизация статических и динамических характеристик лазерных гетероструктур предсказали возможность достижения разрабатываемыми излучателями основного целевого показателя ТЗ на НИР полосы модуляции не менее 10 ГГц, что с высокой точностью (в пределах 5 %) подтверждено результатами экспериментального исследования.

#### Список литературы

1. **O'Mahony M. J.** e. a. Future optical networks. IEEE Journal of Lightwave Technology, 2006. V. 24. N 12. P. 4684–4696.

2. Lee C.-H. e. a. Fiber to the Home Using a PON Infrastructure. IEEE Journal of Lightwave Technology, 2006. V. 24. N 12. P. 4568– 4583.

3. Niiho T., Nakaso M., Masuda K. e. a. Transmission performance of multichannel wireless LAN system based on radio-over-fiber techniques // IEEE Transactions on Micro-



Рис. 20. Измеренная ЧМХ лазера с серповидной активной областью (ток 120 мА)

wave Theory and Techniques. 2006. MTT-54. N 2. Part 2. P. 980–989.

4. **Parker D., Zimmermann D. C.** Phased Arrays. Parts 1, 2 // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2002. MTT-50. N 3. P. 678–698.

5. Белкин М. Е., Васильев М. Г., Засовин Э. А. Аналитическое исследование лазерного излучателя для комбинированных систем радиолокации и связи СВЧ диапазона // Радиотехника. 2008. № 1. С. 71–77.

6. Белкин М. Е., Дзичковский Н. А. Моделирование наногетероструктурных полупроводниковых лазеров диапазона 1,3 мкм в приборно-технологическом программном пакете SYNOPSYS SENTAURUS T-CAD. // Материалы международной НТК ИНТЕРМАТИК-2007 "Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения", ноябрь 2007. — М.: МИРЭА, 2007. Т. 3. С. 170—175.

#### УДК 531.787.084.2:629.735

**Е. М. Белозубов**, канд. техн. наук, начальник группы,

**Н. Е. Белозубова,** инж., **Ю. А. Козлова**, инж. НИИ физических измерений, Пенза

### ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ ЕМКОСТНЫЕ МЭМС-СТРУКТУРЫ С ВОЗМОЖНОСТЬЮ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУР ЭЛЕКТРОДОВ

Предложены конструктивно-технологические решения построения тонкопленочных емкостных МЭМСструктур с возможностью измерения температур электродов. Рассмотрены их конкретные реализации, позволяющие уменьшать влияние стационарных и нестационарных температур на МЭМС-структуры тонкопленочных емкостных датчиков давления.

**Ключевые слова:** тонкопленочные емкостные МЭМСструктуры, температура, виброускорения, выводной проводник, контактная площадка, электрод, измерение температур электродов.

Преимущества тонкопленочных емкостных МЭМС-структур наиболее полно проявляются при учете их фактических температур. Если позволяют размеры и диапазон рабочих температур МЭМСструктур, то достаточно традиционным направлением является использование для этих целей датчиков температуры. В качестве таких датчиков используются терморезисторы, диоды, термопары. Общими их недостатками являются необходимость наличия свободного места рядом с электродами и достаточно большая погрешность измерения при воздействии нестационарных температур вследствие отличия температуры электродов от температуры места установки датчика температуры и влияния термического сопротивления между местом установки и датчиком температуры. В связи с этим одним из оптимальных направлений уменьшения температурной погрешности МЭМС-структур является непосредственное измерение температуры электродов.

7. Ривлин Л. А., Семенов А. Т., Якубович С. Д. Динамика и спектры излучения полупроводниковых лазеров. М.: 1983. 207 с.

8. Васильев М. Г., Васильев А. М., Вилк Д. М., Шелякин А. А. Получение гетероструктур InP/InGaAsP/InP методом жидкофазной эпитаксии и раздельное приготовление растворов-расплавов // Неорганические материалы. 2007. Т. 43. № 7. С. 775—780.

9. Васильев М. Г., Васильев А. М., Шелякин А. А. Планарно-зарощенная гетероструктура InP/GalnAsP с серповидной активной областью на *p*-InP // Неорганические материалы. 2008. Т. 44. № 9. С. 1—5.

10. Васильев М. Г. и др. Гетероэпитаксия ZnSe на InP // Кристаллография. 1985. Т. 30. Вып. 5. С. 965—970.

На рис. 1 изображены разработанная тонкопленочная емкостная МЭМС-структура [1] с возможностью измерения температур электродов и топология электродов, размещенных на мембране и опорном основании. Соотношения между размерами межэлектродного зазора, толщин электродов, контактных площадок и размерами других элементов конструкции для наглядности изменены. Топология электродов диска аналогична топологии электродов мембраны и опорного основания и на рисунке не показана.

МЭМС-структура содержит корпус 1. мембрану 2 с жестким центром 3 и опорным основанием 4, диск 5, закрепленный с зазором на опорном основании, и преобразователь деформаций в виде двух пар противолежащих электродов с контактными площадками 6, первая из которых 7 расположена по центру мембраны и диска. Вторая пара электродов 8 образована электродами 9 и 10, расположенными на опорном основании, и электродами 11 и 12, расположенными на периферии диска. Симметрично контактным площадкам 6 размещены электрически соединенные с электродами дополнительные контактные площадки 13. Для осуществления возможности присоединения выводных проводников контактные площадки электродов выполнены существенно более толстыми по сравнению с толщиной электродов.

МЭМС-структура работает следующим образом. Под воздействием измеряемого давления на мембрану датчика жесткий центр мембраны, а следовательно, и



Рис. 1. Модель тонкопленочной емкостной МЭМС-структуры с возможностью измерения температур электродов

расположенный в области жесткого центра подвижный электрод первой пары перемещаются в направлении подвижного электрода. В результате межэлектродный зазор этой пары электродов уменьшается, а его емкость, соответственно, увеличивается. Емкость второй пары электродов не зависит от измеряемого давления вследствие сравнительно массивного опорного основания. Сопротивление электродов от давления не зависит вследствие расположения электродов на жестком центре и опорном основании. Значение емкостей первой и второй пар электродов через их контактные площадки, выводные проводники 14 и гермоконтакты 15 передаются на нормирующее устройство (не показано), которое формирует выходной сигнал, зависящий от отношения емкостей второй и первой пар электродов, а следовательно, и от измеряемого давления. При воздействии на датчик реальной температуры эксплуатации емкости электродов первой и второй пар электродов меняются неодинаково, в результате чего возникает температурная погрешность.

Сопротивление электродов изменяется в соответствии с их температурой, т. е. температуре электродов соответствует вполне определенное значение сопротивления электродов. Поэтому в предлагаемой конструкции можно учесть температурную погрешность, так как при воздействии реальной температуры эксплуатации сопротивление электродов однозначно связано с их температурой, т. е., зная сопротивление электродов, можно оценить их реальную температуру и минимизировать температурную погрешность. Причем, зная сопротивления электродов первой и второй пар, можно определить и разность температуру этих электродов, т. е. можно вводить термодинамическую поправку, учитывающую нестационарность температуры измеряемой среды.

Дополнительные контактные площадки, электрически соединенные с электродами, необходимы для возможности измерения сопротивления электродов. Выполнение электродов из резистивного материала позволяет значительно, на 2-3 порядка, увеличить сопротивление электродов по сравнению с сопротивлением традиционно выполненных электродов, когда их сопротивления не превышают десятых долей ома, что не позволяет измерить с приемлемой точностью изменение сопротивлений электродов в реальных условиях эксплуатации. Для определения оптимального соотношения удельных поверхностных сопротивлений электродов и контактных площадок рассмотрим, например, электрод 7. Сопротивление электрода, измеренное между контактными площадками 6 и 13, при нормальной температуре будет равно сумме сопротивлений непосредственно электрода  $R_{2}$  и сопротивления контактных площадок  $R_{\rm K}$ , т. е.

$$R_0 = R_{30} + R_{\rm K0}.$$
 (1)

При некоторой температуре T, отличающейся от нормальной  $T_0$ ,

$$R_T = R_{\Im T} + R_{\mathrm{K}T},\tag{2}$$

где 
$$R_{\Im T} = R_{\Im 0} [1 + \alpha_{\Im} (T - T_0)];$$
  
 $R_{\kappa T} = R_{\kappa 0} [1 + \alpha_{\kappa} (T - T_0)];$ 

 $\alpha_3, \, \alpha_K$  — температурный коэффициент сопротивления электродов и контактных площадок соответственно.

Сопротивления электродов и контактов можно записать в виде

$$R_{30} = R_{S3}n_3, R_{K0} = R_{SK}n_K,$$
 (3)

где  $R_{S_{3}}$  — удельное поверхностное сопротивление электродов;  $R_{S_{K}}$  — удельное поверхностное сопротивление контактных площадок;  $n_{3}$ ,  $n_{K}$  — безразмерные величины, численно равные числу квадратов в электродах и контактных площадках соответственно.

Тогда сопротивления электродов и контактов можно выразить в виде

$$R_{\Im T} = R_{S\Im} n_{\Im} [1 + \alpha_{\Im} (T - T_0)];$$
  

$$R_{KT} = R_{SK} n_{K} [1 + \alpha_{K} (T - T_0)].$$
(4)

Для того чтобы изменение сопротивления между контактными площадками наиболее точно отражало изменение температуры именно электрода, необходимо, чтобы изменение сопротивления между контактными площадками в основном определялось изменением сопротивления непосредственно электрода, а изменение сопротивления контактных площадок играло как можно меньшую роль, т. е. изменение сопротивления электродов от температуры должно быть больше изменения сопротивления контактных площадок от температуры. Учитывая, что изменение сопротивления электродов от температуры определяется выражением

$$\Delta R_{\Im T} = R_{S\Im} n_{\Im} \alpha_{\Im} (T - T_0), \qquad (5)$$

а изменение сопротивления контактных площадок от температуры — выражением

$$\Delta R_{\kappa T} = R_{S\kappa} n_{\kappa} \alpha_{\kappa} (T - T_0)], \qquad (6)$$

можно записать условие превалирования изменения сопротивления электродов над изменением сопротивлений их контактных площадок:

$$R_{S_{3}}n_{3}\alpha_{3}(T-T_{0}) > R_{S_{K}}n_{K}\alpha_{K}(T-T_{0})].$$
(7)

Проведя необходимые преобразования и учитывая возможные отрицательные значения температурного коэффициента сопротивления (ТКС) материала электрода или контактных площадок, получим соотношение удельных поверхностных сопротивлений электродов и контактных площадок:

$$|\mathbf{R}_{Si}| \ge \left| \frac{n_{\mathrm{K}} \alpha_{\mathrm{K}}}{n_{\mathrm{g}} \alpha_{\mathrm{g}}} R_{S\mathrm{K}} \right|. \tag{8}$$

Например, электроды выполнены из резистивного материала X27K50TM ( $R_{S9} = 100 \text{ Om/}\square$ ,  $n_9 = 1 \text{ квад-}$ рат,  $\alpha_9 = 3,1 \cdot 10^{-3} \text{ °C}$ ), контактные площадки выполнены на основе композиции молибден—никель ( $R_{SK} = 0,1 \text{ Om/}\square$ ,  $n_K = 6$ ,  $\alpha_K = 3,6 \cdot 10^{-3} \text{ °C}$ ). Тогда



Рис. 2. Модель тонкопленочной емкостной МЭМС-структуры с электродами в виде резистивных полос

соотношение 
$$|R_{S\ni}| > \left|\frac{n_{\rm K}\alpha_{\rm K}}{n_{\scriptscriptstyle 9}\alpha_{\scriptscriptstyle 9}}R_{S\rm K}\right|$$
 будет иметь вид  
 $|100| > \left|\frac{6\cdot 3, 6\cdot 10^{-3}}{1\cdot 3, 1\cdot 10^{-3}}\cdot 0, 1\right|.$ 

Технико-экономическим преимуществом предлагаемого датчика по сравнению с известными является уменьшение температурной погрешности в широком диапазоне температур за счет возможности учета температуры электродов. Преимуществом предлагаемого решения является также возможность уменьшения погрешности от воздействия распределения температур отдельных электродов. Преимуществом предлагаемой конструкции является также расширение функциональных возможностей за счет возможности измерения в одной точке давления и температуры.

Недостатком рассмотренного решения является большое число дополнительных контактных площадок. Кроме того, для повышения точности измерения температуры необходимо существенное превышение удельного поверхностного сопротивления электродов над удельным поверхностным сопротивлением контактных площадок, что накладывает дополнительные ограничения на выбор материалов. От этих недостатков свободна МЭМС-структура с электродами в виде резистивных полос [2], изображенная на рис. 2. На этом же рисунке изображена также топология электродов в виде резистивных полос, размещенных на мембране и опорном основании. Соотношения между размерами межэлектродного зазора, толщин электродов и размерами других элементов конструкции для наглядности изменены.

МЭМС-структура содержит корпус 1, мембрану 2 с жестким центром 3 и опорным основанием 4, диск 5, закрепленный с зазором на опорном основании, и преобразователь деформаций в виде двух пар противолежащих электродов с контактными площадками 6, первая из которых 7 расположена по центру мембраны и диска, а вторая 8 — на опорном основании и периферии диска. Электроды, расположенные на мембране и опорном основании, выполнены в виде последовательно соединенных перемычками 9 между собой и дополнительными контактными площадками 10 резистивных полос 11 из материала, ТКС которого не равен нулю, а резистивные полосы размещены концентрично центру мембраны. При небольшой скорости изменения температуры измеряемой среды достаточно выполнения только одного из электродов в виде резистивных полос, например электрода, расположенного на опорном основании. Мембрана, опорное основание и диск выполнены из сплава 70НХБМЮ. На поверхности мембраны с опорным основанием и диска нанесена диэлектрическая пленка в виде композиции  $Al_2O_3$ —SiO<sub>2</sub>. Электроды выполнены в виде композиции Mo—Ni (TKC = +3.8 · 10<sup>-30</sup> C<sup>-1</sup>).

Способ реализуется следующим образом. Методами тонкопленочной технологии формируют электроды на мембране, опорном основании и диске. Присоединяют выводные проводники 12 к основным и дополнительным контактным площадкам электродов. Закрепляют диск на опорном основании, например, с помощью лазерной сварки (на рисунке не показано). Присоединяют выводные проводники к гермоконтактам 13. Вакуумируют и герметизируют корпус. Измеряют электрическое сопротивление каждого электрода. Сопротивление электрода, расположенного на мембране, измеряют между основной контактной площадкой 6 и дополнительной контактной площадкой 10. Сопротивление электрода, расположенного на опорном основании, измеряют между его основной контактной площадкой 6 и дополнительной контактной площадкой 10 в нормальных климатических условиях (температура равна +25 °C). Измеряют емкости электродов каждой пары в нормальных климатических условиях (температура +25 °С). Подвергают МЭМС-структуру воздействию температуры в рабочем диапазоне температур с выдержкой при фиксированных температурах внутри и на границе рабочего диапазона температур. Рабочий диапазон температур в нашем случае от -50 до -300 °C. Выбирают фиксированные температуры -50 °C, 0 °C, +50 °C, +100 °C, +150 °C, +200 °C, +250 °C, +300 °C. При каждой фиксированной температуре без воздействия и при воздействии измеряемого давления выдерживают МЭМСструктуру до прекращения изменения сопротивления электродов. Прекращение изменения сопротивления электродов говорит об установившемся процессе восприятия температуры электродом. Регистрируют значения сопротивления электродов и емкость каждой пары электродов.

Процесс регистрации и задания температуры сравнительно просто поддается автоматизации. Регистрация проводится в цифровой форме. Таким образом, для каждого датчика получают матрицу значений сопротивлений и емкостей электродов при различных температурах и давлениях. Имея такую матрицу, несложно учесть температуру реальных условий эксплуатации датчика. При этом могут быть использованы как цифровые методы обработки, например с помощью микропроцессоров, так и аналоговые. Для устранения взаимного влияния процессов измерений сопротивлений и емкостей возможно применение временной, частотной или другой селекции сигналов.

МЭМС-структура работает следующим образом. Под воздействием измеряемого давления на мембрану МЭМС-структуры жесткий центр мембраны, а следовательно, и расположенный в области жесткого центра подвижный электрод первой пары перемещаются в направлении неподвижного электрода. В результате межэлектродный зазор этой пары электродов уменьшается, а его емкость, соответственно, увеличивается. Емкость второй пары электродов не зависит от измеряемого давления вследствие сравнительно массивного опорного основания. Сопротивление электродов от давления не зависит вследствие расположения электродов на жестком центре и опорном основании. Значения емкостей первой и второй пар электродов через контактные площадки, выводные проводники 12 и гермоконтакты 13 передаются на нормирующее устройство (не показано), которое формирует выходной сигнал, зависящий от отношения емкостей второй и первой пар электродов, а следовательно, и от измеряемого давления.

При воздействии на датчик реальной температуры эксплуатации емкости электродов первой и второй пар электродов меняются неодинаково, в результате чего появляется температурная погрешность. Сопротивление электродов изменяется в соответствии с их температурой, т. е. температуре электродов соответствует вполне определенное значение сопротивления электродов, поэтому в заявляемом решении можно учесть температурную погрешность, т. е. по значению сопротивления электродов можно оценить их реальную температуру и минимизировать температурную погрешность. Причем по значению сопротивления электродов первой и второй пар, расположенных соответственно по центру мембраны и на опорном основании, можно определить и разность температур в центре мембраны и на опорном основании, т. е. можно вводить динамическую поправку, учитывающую нестационарную температуру измеряемой среды.

Выполнение электродов, расположенных на мембране и опорном основании в виде последовательно соединенных перемычками между собой и дополнительными контактными площадками резистивных полос, позволяет повысить сопротивления электродов на 1—2 порядка по сравнению с сопротивлением традиционно выполненных электродов, сопротивление которых не превышает десятых долей ома, что не позволяет измерять с приемлемой точностью изменения сопротивлений электродов в реальных условиях эксплуатации. Резистивные полосы выполнены из материала, температурный коэффициент сопротивления которого не равен нулю, так как в противном случае изменения сопротивлений электродов от температуры будут также равны нулю.

Для большей чувствительности к температуре необходимо, чтобы ТКС материала электрода был максимальным. Расположение резистивных полос концентрично центру мембраны позволяет получить максимальное значение сопротивления электродов при сохранении необходимого значения их емкости за счет оптимального использования площади размещения электродов. Измерение электрического сопротивления каждого электрода и емкостей каждой пары электродов при фиксированных температурах внутри и на границе рабочего диапазона температур при отсутствии и воздействии измеряемого давления позволяет сформировать матрицу значений емкостей электродов, однозначно связанных с их сопротивлениями, а следовательно, и воздействующей температурой. Выдержка при фиксированной температуре до прекращения изменения сопротивления обеспечивает более точное соответствие между сопротивлением электрода и воздействующей температурой.

Температурная погрешность в диапазоне температур от -50 °C до +300 °C емкостной МЭМСструктуры в соответствии с предлагаемым решением составляет не более  $2 \cdot 10^{-5} \, {}^{\circ}\mathrm{C}^{-1}$ , что в несколько раз меньше погрешности МЭМС-структур без учета температур электродов. Таким образом, техникоэкономическим преимуществом заявляемого решения является уменьшение температурной погрешности в широком диапазоне температур за счет возможности измерения и учета температуры мембраны и опорного основания непосредственно в месте расположения электродов. Кроме того, преимуществом МЭМС-структуры с электродами в виде резистивных полос является возможность использования для формирования электродов материалов с существенно меньшим удельным поверхностным сопротивлением вследствие возможности значительного увеличения числа квадратов электродов в виде резистивных полос. Преимуществом решения является также возможность уменьшения погрешности от воздействия нестационарной температуры вследствие учета неравномерности распределения температур на мембране и опорном основании. Кроме того, рассмотренное решение позволяет учитывать температуру электродов при меньшем числе контактных площадок по сравнению с ранее рассмотренным решением.

#### Список литературы

1. Белозубов Е. М. Емкостной датчик давления. Патент РФ № 1739225 G01L 9/12. Опубл. 07.06.92. Бюл. № 21.

2. Белозубов Е. М. Емкостной датчик давления и способ его изготовления и градуировки. Патент РФ № 1812459 G01L 9/12. Опубл. 30.04.93. Бюл. № 16.

Р. М. Образцов<sup>1</sup>, аспирант, А. Р. Юняев<sup>2</sup>, студент, А. В. Новиков<sup>2</sup>, студент, <sup>1</sup> Южный Федеральный университет, Ростов-на-Дону <sup>2</sup> Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Москва

### ВЫБОР МАКСИМАЛЬНО ЭФФЕКТИВНЫХ РАЗМЕРОВ БАЛОЧНОГО ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО БИМОРФНОГО ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА ДЛЯ МАЛОГАБАРИТНОГО ВИБРАЦИОННОГО ГИРОСКОПА

Описаны созданные авторами конечно-элементные модели пьезоэлектрической биморфной балки и моделирование колебательных процессов, результаты которого позволили получить алгоритм выбора максимально эффективных геометрических параметров и определить требуемые допуски на геометрические параметры балочного пьезоэлектрического биморфного чувствительного элемента для малогабаритного вибрационного гироскопа.

**Ключевые слова:** гироскоп, чувствительный элемент, пьезоэлектрическая керамика, биморф.

Чувствительный элемент вибрационного гироскопа представляет собой биморфную балку квадратного сечения (рис. 1,  $\delta$ ) [1], изготавливаемую методом групповой распиловки биморфной пьезокерамической пластины с электродами и встречной поляризацией P (рис. 1, a). Эта операция также подразумевает разделение электрода, расположенного на одной из двух поверхностей балки, разделительным пропилом 1 (рис. 1,  $\delta$ ). Получившиеся два электрода 2 на каждой балке — измерительные, а сплошной электрод 3 на противоположной стороне — возбуждающий. При этом часть биморфной балки между каждым из измерительных электродов и



 $\begin{array}{c}
1 \\
1 \\
1 \\
2 \\
1 \\
2 \\
1 \\
1 \\
0 \\
1 \\
0
\end{array}$ 



возбуждающим электродом образует отдельный так называемый резонатор.

Балочный пьезоэлектрический вибрационный гироскоп с биморфным чувствительным элементом функционирует за счет силы Кориолиса. Для этого на нижний сплошной электрод автогенератором подается возбуждающее синусоидальное напряжение относительно разделенного верхнего электрода. Частота F<sub>7</sub> этого сигнала поддерживается равной собственной частоте балки вдоль оси возбуждения Z. Под действием разности потенциалов одна половина биморфа сжимается, а другая, наоборот, растягивается вследствие встречно направленной поляризации. Возникает изгиб балки вдоль оси Z (рис. 2). С переменой знака разности потенциалов картина меняется на противоположную. В итоге балка совершает гармонические колебания. При этом амплитуды сигналов с двух верхних электродов одинаковы и разность фаз этих сигналов равна нулю.

Гироскоп с таким чувствительным элементом имеет ось чувствительности вдоль оси *X*, поэтому при появлении угловой скорости вдоль этой оси возникает сила Кориолиса, действующая на частицы массы балки, движущиеся с некоторыми линейными скоростями, ортогональными измеряемой угловой скорости за счет вибрации балки. Действие этой силы вызывает изгиб чувствительного элемента вдоль оси *Y* (см. рис. 2).

В результате одновременного действия гармонического возбуждающего сигнала и силы Кориолиса на биморфную балку возникает сложный изгиб, при котором первый измерительный электрод растягивается сильнее, чем второй, а при противоположном направлении вращения — наоборот. Следовательно, заряд,

> генерируемый одним резонатором, становится отличным от заряда на втором резонаторе, поэтому и амплитуды сигналов с двух измерительных электродов становятся разными и разность фаз этих сигналов не равна нулю. По значениям разностей амплитуд и фаз сигналов с двух измерительных электродов можно судить о значении внешней действующей угловой скорости [2].

> Очевидно, что сила Кориолиса действует на вибрирующую балку, вращающуюся вдоль оси чувствительности, с частотой, равной частоте возбуждения

Рис. 1. Биморфная пластина с электродами (а) и балочный пьезоэлектрический биморфный чувствительный элемент (б)

балки  $F_z$ . Следовательно, отклик балки будет тем больше, чем ближе расположены ее собственные резонансные частоты вдоль осей Z и Y, т. е. так называемая разность частот  $F_y - F_z = \Delta F$  является некоторым коэффициентом пропорциональности между внешней угловой скоростью и выходным сигналом гироскопа. Таким образом, для обеспечения максимальной чувствительности гиродатчика необходимо обеспечить равенство частот  $F_z$  и  $F_y$ , тем самым свести разность частот к нулю, однако полоса пропускания в этом случае будет минимальной [3]. Поэтому в зависимости от области применения гироскопа оптимум между этими двумя параметрами выбирают индивидуально. Причем на значения выше указанных частот влияют помимо характеристик пьезоматериала и типа соединения пластин (склеивание, спекание) еще и геометрические параметры балки и разделительного пропила.

Таким образом, при описанном выше методе групповой распиловки биморфной пьезокерамической пластины на балки после выбора характеристик пьезоматериала, типа соединения пластин, длины чувствительного элемента и толщины биморфной пластины, из которой изготавливаются балки, существует необходимость расчета ширины биморфных балок и параметров разделительного пропила.

Для решения описанной задачи в рамках настоящей работы авторами созданы конечно-элементные модели пьезоэлектрической биморфной балки и проведено моделирование колебательных процессов, результаты которого позволяют выявить алгоритм выбора максимально эффективных геометрических параметров балочного пьезоэлектрического биморфного чувствительного элемента для малогабаритного вибрационного гироскопа. Полученный алгоритм позволяет рассчитать геометрические параметры чувствительного элемента для обеспечения максимальной чувствительности гироскопа.

Для моделирования выбраны следующие размеры чувствительного элемента: длина 10 мм, номинальная толщина и ширина 1 мм. Такие размеры являются характерными для балочных чувствительных элементов малогабаритных вибрационных гироскопов. Глубина и ширина разделительного пропила на данном этапе выбраны произвольно, 200 мкм и 100 мкм соответственно. Заложенный в расчеты тип соединения пластин спекание. Путем конечноэлементного моделирования определено влияние размеров сечения балки на собственные резонансные частоты  $F_z$  и  $F_v$ . Полученные зависимости показали, что изменение ширины балки при фиксированной толщине существенно влияет на резонансную частоту  $F_y$ , а на  $F_z$  — в незначительной степени. Изменение же толщины балки при фиксированной ширине — наоборот, влияет только на резонансную частоту F<sub>z</sub>. Наборы значений собственных резонансных частот  $F_z$  и  $F_v$  при изменении толщины и ширины биморфной балки можно представить в виде пары пересекающихся плоскостей. Получившиеся плоскости описываются уравнениями

$$F_z = 27,425x + 0,325y + 19; \tag{1}$$

$$F_v = -0.25x + 27y + 2398,$$



Рис. 3. Зависимости собственных резонансных частот  $F_z$  и  $F_y$  от размеров сечения балки

где x — толщина балки; y — ширина балки;  $F_z$  — резонансная частота балки вдоль оси возбуждения;  $F_y$  — резонансная частота балки вдоль оси отклика.

Эти зависимости в виде двух пересекающихся плоскостей приведены на рис. 3. Линия пересечения этих плоскостей является такой шириной балки (с определенными фиксированными параметрами основного пропила), при которой собственные резонансные частоты  $F_z$  и  $F_y$  равны.

Уравнение линии пересечения этих двух плоскостей в форме зависимости ширины балки *у* от ее толщины *х* имеет вид:

$$y = \frac{27,675x - 2379}{26,675}.$$
 (3)

При найденном таким образом значении ширины биморфной балки обеспечивается максимальная чувствительность гироскопа, поскольку разность резонансных частот такого чувствительного элемента нулевая. Измерения указанных частот организованы по схеме, показанной на рис. 4, где 1 и 2— электроды, использующиеся для регистрации вращения; 3 электрод для возбуждения чувствительного элемента; P— направление поляризации в биморфной балке.

Операция определения ширины балок, изготавливаемых методом групповой распиловки биморфной пьезокерамической пластины, — неотъемлемая часть технологии изготовления чувствительных эле-



(2)



Рис. 5. Зависимости собственных резонансных частот  $F_z$ ,  $F_v$  от ширины разделяющего пропила при фиксированном сечении балки 1 × 1 мм и произвольно выбранной глубине пропила 200 мкм

ментов, поскольку толщина биморфных пластин от образца к образцу варьируется, что негативно отразится на чувствительности гироскопа, если не провести поиск оптимальной ширины балки. Это простое действие увеличивает процент выхода годных чувствительных элементов по параметру "разность частот", что позволяет отказаться от настройки собственных резонансных частот, ускоряя и удешевляя процесс изготовления гироскопов в целом.

Исследование влияния ширины и глубины разделительного пропила с помощью конечно-элементного моделирования для двух типоразмеров биморфных балок выявило области наиболее предпочтительных его параметров. Результаты варьирования ширины разделительного пропила (при фиксированной, произвольно выбранной глубине пропила 200 мкм) показаны на рис. 5, из которого видно, что резонансные частоты Fz и Fy чувствительного элемента изменяются линейно. Понижение собственной резонансной частоты F<sub>z</sub> обусловлено снижением жесткости чувствительного элемента в направлении оси возбуждения, а повышение собственной резонансной частоты  $F_v$  — уменьшением массы. Отсюда следует, что ширина пропила может быть выбрана любой в этих пределах, поскольку значение данного параметра при нулевой разности частот (на рис. 5 пересечение прямых  $F_z$  и  $F_y$ ) зависит еще и от других параметров чувствительного элемента. Очевидно, что ширина пропила не должна быть слишком большой ввиду уменьшения при этом количества активного материала чувствительного элемента и слишком маленькой — для обеспечения режущим диском повторяемости параметров разделительного пропила. С учетом сказанного выше и имеющегося опыта ширина пропила выбрана 100 мкм — это минимальная ширина пропила, при которой режущий диск выполняет пропилы с требуемым допуском в течение всего срока его эксплуатации.

Также путем конечно-элементного моделирования получены зависимости резонансных частот  $F_{z}$  и  $F_{v}$  и от глубины разделительного пропила (при фиксированной, ранее выбранной ширине пропила 100 мкм; сечение биморфной балки 1 × 1 мм). Эти зависимо-

сти были интерполированы на участке 0-450 мкм, и уравнения, описывающие их, имеют вид

$$F_z = -5,136 \cdot 10^{-6}d^3 + 8,289 \cdot 10^{-3}d^2 - 2,934d + 29300;$$
(4)

$$F_y = -3,753 \cdot 10^{-6} d^3 - 0,5556 \cdot 10^{-3} d^2 + + 1,174 d + 28964,$$
(5)

где *d* — глубина разделительного пропила.

Найденное из (4) и (5) уравнение для разности частот  $\Delta F$  запишется в виле

$$\Delta F = 1,383 \cdot 10^{-6} d^3 - 8,8446 \cdot 10^{-3} d^2 + 4,081d - 336.$$
 (6)

Уравнения (4)—(6) представлены графически на рис. 6. Отсюда видно, что на участке 200-300 мкм изменение глубины разделительного пропила незначительно влияет на разность частот  $\Delta F$ , что является положительным моментом, так как глубина пропила является трудно контролируемым параметром (выполняется с допуском ±5 %) и вполне может варьироваться в пределах ±5 % от номинальной. Таким образом, выбирая глубину разделительного пропила, соответствующую точке перегиба графика  $\Delta F$ , можно свести к минимуму отклонение разности частот от заданного значения. Это значение разности частот, как сказано выше, выбирается с учетом желаемой полосы пропускания гироскопа.

На рис. 6 экстремум кривой  $\Delta F$ , определяющий оптимальную с практической точки зрения глубину разделительного пропила, не соответствует нулевой разности частот, поскольку сечение биморфной балки не оптимально, следовательно, гироскоп с таким чувствительным элементом не обеспечит максимальной чувствительности. Для решения этой проблемы следует пересчитать ширину балки с учетом наилучших параметров разделительного пропила.

Из уравнений (1) и (2) с учетом изменения  $\Delta F_{7}$  и  $\Delta F_v$  собственных частот  $F_z$  и  $F_v$  биморфной балки за счет изменения глубины разделительного пропила относительно изначально выбранной глубины 200 мкм получается следующая зависимость ширины балки от ее толщины:

y

$$=\frac{1107x + 40(\Delta F_z - \Delta F_y) - 45\ 660}{1067}.$$
 (7)



и разности частот  $\Delta F$  от глубины основного пропила

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 9, 2008

Для пересчета ширины балки необходимо из уравнений (4) и (5) получить резонансные частоты  $F_z$  и  $F_y$  соответственно, подставив сначала d = 200 мкм (как исходную), затем d = 250 мкм (как экстремум функции  $\Delta F$ ). Изменение  $\Delta F_z$  определяется как разность резонансных частот вдоль оси возбуждения, а изменение  $\Delta F_y$  — как разность резонансных частот вдоль оси отклика при изменении глубины пропила от d = 200 мкм до любой заданной d.

Подставив значения изменения частот  $\Delta F_z$  и  $\Delta F_y$ , соответствующих экстремуму кривой  $\Delta F$ , относительно изначально выбранной глубины 200 мкм и значение толщины биморфной пластины в уравнение (7), получим ширину балки, соответствующую максимальной эффективности балочного пьезоэлектрического биморфного чувствительного элемента.

#### Заключение

Созданные модели биморфных пьезоэлектрических балок и проведенный комплекс расчетов, с помощью которых получено более 10 зависимостей параметров чувствительного элемента, в совокупности составляют алгоритм выбора максимально эффективных размеров балочного пьезоэлектрического биморфного чувствительного элемента для малогабаритного вибрационного гироскопа, являющегося одним из важных звеньев технологии массового изготовления балочных пьезоэлектрическогов.

Отметим, что такой подход к созданию алгоритма выбора максимально эффективных размеров балочного пьезоэлектрического биморфного чувствительного элемента универсален. Он применим и для чувствительных элементов других размеров, из других пьезоэлектрических материалов, с клеевым типом соединения пластин и др.

Разработанный алгоритм позволяет увеличить процент выхода годных чувствительных элементов, что дает возможность отказаться от настройки собственных резонансных частот, ускоряя и удешевляя процесс изготовления гироскопов в целом. К тому же, кроме максимально эффективных размеров чувствительного элемента, каждая из полученных авторами в данной работе зависимостей позволяет определить требуемые допуски на геометрические параметры балочного пьезоэлектрического биморфного чувствительного элемента малогабаритного вибрационного гироскопа, что немаловажно для обеспечения массового производства гироскопов.

Авторы выражают благодарность за обсуждение результатов д-ру техн. наук, проф. Паничу Анатолию Евгеньевичу.

#### Список литературы

1. Патент: JP 3206519 B2 11125526 21.10.1997 "Vibrating gyroscope" Автор: Ishitoko Nobuyuki (Murata Manufacturing Co. Ltd.)

2. Образцов Р. М., Шахворостов Д. Ю., Сафронов А. Я., Климашин В. М. Принципы алгоритма балансировки чувствительного элемента пьезоэлектрического вибрационного гироскопа. // Научная мысль Кавказа. 2008 (в печати).

3. **Кучерков С. Г.** Использование интегрирующих свойств вибрационного микромеханического гироскопа с резонансной настройкой для построения датчика угловой скорости компенсационного типа // Гироскопия и навигация. 2002. № 2. С. 12—18.

УДК 621.382.049.77 + 531:546.621 - 31

**Г. И. Ефремов,** канд. техн. наук, вед. науч. сотр. **Н. И. Мухуров**, д-р техн. наук, зав. лаб. Государственное научное учреждение "Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси"

### ПАРАМЕТРЫ ТРЕХЭЛЕКТРОДНЫХ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ МИКРОАКТЮАТОРОВ

Анализируются особенности взаимодействия электромеханических сил в трехэлектродных системах. Получены формулы для расчета основных параметров. Проведена оценка сферы применения трехэлектродных микроактюаторов.

**Ключевые слова:** МЭМС, трехэлектродная система, микроактюатор.

#### Введение

Среди многообразия конструктивного исполнения микроэлектромеханических систем (МЭМС) электростатического принципа действия подавляющее большинство принадлежит к двухэлектродным уст-

ройствам (рис. 1, а), содержащим неподвижный 1 (НЭ) и подвижный 2 (ПЭ) электроды с разноименными зарядами, расположенные на межэлектродном расстоянии (MP), равном  $t_1$ . Конструктивно они выполняются по плоскопараллельной, торсионной, консольной схемам [1-3]. При прикладывании электрического напряжения между электродами ПЭ притягивается к НЭ. Специфика динамики срабатывания таких МЭМС заключается в том, что зависимость перемещения у ПЭ в межэлектродном пространстве не пропорциональна изменению прилагаемого напряжения U[1, 4]. При этом непрерывно управляемое и обратимое движение ПЭ осуществляется лишь на первом участке пути, составляющем  $(0,33...0,5)t_1$ . Далее ПЭ (при том же напряжении) коллапсирует до конечного положения, определяемого конструктивным исполнением МЭМС. На этом, втором, участке он перемещается в неуправляемом и необратимом режиме (рис. 1, б). Напряжение, при котором возникает эффект коллапса, является рабочим (Up). Обратный ход ПЭ из конечного положения начинается при  $U_0$ , равном 0,25  $U_p$  [2, 4].

Нелинейность первого участка усложняет обеспечение прецизионного перемещения ПЭ, особенности динамики второго участка ограничивают при-





менение двухэлектродных устройств в регулирующих системах, но с положительным эффектом используются в переключающих и релейных контакторах.

В настоящее время проводятся интенсивные поиски методов построения микроактюаторов, обеспечивающих увеличение управляемого диапазона перемещения ПЭ, линеаризацию и обратимость зависимости y(U). В двухэлектродных системах частичное решение этой задачи предлагается, например, в работе [5] за счет введения в электрическую цепь конденсатора, включаемого последовательно с электродами, в работе [6] — путем формирования в торсионных устройствах ступенчатого НЭ. Полного удовлетворения предъявляемых требований двухэлектродная система принципиально не может обеспечить, так как взаимодействующие в ней электростатические  $F(y^{-2})$  и механические P(y) силы, поразному зависящие от смещения ПЭ, предопределяют нелинейность функции U(y).

#### Особенности функционирования трехэлектродных систем

Перспективными для создания линейных актюаторов представляются трехэлектродные системы, объемная и планарная конструкции которых предложены в работах [7—9]. Схематично они сформированы (рис. 2, а) в виде плоскопараллельной системы с двумя разноименно заряженными НЭ 1, между которыми расположен заряженный подвижный элемент якорь 2, закрепленный на упругих держателях. Заряд на якорь подается кратковременно и остается постоянным в течение всех последующих циклов [10]. НЭ подключаются к источнику питания после зарядки якоря, и значение напряжения на них циклически меняется в пределах  $0 - U_p - 0$ .



Рис. 2. Конструктивное исполнение МЭМС электростатического принципа действия в виде трехэлектродных устройств (а) и схематическое представление движения ПЭ в рабочем цикле (б)

Рассмотрим возможности трехэлектродных систем, в которых действующие силы выражаются следующими соотношениями [7]:

$$F = \rho S \left[ \frac{U}{t_1} - \frac{\rho}{\varepsilon_0} \left( \frac{t_2 - y}{t_1} - \frac{1}{2} \right) \right]; \tag{1}$$

$$P = Ky; (2)$$
  

$$F = P (3)$$

$$= P, (3)$$

где U — напряжение на НЭ; р — удельная поверхностная плотность заряда на ПЭ;  $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{K\pi}{B \cdot M}$  —

P

электрическая постоянная; *S* — площадь электродов; *К* — суммарная жесткость держателей; *у* — смещение якоря;  $t_1$  — расстояние между НЭ;  $t_2$  — исходное расстояние между якорем и НЭ, имеющим заряд, противоположный знаку заряда на электроде якоря.

Методика решения, как и в двухэлектродных системах, основана на условии равновесия динамических сил (3).

Из формул (1)-(3) следует

$$U = y \left( \frac{Kt_1}{S\rho} - \frac{\rho}{\varepsilon_0} \right) + \frac{\rho}{\varepsilon_0} \left( t_2 - \frac{t_1}{2} \right).$$
(4)

Из анализа формул (1)-(4) можно заключить, что электромеханические процессы, происходящие при активации якоря в трехэлектродных системах, имеют принципиально новую специфику: линейную и обратимую зависимость смещения якоря от электрических сил, создаваемых электрическим напряжением, во всем рабочем цикле (рис. 2, б). Это предопределяет благоприятные условия для реализации прецизионного управляемого функционирования электростатических актюаторов в расширенном диапазоне.

#### Определение соотношений параметров

Представим формулу (4), содержащую два слагаемых, как сумму независимой от перемещения якоря части  $U_1$  общего напряжения U, остающуюся постоянной в процессе рабочего цикла, т. е. фактически обеспечивающую заряд на ПЭ,

$$U_1 = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \left( t_2 - \frac{t_1}{2} \right), \tag{5}$$

и осуществляющей линейное перемещение у части напряжения  $U_2$ , подаваемого на НЭ,

$$U_2 = y \left(\frac{Kt_1}{S\rho} - \frac{\rho}{\varepsilon_0}\right). \tag{6}$$

Таким образом, как было отмечено выше, после подачи  $U_1$  на ПЭ последний остается неподвижным, его движение в сторону НЭ с противоположным знаком заряда начинается после подачи  $U_2$  на НЭ. Физическая связь двух частей осуществляется посредством наличия в них удельной поверхностной плотности зарядов  $\rho$ , и суммарное влияние электрических полей этих частей обеспечивает линейную зависимость U(y).

Графически функциональный цикл трехэлектродных актюаторов в координатах *y*, *U* выражается трапецией с основанием  $t_2$  и боковыми сторонами  $U_{\min} = U_1, U_{\max} = U_1 + U_{2\max}$  при линейной зависимости U(y) от  $U_{\min}$  до  $U_{\max}$  (см. рис. 2,  $\delta$ ). Естественно, что для увеличения шага актюации величина  $t_2$ должна быть близка к  $t_1$ .

При всем разнообразии многочисленных параметров, входящих в формулу (4), просматривается их весьма тесная взаимосвязь. Проведем ее последовательное определение. Будем считать размеры электродной части  $t_1$ ,  $t_2$ , S известными, что в микроэлектронике является стандартным начальным условием, а значение  $U_1$  заданным техническими требованиями.

С учетом этих исходных значений из выражения (5) следует:

$$\rho = \frac{U_1 \varepsilon_0}{t_1 (n - 0.5)},\tag{7}$$

где  $n = t_2/t_1$  — относительное значение шага активации. Значение  $\rho$  остается постоянным и неизменным в течение всего цикла и поэтому входит в формулу (6) как известное.

Для перемещения якоря необходимо выполнение условия  $U_{2\text{max}} > U_{2\text{min}}$ , которое достигается при положительном значении разности в скобках (6). Это

условие позволяет определить следующий важный параметр, характеризующий требуемую жесткость упругой системы:

$$K = mK_0 = m\frac{\rho^2 S}{t_1 \varepsilon_0},\tag{8}$$

где *т* — коэффициент запаса.

Из выражений (7), (8) и (6) следует

$$U_2 = y \ \frac{U_1(m-1)}{t_1(n-0,5)} \ . \tag{9}$$

Связь напряжения с упругими элементами, т. е. с K, осуществляется через m. Линейность зависимости  $U_2(y)$  делает достаточным определение только  $U_{2\text{max}}$  при  $y = nt_1$ , так как в исходном положении при y = 0 напряжение  $U_2 = 0$ .

Отметим, что линейную зависимость согласно (7)—(9) имеют функции  $\rho(U_1)$ ,  $U_2(y)$  и, что особенно важно,  $U_2(U_1)$ , поскольку последнее дает возможность пропорционально изменять обе составляющие напряжения, эффективно регулируя суммарное U.

Реализация зависимости  $U_2(y)$  достигается выбором соответствующей геометрии упругой механической части актюатора, обеспечивающей получение требуемого значения величины K, используя соотношение

$$K = q \frac{ab^3 E}{12l^3} z, \tag{10}$$

где q — коэффициент заделки концов упругих держателей ПЭ, равный 3 у консольных и 12 у балочных; a, b, l — ширина, толщина, длина держателей; z — число держателей; E — модуль упругости.

В соотношении (10) содержится пять независимых членов, что позволяет варьировать получаемое значение в широких пределах. Особенно эффективно в процессе корректировки использование кубического соотношения b/l.

Приведенные формулы изложенной методики расчета обеспечивают возможность решения обратной задачи, т. е. определения электрических параметров разработанной конструкции актюатора.

Отметим, что в методике опущены некоторые конструктивные элементы, например, зазоры между неподвижными и подвижными элементами в начале и конце смещения якоря, толщина ПЭ, форма электродов в плоскости, контакты и др., так как они не вносят в нее существенных изменений.

Передача движения якоря в актюаторе управляемым устройствам может выполняться электрическими, магнитными, оптическими датчиками, сформи-

Таблица 1

Результаты расчетов параметров вариантов МЭМС при фиксированных значениях U1

Параметры	$U_1 = 5 \text{ B}$					$U_1 = 20 \text{ B}$				
$t_1 \cdot 10^{-6}$ , м	5,0	8,75	12,5	16,25	20	5,0	8,75	12,5	16,25	20
$\rho \cdot 10^6$ , Кл/м <sup>2</sup>	30	17	12	9,1	7,5	12	67	47	33	30
<i>K</i> , Н/м	59	11	3,8	1,7	0,9	945	175	60	27,5	14,5
$U_2$ , В	0	3,8	5,3	6,2	6,7	0	15,3	21,4	24,7	26,7





#### Конкретный пример расчета параметров

Оценим реальный диапазон основных параметров трехэлектродных конструкций, приняв в качестве исходных следующие данные:  $t_1 = (5...20) \cdot 10^{-6}$  м, n = 0.8,  $t_2 = (4...16) \cdot 10^{-6}$  м,  $S = 2 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>,  $U_1 = 5...20$  В. Рассматриваемый диапазон охватывает комплекс вариантов, ограниченных площадью квадрата на плоскости  $U_1 - t_1$ , со сторонами  $U_1 = (5; 20)$  В, параллельными оси  $t_1$  и со сторонами  $t_1 = (5; 20) \cdot 10^{-6}$  м, параллельными оси  $U_1$  (рис. 3).

Рассчитанные вдоль сторон квадрата значения  $\rho$ , K,  $U_2$  и соединяющие их соответствующие линии очерчивают поверхности, определяющие значения параметров в любой точке квадрата, т. е. при любых соотношениях  $U_1$  и  $t_1$ . Ограничительные линии функций  $\rho$  ( $U_1$ ),  $U_2(y)$ ,  $U_2(U_1)$  прямолинейны, но в целом все расчетные поверхности имеют пространственную форму 3D и являются криволинейными.

Результаты расчетов приведены в табл. 1, 2 (при фиксированных значениях  $U_1$  и  $t_1$ , соответственно) и представлены на рис. 3. Предельные значения параметров характеризуются следующими численными значениями:

$$ρ = (7,4; 120) \cdot 10^{-6} \text{ K}_{\text{Л}}/\text{M}^2;$$
  
 $K = (0,9; 945) \text{ H}/\text{M}^2;$ 
  
 $U_2 = (0; 26,7) \text{ B};$ 
  
 $U = (5; 46,7) \text{ B},$ 

которые вполне соответствуют уровню режимов МЭМС. Это подтверждается следующим расчетом рабочего напряжения *U* в двухэлектродной и трехэлектродной конструкциях с аналогичными размерами.

Исходные параметры:  $t_1 = 16 \cdot 10^{-6}$  м; n = 0.8; z = 4; q = 12;  $a = 50 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>;  $b = 10 \cdot 10^{-6}$  м;  $l = 1200 \cdot 10^{-6}$  м;  $S = 2 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>; m = 1.5;  $E = 1.4 \cdot 10^{11}$  H/м;  $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  Кл/В·м.

Расчетные параметры двухэлектродных систем:

$$K = 16,24 \text{ H/m};$$
  
 $U_{\rm p} = 0,385 \sqrt{\frac{2Kt^3}{\varepsilon_0 S}} = 33,2 \text{ B}.$ 

Таблица 2

Результаты расчетов параметров вариантов МЭМС при фиксированных значениях  $t_1$ 

Параметры	5 · 10 <sup>-6</sup> м					20 · 10 <sup>-6</sup> м					
U <sub>1</sub> , B	5,0	8,75	12,5	16,25	20	5,0	8,75	12,5	16,25	20	
ρ·10 <sup>6</sup> , Кл/м <sup>2</sup>	30	52	74	96	120	7,5	13	18	24	30	
<i>K</i> , H/м	59	18	370	625	945	0,9	2,8	5,4	9,7	14,5	
U <sub>2</sub> , B	0	0	0	0	0	6,7	11,7	16,7	21,7	26,7	

Расчетные параметры трехэлектродных систем:

В результате имеем  $U_{\rm p} \approx U_{\rm max}$ .

#### Заключение

Трехэлектродные системы увеличивают в 2—3 раза диапазон управляемого перемещения подвижного электрода, обеспечивают линейность и обратимость зависимости y(U), функционируют при режимах, аналогичных режимам двухэлектродных устройств, и являются перспективными для использования в электростатических актюаторах.

#### Список литературы

1. Дятлов В. Л., Коняшкин В. В., Потапов Б. С., Фадеев С. И. Пленочная электромеханика. Новосибирск: Наука, Сиб. отд., 1991. 248 с.

2. Мухуров Н. И., Ефремов Г. И., Куданович О. Н. Устройства микромеханики и микросенсорики на нанопори-

стом анодном оксиде алюминия. Минск: УП "Бестпринт", 2005. 112 с.

3. **Hah D., Yoon E. A** Low-Voltage Actuated Micromachined Microwave Switch Using Torsion Springs and Leverage // IEEE. Microwave theory and techniques. 2000. Vol. 48. N 12. P. 2540—2545.

4. Ефремов Г. И., Мухуров Н. И. Функциональные возможности электростатических микрореле по результатам моделирования // НТК "Кибернетика и технологии XXI века", РФ, Воронеж, 23—24 октября 2001. С. 499—508.

5. **Chan E. K., Dutton R. W.** Electrostatic Micromechanical actuator with extended range of travel // I. Microelectromechanical Systems. 2000. Vol. 9. N 3. P. 321–328.

6. Патент 7959 РБ, МПК Н 01Н 59/00. Оптический микросканер / Мухуров Н. И., Ефремов Г. И.

7. Chan E. K., Dutton R. W. Effects of capacitors, resistors and residual charge on the static and dynamic performance of electrostatically actuated devices // Proc. of SPIE. 1999.

8. Патент 4176 РБ, МПК Н 01Н 59/00. Электростатический микродатчик / Ефремов Г. И., Мухуров Н. И.

9. Заявка № 20080336 РБ. 21.03.08. МПК Н 01Н 59/00. Электростатический микроактюатор / Белоус А. И., Емельянов В. Е., Мухуров Н. И., Ефремов Г. И., Котова И. Ф.

10. **Яворский Б. М., Пинский А. А.** Основы физики. В 2 томах. Т. 1. М.: Наука. 1981. 490 с.

#### УДК 621.382.3

Ар. Г. Мустафаев, канд. техн. наук, ст. преподаватель, Аб. Г. Мустафаев, канд. техн. наук, ст. преподаватель Дагестанский государственный технический университет, Кабардино-Балкарский государственный университет

### ВЛИЯНИЕ НАКОПЛЕННОЙ ДОЗЫ ИЗЛУЧЕНИЯ НА КМОП-ТРАНЗИСТОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ ПО КНС-ТЕХНОЛОГИИ

КМОП-транзисторы, сформированные по КНС-технологии, были облучены ү-квантами. Увеличение тока утечки было отмечено при малых накопленных дозах облучения в пМОП-приборах и при высоких дозах в рМОП-приборах. Рост тока утечки обусловлен изменением полярности заряда в сапфире при увеличении накопленной дозы облучения.

**Ключевые слова:** кремний на сапфире; эпитаксия из твердой фазы; радиационная стойкость; плотность дефектов.

#### Введение

Монокристаллические пленки кремния, расположенные на изолирующих подложках (КНИ), представляют большой интерес с точки зрения создания СБИС, обладающих улучшенными параметрами по сравнению с приборами на объемном кремнии. Одним из вариантов КНИ-структур является система "кремний на сапфире" (КНС). Формирование КМОП-транзисторов на сапфировой подложке имеет следующие преимущества [1]:

- высокое быстродействие и низкое потребление мощности вследствие малой емкости переходов;
- высокая радиационная стойкость;
- превосходные частотные характеристики и высокая добротность интегрированных пассивных элементов.

Однако создание слоя кремния с низкой дефектностью является сложной технологической задачей вследствие несоответствия параметров решеток сапфира и кремния (рис. 1) и автолегирования алюминия из сапфира. Вблизи границы раздела кремний сапфир в эпитаксиальной пленке кремния присутствует высокая концентрация дефектов типа микродвойников [2]. Эти дефекты приводят к снижению подвижности носителей и увеличению тока утечки в



Рис. 1. Кристаллическая структура сапфира и несоответствие параметров решетки кремния и сапфира



Рис. 2. Процесс улучшения структуры пленки КНС рекристаллизацией из твердой фазы проводился отжиг при 300 °С в тече-

приборах. Высокая стоимость подложки и недостаточное качество кремниевых пленок затрудняют использование КНС-структур при изготовлении СБИС коммерческого назначения. Для уменьшения влияния дефектов на параметры транзисторов используют достаточно толстые пленки кремния (более 0,5 мкм), чтобы отдалить активные области прибора от границы раздела. В процессе масштабирования размеров полупроводниковых приборов возрастает качество эпитаксиальных пленок КНС, так как активные области транзисторов приближаются к границе раздела кремний—сапфир, где концентрация дефектов оказывается наивысшей.

Для улучшения структуры пленок кремния на сапфире используют приемы, основанные на твердофазной рекристаллизации. При этом толщина гетероэпитаксиального слоя кремния может быть уменьшена до 100 нм [3]. Основная идея состоит в том, чтобы использовать в качестве "затравки" для такой рекристаллизации более удаленный от сапфировой подложки и потому более совершенный слой, а для ускорения рекристаллизации аморфизировать дефектный (формально монокристаллический) слой, прилежащий к сапфировой подложке. С этой целью в выращенную пленку кремния проводят внедрение ионов Si так, чтобы максимум аморфизации приходился на глубинный, прилежащий к подложке слой (рис. 2). Тонкий приповерхностный слой кремния остается монокристалличе-

ским. В результате последующей рекристаллизации происходит твердофазный эпитаксиальный рост пленки Si от поверхности вглубь. После этого первичного рекристаллизационного процесса можно провести вторичную рекристаллизацию, предварительно аморфизируя пленку кремния ионами Si<sup>+</sup> меньшей энергии.

В [4] предложены дополнительные меры к увеличению кристаллическо-

го совершенства КНС-структур. В настоящей работе проведено исследование радиационной стойкости КНС КМОП-транзисторов, изготовленных по технологии, описанной в [4].

#### Эксперимент и результаты

Пленка кремния на сапфире формировалась в атмосфере SiH<sub>4</sub> при температуре 950 °С, скорость выращивания 5 мкм/мин. При толщине пленки кремния 100 нм, энергии имплантации 55 кэВ и дозе  $10^{15}$  см<sup>-2</sup> характерна полная аморфизация кремния вблизи границы раздела кремний—сапфир и отсутствие повреждений сапфира. Рекристаллизация кремния в твердой фазе проводилась путем термического нагрева до 950 °С в течение одного часа в H<sub>2</sub>. После рекристаллизации КНС-структура обрабатывалась протонами дозой  $10^{16}$  см<sup>-2</sup> (40 кэВ), далее проводился отжиг при 300 °С в течение 15 с. На рис. 3, *а* показано ПЭМ-

изображение сечения КНС-структур (после рекристаллизации (рис. 3, *a*) и после обработки протонами (рис. 3, *б*)). В объеме КНС-структуры (рис. 3, *a*) заметны дефекты кристаллизации (дефекты типа "двойников"). КНС-структура по усовершенствованной технологии имеет намного меньшую дефектность. На рис. 3, *б* показано распределение плотности дефектов по толщине пленки кремния.

Были изготовлены КНС КМОП-транзисторы, конструкция показана на рис. 4. КНС КМОП-структуры облучались  $\gamma$ -квантами <sup>60</sup>Со дозой 15 Гр/ч. Зависимость тока стока от напряжения на затворе измерялась до и после облучения при фиксированном смещении сток—исток  $V_{\rm си} = 0,1$  В для *n*МОП-приборов и -0,1 В для *p*МОП-приборов. Транзисторы облучались при смещении  $V_{\rm си} = 2$  В для *n*МОП и -2 В для *p*МОП.

На рис. 5 показаны сток-затворные вольт-амперные характеристики транзисторов до и после облучения. При низких дозах облучения (350 Гр (Si)) вольт-амперные характеристики *м*МОП-транзистора сдвигаются влево ( $V_{пор}$  снижается), ток утечки увеличивается. При высоких дозах кривые смещаются вправо ( $V_{пор}$  растет), при этом ток утечки не увеличивается. В *р*МОП-транзисторах обратная ситуация — при низких дозах кривые не изменяются ( $|V_{пор}|$  снижается), но при высоких дозах (900 Гр (Si)) сдвигаются влево (увеличивается  $|V_{пор}|$ ) с увеличе-







Рис. 4. ПЭМ-изображение КНС КМОП-транзистора

нием тока утечки. Это показывает, что при низких дозах облучения в сапфировой подложке образуется положительный заряд, а при высоких происходит образование отрицательного заряда.





 $I_{\rm c}(V_3)$  характеристики до облучения были сдвинуты на величину сдвига порогового напряжения, вызванного облучением. Определено, что соответствующее увеличение токов утечки *и*МОП-и *и*МОП-приборов незначительно. Соответственно увеличение тока утечки должно быть связано с компонентом, не зависящим от сдвига порогового напряжения, и, значит, радиационно-индуцированные утечки затвора малы. Рост тока утечки обусловлен изменением полярности заряда в сапфире при увеличении накопленной дозы облучения, что подтверждается результатами, полученными в [5—7].

После термической обработки КНС-структур токи утечки снижаются практически до нулевых значений (рис. 6).

#### Список литературы

1. Nakamura T., Matsuhashi H., Nagatomo Y. Silicon on sapphire device technology // Oki tech. rev. 2004. Vol. 71. N 4. P. 66–69.

2. Технология СБИС. В 2 кн.: Пер. с англ. / Под ред. С. Зи. М.: Мир, 1986.

3. **Reedy R. E.** Application of UTSi® CMOS on sapphire to RF and mixed signal requirements in advanced space systems. http://www.peregrine-semi.com

4. Мустафаев А. Г., Кармоков А. М., Мустафаев А. Г., Мустафаев Г. А. Способ изготовления полупроводниковой структуры. Патент РФ № 2292607. М., 2007.

5. **Kjar R. A., Peel J.** Radiation induced leakage current in n-channel SOS transistors // IEEE Trans. On Nuclear Science. 1974. Vol. NS-21.

6. Neamen D., Shedd W., Buchanan B. Radiation induced charge trapping at the silicon sapphire substrate interface // IEEE Trans. On Nuclear Science. 1974. Vol. NS-21.

7. Mathew S. J., Niu G., Clark S. D. et al. Radiation induced back-channel leakage in SiGe CMOS on silicon-on-sapphire (SOS) technology // IEEE Trans. On Nuclear Science. 1999. Vol. 46. N 6.

### ИНФОРМАЦИЯ

### СһірЕХРО информирует

По поручению Министерства промышленности и торговли и Министерства образования и науки Российской Федерации в дни проведения ведущих российских выставок по электронике и дисплейным технологиям **ChipEXPO-2008** и **DISPLAY-2008** организуется цикл публичных лекций "Электроника 21 века". На лекции приглашаются специалисты и студенты ведущих российских технических вузов, военных академий. Ожидается около 1500 преподавателей и студентов из 50 учебных заведений.

Лекции пройдут 1—3 октября 2008 г. в ЦВК "Экспоцентр", в конференц-зале на территории выставки DISPLAY-2008.

Лекции читают ведущие научные деятели, известные ученые, руководители и передовые специалисты отрасли из России и из-за рубежа.

Для организаций, предлагающих аудиовизуальную технику и решения для учебных заведений, выставка **DISPLAY-2008** предоставляет возможность эффективного контакта с целевой аудиторией из технических вузов. Общее ожидаемое число посетителей на выставке — около 10 тыс. специалистов.

Дирекция выставки DISPLAY-2008

Тел.: +7 (495) 221-50-15, e-mail: display@chipexpo.ru

icq: 434-222-945

# Применение МНСТ

УДК 623.4.084.2

**Н. А. Зайцев**, д-р техн. наук, "НИИМЭ и Микрон", **М. Р. Алимухамедов**, аспирант, инж.-программист, ООО "Свободные технологии"

### ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ИНТЕГРАЛЬНОГО АКСЕЛЕРОМЕТРА ДЛЯ РАБОТЫ В СОСТАВЕ КОМПЛЕКСА ПАРАШЮТНО-РЕАКТИВНОЙ СИСТЕМЫ

Описано использование поверхностного интегрального акселерометра для работы в составе комплекса парашютно-реактивной системы. Рассмотрены некоторые вопросы и предложения по немедленной и оперативной доставке грузов в труднодоступные места. Проанализированы существующие в настоящее время решения этих вопросов. За основу для дальнейшей разработки был выбран способ доставки воздушным путем с использованием самолета и парашютной системы для спуска и приземления. Дана примерная структура комплекса. Выбраны основные компоненты для разработки и представлена примерная структура поверхностного интегрального акселерометра как основного компонента парашютнореактивной системы, приведен принцип съема информации.

**Ключевые слова:** акселерометр, датчики ускорения, датчики скорости, парашютно-реактивная система, пьезоэлектрические акселерометры, поверхностные интегральные акселерометры.

Проблема немедленной и оперативной доставки грузов в труднодоступные места, такие как горные районы или отдаленная болотистая и лесистая местность, существует давно и остается достаточно актуальной. Например, доставка продуктов питания и теплых вещей для экипажа, совершившего аварийную посадку самолета в месте, где трудно оказать помощь, или терпящим бедствие альпинистам.

Для армейских целей эта проблема была частично решена, но несмотря на то, что в мире существует большое число всевозможных систем для доставки и десантирования военной техники к месту выполнения боевой задачи, эта проблема до сих пор остается очень актуальной. Также остаются нерешенными вопросы по надежности и безопасности системы в целом и отдельно экипажа при приземлении боевых машин.

Существуют два основных способа мягкой посадки техники, а именно:

- в добавление к одно- или многокупольным парашютам использование надувных подушек, которые очень громоздки и требуют применения специальной системы надува и жесткой дополнительной платформы (рис. 1, см. третью сторону обложки);
- использование реактивных двигателей мягкой посадки, которые более надежны и позволяют уменьшить скорость в момент приземления, тем самым повысить комфортность приземления для экипажа боевой машины (рис. 2, см. третью сторону обложки).

В данной статье предлагается применять такой же принцип быстрой доставки необходимых грузов.

- Схема данного комплекса представлена на рис. 3. Состав комплекса:
- парашютная система;
- подвесная система (устанавливается в самолете);
- автоматические устройства отцепления парашюта (устанавливается в самолете);
- двигатели мягкой посадки;
- принадлежности для загрузки и крепления машины в самолете;
- электронный блок управления двигателями (закреплен на грузе).

Разрабатываемый блок управления на основе поверхностного интегрального акселерометра, радар-



- НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 9, 2008 –



ного датчика высоты и датчика скорости, где акселерометр используется в качестве датчика торможения для управления дополнительными двигателями торможения, позволяет в необходимый момент при подлете к земле включить необходимое число двигателей мягкой посадки.

Парашютно-реактивная система (ПРС) работает следующим образом. В самолете осуществляется подготовка машины для десантирования. На транспортере машина выезжает из самолета.

В воздухе происходит открытие основного парашюта с помощью предварительного парашюта.

Далее осуществляется плавный спуск к земле на основном парашюте. При этом постоянно анализируется высота над уровнем земли и скорость снижения машины. При подлете к земле, расстояние до которой оценивается радарным датчиком высоты, исходя из подлетной скорости запускаются двигатели мягкой посадки. Происходит плавное торможение, которое оценивается акселерометром. По полученным от акселерометра данным принимается решение о включении дополнительных двигателей торможения.

После касания машиной земли происходит автоматическое отцепление купольной системы.

Структурно блок управления разделен на несколько частей (рис. 4): датчики, блок обработки сигналов и блок выдачи команд на исполнительные устройства.

В блоке используются датчики: радарный датчик высоты, работаю-

- щий в импульсном режиме;
- датчик скорости;
- акселерометр.

В качестве *датчика высоты* был выбран датчик, основанный на измерении времени между отправленным и принятым от объекта сигналом. Датчик должен работать в импульсном режиме. Такая схема позволяет измерять расстояния с высокой точностью и на больших расстояниях. Импульсный режим нужен для уменьшения потребления энергии, а также для более защищенного измерения. К тому же датчик может быть продублирован другим, работающим на другой частоте, что позволит комплексу устойчиво работать в условиях активных помех и сложных метеорологических условиях. Общий принцип работы датчика изображен на рис. 5.

В качестве *датчика скорости* (рис. 6) можно использовать пару терморезисторов, размещенных в раздельных колбах. Одна колба герметично закрыта, через вторую же проходит воздух при спуске системы. Разность сопротивлений можно использовать для получения информации о скорости.

Также датчик высоты можно использовать в качестве датчика скорости, проводя несколько замеров расстояний и зная время между замерами.

Поверхностный интегральный акселерометр представляет собой двухконденсаторную структуру с воздушным диэлектриком (рис. 7), боковые неподвижные обкладки которого вытравлены из плоского куска поликремния. Обкладки представляют собой простые горизонтальные стержни. Инерционная масса датчика ускорения совмещена с центральной обкладкой конденсатора, при изменении скорости происходит перемещение средней обкладки, она смещается относительно остальной части кристалла, при этом расстояние до боковых обкладок изменяется. Это изменение с помощью специальных схем можно использовать для измерения ускорения.

Для большей чувствительности датчик имеет несколько элементарных ячеек для измерения ускорения. Инерционная масса датчика ускорения при изменении скорости перемещения кристалла смещается относительно остальной части кристалла, приближаясь либо к одной обкладке, либо к другой. Средний электрод емкостей образует подвижную обкладку конденсатора переменной емкости



НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 9, 2008



(см. рис. 6). С каждого конца эта структура опирается на столбики, аналогичные по конструкции держателям неподвижных обкладок. Они и удерживают массу на весу, являются как бы механическими пружинами постоянной упругости, ограничивающими перемещение инерционной массы и ее возврат в исходное положение в состоянии покоя.

Силы упругости материала F = kx уравновешены силами инерции F = ma, где m — масса; a — ускорение; k — жесткость пружины; x — перемещение средней обкладки относительно исходного состояния.

Отсюда следует, что

$$a = x(k/m),$$

причем *k/m* является постоянной величиной и зависит только от конструктивных особенностей датчика.

Каждый из наборов неподвижных обкладок конденсатора электрически соединен параллельно внутри схемного кристалла для получения большей емкости. В результате получается пара независимых конденсаторов, где центральная обкладка является общей. Подвижная обкладка является единой для всех конденсаторов, с общей инерционной массой. Внутри кристалла эти три обкладки подключены к встроенным схемам формирования сигнала акселерометра. В спокойном состоянии (движение с постоянной скоростью) подвижная обкладка находится на одинаковом расстоянии от боковых (неподвижных) обкладок конденсатора. При каком-либо ускорении подвижные обкладки приближаются к одному из наборов неподвижных обкладок и удаляются от другого набора. В результате этого относительного перемещения соответствующие расстояния становятся неодинаковыми, и емкости между подвижной обкладкой и каждой из неподвижных обкладок изменяются.

На рис. 7 показан блок из нескольких элементарных ячеек датчика.

Противофазные сигналы прямоугольной формы с некоторой частотой одинаковой амплитуды подаются от генератора на верхнюю и нижнюю обкладки *О1* и *О2* конденсатора (рис. 7, 8). Значение емкостей С1 и С2 между неподвижными и подвижной обкладками при отсутствии ускорения одинаковы, поэтому на подвижную обкладку передаются сигналы одинаковой амплитуды. Значение сигнала, который мы будем снимать со средней обкладки, будет равно нулю. При ускорении датчика разностный сигнал не равен нулю, его амплитуда зависит от смещения подвижной обкладки, а фаза определяется знаком ускорения. Далее сигнал должен поступать на фазочувствительный демодулятор, который преобразует его в низкочастотный, характеризующий величину и знак ускорения.

Чтобы уменьшить влияние температуры и давления, можно ввести отрицательную обратную связь. Для этого напряжение с выхода можно подать на подвижную обкладку датчика. Поданное



Рис. 7.

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 9, 2008 -



Рис. 8.

напряжение создает электростатические силы между подвижной и неподвижными обкладками, которые попытаются установить среднюю обкладку в исходное состояние.

Акселерометры можно снабдить системой тестирования и использовать некоторые элементарные ячейки только для тестирования и калибровки показаний датчика. Тестовый сигнал подается на подвижную обкладку, что вызовет отклонение части обкладок и, соответственно, инерционной массы, которое будет похоже на ускорения, прикладываемые к акселерометру.

Для определения ускорения в данном датчике можно использовать измерение изменения емкостей, но этот метод обладает рядом существенных недостатков, и параметры емкостей будут в сильной степени зависеть от состояния окружающей среды. В итоге показания акселерометра будут недостоверны.

Для применения комплекса на разной местности можно использовать специальные платформы. Например, для горной снежной местности необходимо применять якорную платформу для предотвращения ее сползания по склону, для лесистой местности конусообразную тяжелую платформу.

#### Список литературы

1. www.desantura.ru (фотографии). 2. Серридж М., Лихт Т. Р. Справочник. Пьезоэлектри-ческие акселерометры и предусилители. Справочник по теории и эксплуатации. Брюль и Къер. 1987.

3. Гудинаф Ф. Емкостный датчик ускорения, выполненный на основе сочетания объемной и поверхностной микроструктур // Электроника. 1993. № 11-12. С. 86-87.

4. Doscher J. Accelerometer Design and Applications. Analog Devices. 1998.

5. Гудинаф Ф. Интегральный датчик ускорения для автомобильных надувных подушек безопасности // Электроника. 1991. № 16. С. 7—14.

# **)**БМЕН ОПЫТОМ

В. Н. Штенников, канд. техн. наук, зам. нач. управления ФГУП УЭМЗ

### УТОЧНЯЕМ РЕКОМЕНДАЦИИ **МЕЖДУНАРОДНЫХ CTAHΔAPTOB IPC**

Специалисты ФГУП УЭМЗ делятся своим опытом в области исследования тепловых процессов пайки электронных изделий.

Ключевые слова: пайка, компонент, нагрев, припой, флюс, печатная плата, паяльник, вывод.

IPC/EIA J-STD-001D "Общий промышленный стандарт. Требования к паяным электрическим и электронным сборкам (модулям)"

#### 4.9.1. Предварительный нагрев

#### Имеющаяся редакция

Если пайка производится не вручную, то сборки следует предварительно нагревать, чтобы уменьшалось наличие летучих растворителей перед воздействием расплавленного припоя и ослаблен был тепловой удар для плат и компонентов, улучшено растекание припоя и уменьшилось время воздействия припоя.

#### Предлагаемая редакция

Пункт необходимо дополнить:

Допускается применять предварительный нагрев сборки при выполнении ручной пайки, если пайка выполняется на многослойную печатную плату со сквозными металлизированными отверстиями, с обратной стороны имеется широкий печатный проводник или другой "теплоотвод".

#### Обоснование

Перепад температуры по глубине металлизированного отверстия тем больше, чем больше присоединенных к нему слоев многослойной печатной платы, толще печатная плата, шире печатный проводник, на который выходит отверстие, чем эффективней теплоотвод, установленный со стороны компонента [1].

#### 4.10. Теплоотводы

#### Имеющаяся редакция

При ручной пайке термочувствительных компонентов к выводу элемента между зоной пайки и корпусом компонента должен быть прикреплен термический шунт или теплоотвод для уменьшения нагрева компонента.

#### Предлагаемая редакция

Для повышения эффективности теплоотвода при пайке термочувствительных компонентов необходимо:

 увеличивать расстояние между паяным соединением и корпусом компонента;

 сокращать время пайки за счет предварительного лужения при типовых режимах, таким образом обеспечив образование требуемого диффузионного слоя и, следовательно, прочность паяного соединения;

обеспечивать максимальную площадь фактического контакта теплоотвода с выводом компонента, например, путем введения жидкого или мягкого металла, флюса;

 использовать теплоотвод с максимальной площадью поперечного сечения "губок";

— максимально приближать теплоотвод к корпусу компонента; размещение теплоотвода около паяного соединения приведет к необходимости поднять температуру паяльного стержня между пайками и (или) его диаметр, чтобы сохранить температуру пайки и, таким образом снизит эффективность теплоотвода.

#### Обоснование

Перепад температуры по длине вывода, считая от границы контакта с паяльным стержнем до теплоотвода, при заданной температуре пайки тем больше, чем больше фактическая площадь контакта теплоотвода с выводом и толще его "губки", чем меньше время пайки, больше расстояние между паяным соединением и термочувствительным компонентом, чем ближе теплоотвод установлен к корпусу компонента и меньше коэффициент температуропроводности материала вывода [2].



Рис. 1. Штриховая линия — температура паяльного стержня на некотором удалении от границы контакта с паяным соединением по IPC:

сплошная линия — температура паяльного стержня на границе контакта с паяным соединением по данным автора

#### IPC-HDBK-001 "Справочник и руководство в дополнение к J-STD-001D"

#### 3.8.2. Профиль температур при ручной пайке

#### Имеющаяся редакция

На рис. 1 показано изменение температуры во время пайки...

#### Предлагаемая редакция

На рис. 1 показана температура паяющего конца паяльного стержня постоянного диаметра при контакте с проводом, которая соответствует температуре пайки на границе контакта паяльного стержня и провода. Температура пайки тем меньше, чем меньше температура паяльного стержня во время пауз, чем меньше диаметр паяльного стержня, меньше произведение коэффициентов теплопроводности и удельной теплоемкости материала стержня.

#### Обоснование

Снижение температуры паяющего конца длинного паяльного стержня постоянного диаметра при контакте с проводом пропорционально температуре пайки, отношению площадей поперечного сечения провода и стержня, пропорционально отношению коэффициентов теплоусвоения материала провода и стержня, соответственно [3]. В частности, с погрешностью менее 5 % медный паяльный стержень постоянного диаметра можно считать длинным, если его длина больше 2,5 см при времени пайки менее 2,5 с.

#### 3.8.3. Паяльники постоянной мощности

#### Имеющаяся редакция

Этот тип паяльника обычно используется при пайке к каркасам, экранам ВЧ, трансформаторам и в других случаях с высокой температурной массой, когда требуется интенсивный нагрев. Получаемая температура будет меняться в зависимости от мощности и конструкции паяльника.

#### Предлагаемая редакция

Температура пайки при выполнении одного паяного соединения не зависит от наличия терморегулятора, мощности, теплоемкости и тепловых условий контакта паяльного стержня с корпусом паяльника, если паяльный стержень достаточно длинный.

#### Обоснование

Экспериментальные данные и расчетные значения совпадают в пределах  $\pm$  6 % для инструмента и оборудования, имеющего паяльный стержень постоянного диаметра, при следующих условиях контактной пайки:

— мощность паяльного инструмента или оборудования 6...1000 Вт;

— длина паяльного стержня 2...100 мм;

— время пайки 0,3...5 c;

- диаметр паяльного стержня 0,8...6 мм [4, 5].

#### 3.8.4. Паяльники с регулировкой температуры

#### Имеющаяся редакция

Регулировка температуры позволяет поддерживать температуру между пайками в жестком допуске (согласно существующим нормам этого Стандарта это  $\pm$  5 °C) и дает возможность оперативно реагировать на изменения в требованиях по тепловой нагрузке во время пайки.

#### Предлагаемая редакция

Наличие терморегулятора исключает снижение температуры паяльного инструмента в зоне терморегулятора, но не исключает понижение температуры паяющего конца длинного стержня, определяющего температуру пайки. Наличие терморегулятора, обеспечивающего стабильность температуры не паяющего конца короткого паяльного стержня, приводит к тому, что температура пайки увеличивается во время контакта с типичным паяным соединением (проводом).

#### Обоснование

Температура паяющего конца короткого паяльного стержня, имеющего термостабилизированный непаяющий конец (терморегулятор), во время контакта с типичным паяным соединением (проводом) растет в течение всего времени пайки. Увеличение температуры пайки тем больше, чем короче паяльный стержень, больше коэффициент температуропроводности материала паяльного стержня [5].

#### 3.8.5. Выбор инструмента для ручной пайки

#### Имеющаяся редакция

При выборе паяльника следует рассматривать следующие эксплуатационные параметры: температуру, подачу тепла, размер и форму жала, время восстановления, удобство в использовании и обслуживании.

#### Предлагаемая редакция

Время разогрева паяющего конца короткого паяльного стержня постоянного диаметра с термостабилизированным не паяющим концом не зависит от его диаметра и тем меньше, чем он короче.

#### Обоснование

Постоянная времени разогрева паяющего конца короткого паяльного стержня постоянной площади поперечного сечения с термостабилизированным не паяющим концом обратно пропорциональна квадрату его длины и обратно пропорциональна коэффициенту температуропроводности материала стержня [6, 7].

#### 3.8.5.3. Цифровой отсчет

#### Имеющаяся редакция

Хотя цифровые индикаторы отображают температуру датчика, они могут неточно отображать температуру наконечника. Указываемая температура может быть экстраполирована или может быть установлено отношение к температуре наконечника.

#### Предлагаемая редакция

Отрицательная поправка к показаниям термодатчика паяльной станции тем больше, чем длиннее паяльный стержень, меньше его диаметр, выше температура между пайками.

#### Обоснование

Перепад температуры по длине паяльного стержня постоянной площади поперечного сечения пропорционален квадрату длины паяльного стержня, температуре между пайками, коэффициенту теплообмена между паяльным стержнем и воздухом, обратно пропорционален коэффициенту теплопроводности материала паяльного стержня и его диаметру [8].

#### 3.8.6.1. Материалы наконечника

#### Имеющаяся редакция

При использовании наконечников с железным покрытием лучше выполнять операции лужения с мало содержащим олово припоем (менее 10 %). Наконечники из нержавеющей стали обычно дольше служат, не вмерзают в паяльник, их легче бывает сменить, но их недостатком является слабая теплопроводность.

#### Предлагаемая редакция

Лужение паяльных стержней следует выполнять тем припоем, которым будет выполняться монтажная пайка. Защитное покрытие уменьшает температуру пайки тем существеннее, чем меньше время пайки, меньше коэффициент теплопроводности материала защитного покрытия, чем толще это покрытие.

#### Обоснование

При низкотемпературной пайке взаимодействие железа с оловом приводит к образованию несмачивающегося интерметаллида. Нами разработано защитное покрытие, обладающее всеми достоинствами зарубежных аналогов и легко смачиваемое оловосодержащим припоем в течение всего срока эксплуатации стержня.

Нарушение требования по лужению припоем, используемым для монтажа, может привести к уменьшению механической и термической прочности паяных соединений, другим негативным последствиям вследствие образования неэвтектических сплавов произвольного состава. Снижение температуры паяющего конца длинного паяльного стержня постоянного диаметра по отношению к снижению температуры паяющего конца длинного стержня без покрытия пропорционально толщине этого покрытия и температуре стержня, обратно пропорционально корню квадратному из произведения коэффициента температуропроводности материала стержня на время пайки, пропорционально выражению: отношение коэффициентов теплопроводности материала стержня и покрытия минус единица. Так, при времени пайки 1 с и толшине железного покрытия 0,13 мм, а никелевого — 0,18 мм снижение температуры паяющего конца стержня во время пайки, по нашим данным, составляет 105 % по отношению к чисто медному стержню [9].

#### 3.8.6.2.1. Форма и тип наконечника

#### Имеющаяся редакция

Для наименьшей затраты времени используйте самый широкий стержень для пайки с наибольшей площадью соприкосновения между луженой поверхностью и контактом.

#### Предлагаемая редакция

Необходимо увеличивать фактическую площадь контакта паяльного стержня с паяным соединением, что реализуется при наличии хорошо луженного паяльного стержня, соединяемых деталей с хорошей паяемостью, флюса между стержнем и паяным соединением.

Для обеспечения контакта с труднодоступными паяными соединениями возможно использование паяльного стержня постоянного диаметра, заточенного под углом 30...45°, что снижает температуру пайки тем больше, чем острее заточка и чем меньше время пайки.

#### Обоснование

Дополнительное снижение температуры паяющего конца стержня за счет заточки пропорционально температуре стержня между пайками, длине заточки, обратно пропорционально корню квадратному из произведения коэффициента температуропроводности материала стержня на время пайки, пропорционально выражению: отношение тепловых сопротивлений стержня с заточкой и стержня без заточки той же длины минус единица [10].

#### 3.8.6.2.4. Теплоемкость и масса

#### Имеющаяся редакция

Для уменьшения времени выдержки температуру наконечника надо устанавливать гораздо выше температуры плавления припоя... теплоемкость наконечника повышают увеличением всей его массы...

#### Предлагаемая редакция

Температуру паяльного стержня до пайки необходимо устанавливать с учетом ее снижения во время контакта с паяным соединением. Общая теплоемкость паяльного стержня не влияет на снижение температуры его паяющего конца, но влияет на скорость снижения средней температуры паяльного инструмента без терморегулятора при многократной пайке. Установившаяся средняя температура паяльного инструмента без терморегулятора тем меньше, чем меньше его мощность по отношению к теплопоглощению при многократной пайке.

#### Обоснование

Постоянная времени охлаждения средней температуры паяльного инструмента без терморегулятора пропорциональна его общей теплоемкости, обратно пропорциональна площади его поверхности и коэффициенту теплообмена с воздухом [11—13].

#### IPC-FA-251 "Руководство по монтажу на однои двусторонних гибких печатных схемах"

#### 5.2. Пайка вручную

#### Имеющаяся редакция

Желательно прикладывать стержень не более чем на 2 с для предотвращения любого термического повреждения ГПС (такого как образование пузырьков/расслаивание) при рекомендуемой температуре между пайками (315...345) °С.

#### Предлагаемая редакция

Для выполнения паяных соединений припоем ПОС61 температура пайки должна быть (230...270) °С. Для монтажа на поверхность время пайки должно быть не более 2 с. При монтаже выводов компонентов в отверстия печатных плат указанное время пайки может быть увеличено.

#### Обоснование

При монтаже компонентов в отверстия печатных плат необходимо учитывать перепад температуры по толщине печатной платы, зависящий от толщины печатной платы, времени пайки, материала монтируемых компонентов, наличия широкого печатного проводника или другого теплоотвода со стороны установки компонентов [1].

#### 5.3.3. Предварительный нагрев

#### Имеющаяся редакция

У предварительного нагрева ГПС есть несколько назначений ...

#### Предлагаемая редакция

Пункт необходимо дополнить по аналогии с предложениями по п. 4.9.1 IPC/EIA J-STD-001D "Общий промышленный стандарт. Требования к паяным электрическим и электронным сборкам (модулям)" (см. в начале статьи) [1, 3].

#### 5.5.5. Недостатки пайки в паровой фазе

#### Имеющаяся редакция

- фреон и флюс могут разложиться и образовать...

#### Предлагаемая редакция

Пункт необходимо дополнить предупреждением об опасности чрезмерно быстрого нагрева.

#### Обоснование

Необходимость выполнения требований по профилю пайки, рекомендованному как стандартами IPC, так и производителями компонентов и паяльной пасты [13].

#### 5.7.7. Недостатки лазерной пайки

#### Имеющаяся редакция

Пайка лазером дороже, чем оплавление парофазной пайкой или ИК-пайкой...

#### Предлагаемая редакция

Пункт необходимо дополнить: время пайки может оказаться недостаточным для прогрева удаленных от места воздействия излучения участков паяного соединения, например, при монтаже в отверстия МПП [1]. Аналогичные замечания относятся и к стандарту США IPC-SM-780 "Компоновка и межсоединения компонентов с акцентом на поверхностный монтаж".

#### Список литературы

1. Штенников В. Н. Зависимость снижения температуры паяющего конца стержня паяльника во время пайки от его диаметра, материала и температуры холостого хода // Организация производства и прогрессивная технология в приборостроении. 1981. № 3. С. 16.

2. Штенников В. Н. Влияние длины стержня паяльника на снижение температуры его паяющего конца при одиночной пайке // Организация производства и прогрессивная технология в приборостроении. 1981. № 9. С. 19.

3. Штенников В. Н. Расчет температуры стержня паяльника при пайке // Сб. ВИМИ. Сер. МШ. 1986. Вып. 10. С. 18—22.

4. Штенников В. Н. Связь конструктивных и теплофизических параметров паяльника // Организация производства и прогрессивная технология в приборостроении. 1981. № 2. С. 23.

5. Штенников В. Н., Байдаков В. Г. Наука и производство. Повышение качества приборов автоматики // Компоненты и технологии. 2004. № 6. С. 192—194.

6. Штенников В. Н. Разогрев паяльного стержня полуавтомата // Организация производства и прогрессивная технология в приборостроении. 1982. № 1. С. 8—11.

7. Штенников В. Н., Байдаков В. Г. Повышение надежности приборов и производительности оборудования для контактной пайки // Компоненты и технологии. 2004. № 7. С. 192—193.

8. Штенников В. Н., Ушаков С. М. Зависимость перепада температуры по длине паяльного стержня от его геометрических и теплофизических параметров // Сб. ВИМИ. Сер. ИМ. 1985. Вып. 21. С. 8— 12.

9. Штенников В. Н. Влияние защитного покрытия на динамику температуры паяльного стержня при пайке // Организация производства и прогрессивная технология в приборостроении. 1985. № 6. С. 8—11.

10. Штенников В. Н., Байдаков В. Г. Исследования на ФГУП УЭМЗ в области контактной пайки // Сборник статей работников предприятия к 65-летию, 2006. С. 88—98.

11. Штенников В. Н. Тепловые характеристики современных паяльных станций // Компоненты и технологии. 2004. № 9. С. 180—182.

12. Штенников В. Н. КПД паяльного инструмента // Компоненты и технологии. 2005. № 1. С. 178—179.

13. Штенников В. Н. Форсированный разогрев паяльного инструмента // Компоненты и технологии. 2004. № 9. С. 198—199.

### Представляем книгу

Путилов А. В. П90 Введение в технологический маркетинг развития наноиндустрии. — М.: Издательский дом МИСиС, 2008. — 132 с.

ISBN 978-5-87623-205-2

В книге описаны основные подходы к развитию технологического маркетинга в высокотехнологичной индустрии на примере нарождающейся сферы реального сектора экономики, получившей наименование наноиндустрии. Будущая конкурентоспособность продукции многих важных промышленных секторов, таких как авиационно-космическая, химическая, фармацевтическая промышленность, информационные технологии и оптика, в значительной степени зависит от исследований и открытий в области нанотехнологий и наноматериалов. Научно-методические положения проиллюстрированы примерами из различных предметных областей, рыночные методы описаны простым и понятным языком.

Книга предназначена для широкого круга читателей.

УДК 339.13 ББК 65.290-2

Рецензенты: доктор экономических наук В. В. Иванов, доктор технических наук А. Л. Бирюков

### CONTENTS

It has been shown that the geometrical parameters of the nanoparticles and the temperature are the main factors influencing the transitions between the vortex and homogeneous states.

The temperature dependence of the transition between the vortex state and the homogeneous z-state in the temperature range of 300—470 K has been calculated. It has been revealed that the rise in the temperature leads to the vortex size enlarging and promotes the transition from the vortex to either homogeneous or planar states, depending on the size of nanocylinder. The reverse transfers are banned, since the single-domain length increases as the temperature rises.

As a result, the diagrams of the magnetic transitions between the vortex state and the homogeneous magnetic states (planar and perpendicular *z*-states) for individual cylindrical nanoparticles of common view, as well as for cementite in particular, have been build.

Keywords: carbon nanotube, cementite, nanomaterials, magnetism, vortex magnetic structure, single-domain length.

**Keywords:** the normative documentation, the statistical control and regulation, technological process, microcircuit, technological operation.

**Belkin M. E., Vasil'ev M. G.** Semiconductor Lasers with High Average Power — Modulation Bandwidth Product . . . . . . 23 R & D results related with two types of laser heterostructures: burried-crescent (BC) and burried multiple quantum wells (MQW) developments for promising telecom and radar applications are discribed. The major technology features of heterostructures fabrucation are highlighted. The procedure and crucial results of TCAD simulation and experimantal verification are listed. Possibility of the optical power more than 40 mW with modulation bandwidth of 10 GHz providing is shown. **Keywords:** lasing heterostructure, semiconductor laser, epitaxy, semiinsulator-burried procedure, power-current and direct modulation characteristics.

**Keywords:** thin-film capacitive MEMS structures, temperature, vibration, lead, electrode, temperature-compensating capacitor.

Keywords: gyroscope, sensing element, piezoelectric ceramics, bimorph.

Keywords: silicon on sapphire; solid-phase epitaxy; radiation hardness; defects density.

In clause, use superficial integrated accelerometer for work in structure of a complex of parachute-jet system, some questions and offers on immediate and operative deliveries of cargoes in remote places are considered. Decisions of these questions existing now have been analyzed. For a basis for the further development the way of delivery air way with use of the plane and parachute system for descent and a landing has been chosen. In clause the provisional structure of a complex is given. The basic components for development are chosen and the provisional structure superficial integrated accelerometer as basic component of parachute-jet system, the principle receiving information is resulted is given.

**Keywords:** accelerometer, gauges of acceleration, gauges of speed, parachute-jet system, piezoelectric accelerometer, superficial integrated accelerometer.

#### 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(495) 269-5510. E-mail: nmst@novtex.ru; http://www.microsystems.ru

Адрес редакции журнала: 107076, Москва, Стромынский пер., 4/1. Телефон редакции журнала (495) 269-5510. Е-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 З. В. Наумова

Сдано в набор 21.07.2008. Подписано в печать 25.08.2008. Формат 60×88 1/8. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 6,86 Уч.-изд. л. 8,54. Заказ 897. Цена договорная

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