HAHO- & MYKPOCHCIEMHAA

№ 4 **♦** 2007

ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ МЕЖДИСЦИПЛИНАРНЫЙ ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ И ПРИКЛАДНОЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Журнал выпускается при научно-методическом руководстве Отделения информационных технологий и вычислительных систем

Российской Академии наук

Издается с 1999 г.

2

Главный редактор Мальцев П. П.

Зам. гл. редактора Лучинин В. В.

Редакционный совет:

Аристов В. В. Асеев А. Л. Гапонов С. В. Каляев И. А. Климов Д. М. Ковальчук М. В. Мокеров В. Г. Никитов С. А. 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 Квардаков В. В. Колобов Ю. Р. Кузин А. Ю. Мокров Е. А Нарайкин О. С Норенков И. П. Панич А. Е Панфилов Ю. В. Петросянц К. О. Петрунин В. Ф. Путилов А. В. Пятышев Е. Н. Сауров А. Н. Серебряников С. В. Сухопаров А. И. Телец В. А. 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

Гурович Б. А., Кулешова Е. А., Приходько К. Е., Домантовский А. Г., Маслаков К. И. Развитие метода селективного удаления атомов применительно к изготовлению многослойных микро- и наноразмерных паттернированных сред различного назначения

МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ НМСТ

МОДЕЛИРОВАНИЕ И КОНСТРУИРОВАНИЕ НМСТ

Любимский В. М. Изгиб изотропной длинной прямоугольной пластинки под действием	
электростатического притяжения и поперечной нагрузки	4
Захаров А. Г., Котов В. Н., Богданов С. А. Моделирование распределения потенциала	
в барьерах Шоттки транзистора с металлической базой	43
Палагин В. А., Грицкевич Е. В., Фризюк Е. А. Уточнение модели емкостных элементов МЭМС	48

элементы нмст

Царев А. В. Мультиплексоры для WDM с нанофотонными отражателями — новый путь	
к управлению многими сотнями оптических спектральных каналов	51
Колешко В. М., Сергейченко А. В. Металлооксидные микроэлектронные газовые сенсоры:	
обзор. Ч. 2. Многосенсорные структуры, интегральные сенсорные системы	55
Мухуров Н. И., Ефремов Г. И. Электростатические микрореле с массивным якорем	57
Жукова С. А., Обижаев Д. Ю., Демичева О. В., Алексеев А. М., Клинова Л. Л., Томишко М. М.	
Газовый сенсор на многостенных углеродных нанотрубках, работающий на регистрации	
четырех электрофизических параметров	60
Сажнев С. В., Тимофеев В. Н., Фомичев М. А., Миркурбанов Х. А. Физико-механические	
характеристики нитевидных первичных термопреобразователей в газовых расходомерах	65
Хабаров А. В. Способ объединения микрообъектов для увеличения чувствительности	
и пространственного разрешения сенсоров	70
СПРАВОЧНЫЕ СТРАНИЦЫ	
Яшин К. Л., Ланапнёв Е. В. Англо-русский терминологический справочник по микро-	
	74
НОВОСТИ НАНОТЕХНОЛОГИЙ	77
Contents	80

Журнал включен в перечень научных и научно-технических изданий ВАК России

Аннотации статей журнала и требования к оформлению статей доступны на сайте журнала: http://www.microsystems.ru. E-mail: nmst@zknet.ru

ПОДПИСКА:

.

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

© Издательство "Новые технологии", "Нано- и микросистемная техника", 2007.

*ФL*анотехнологии и зондовая микроскопия

УДК 621.38.66.085

Б. А. Гурович, Е. А. Кулешова, К. Е. Приходько, А. Г. Домантовский, К. И. Маслаков, Российский научный центр "Курчатовский институт", г. Москва

РАЗВИТИЕ МЕТОДА СЕЛЕКТИВНОГО УДАЛЕНИЯ АТОМОВ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ИЗГОТОВЛЕНИЮ МНОГОСЛОЙНЫХ МИКРО-И НАНОРАЗМЕРНЫХ ПАТТЕРНИРОВАННЫХ СРЕД РАЗЛИЧНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

Описана работа по дальнейшему развитию ранее предложенного метода селективного удаления атомов (метод СУА) для целенаправленной модификации атомного состава и физических свойств твердых тел за счет выбора оптимальных условий формирования структур при воздействии ускоренного пучка частиц определенных энергий. Этот метод может использоваться для прямого создания необходимого пространственного рисунка — зоны изменения атомного состава и физических свойств материала, т. е. для создания микро- и наноразмерной паттернированной среды различного назначения (среды, в которой могут контролируемым образом варьироваться электрофизические, магнитные, оптические свойства и рельеф поверхности).

Введение

В последние годы нами разрабатывается метод селективного удаления атомов (СУА), позволяющий управляемым образом модифицировать состав многоатомных материалов под действием пучков ускоренных частиц. Сущность метода СУА заключается в том, что при определенных условиях облучения можно осуществить практически полное удаление атомов определенного сорта из облучаемого объема вещества. Это позволяет контролируемо изменять физические свойства материала и создавать пространственный "рисунок", состоящий из областей с разными свойствами (электрическими, магнитными, оптическими и пр.). Основной задачей данной работы являлось дальнейшее развитие метода с целью создания методом СУА многослойных самосовмещенных структур с заданными свойствами отдельных элементов структуры.

Ранее нами была экспериментально продемонстрирована возможность прямого изменения атомного состава тонких пленок, состоящих из двух- или многоатомных соединений при воздействии ускоренных пучков частиц определенных энергий [1]. Такая модификация сопровождается радикальными изменениями физических свойств материалов и, в частности, приводит к трансформации изоляторов в металлы, немагнитных материалов — в магнитные, позволяет изменять оптические свойства, и т. д. [1—7]. Метод СУА также может быть использован для работы с органическими материалами, при этом возникают возможности создания изображений без использования красящих веществ. В данной работе представлены экспериментальные результаты, демонстрирующие новые возможности применения метода СУА для создания микро- и наноразмерных структур.

Физические основы метода селективного удаления атомов

Напомним физическую основу метода СУА [1]. Рассмотрим ситуацию, которая возникает в процессе взаимодействия луча монохроматических нерелятивистских частиц с энергией E и массой m с двухатомным кристаллом, состоящим из атомов различных масс M_1 и M_2 . Максимальная энергия, передаваемая частицами пучка атомам кристалла, равна

$$E_{\max}^{(1,2)} = \frac{4mM_{1,2}}{(M_{1,2}+m)^2}E,$$
(1)

где $E_{\text{max}}^{(1)}$ и $E_{\text{max}}^{(2)}$ — максимальные энергии, которые могли бы быть переданы ускоренными частицами атомам с массами M_1 или M_2 .

Смещение атомов из их равновесного положения в кристаллической решетке является пороговым эффектом и происходит, когда переданная энергия превышает пороговую энергию смещения. Из выражения (1) следует, что в процессе облучения двух- или многоатомного кристалла, максимумы переданной энергии различны для разных видов атомов. Чем больше различие масс атомов, тем сильнее различие максимальных переданных энергий.

Таким образом, изменяя массу и энергию частиц падающего пучка, можно реализовать условия, при которых более высокая энергия передавалась атомам меньшей или большей массы. Смещение атомов определенного сорта имеет место тогда, когда максимум передаваемой энергии превышает пороговое значение энергии смещения. Это позволяет реализовать условия эффективного смещения атомов определенного сорта в двух- или многоатомных соединениях, в результате чего происходит изменение химического состава облучаемого объема материала. Селективность удаления атомов определенного сорта будет сохраняться и в том случае, когда энергия частиц пучка достаточна для смещения нескольких сортов атомов в многоатомных соединениях. В этом случае селективность обусловлена разными скоростями смещения

атомов разного сорта. Последнее обстоятельство подтверждается многочисленными экспериментами, в которых максимальная передаваемая энергия была заведомо больше пороговой для обоих сортов атомов в двухатомных соединениях [1—3].

Рассматриваемый механизм смещения атомов разного сорта в химических соединениях в равной мере относится как к кристаллическим материалам, так и к аморфным. Очевидно, что при нормальном падении пучка на поверхность материала селективное удаление атомов будет происходить в слое, толщина которого соответствует длине проективного пробега ускоренных частиц пучка. Таким образом, можно уменьшать концентрацию или удалять полностью атомы некоторого сорта в тонких пленках или слоях материала, выбирая необходимую энергию и дозу облучения частиц. В результате, в соответствующих слоях материала можно осуществлять кардинальные изменения химического состава и, как следствие, физических свойств.

Проведенные нами эксперименты позволили выявить некоторые особенности физического механизма селективного удаления атомов [1—3]:

- процесс селективного удаления атомов может быть осуществлен с использованием различных ускоренных частиц (протоны, ионы гелия, электроны);
- скорость процесса пропорциональна плотности потока частиц падающего пучка;
- процесс может быть проведен через верхние (относительно пучка) дополнительные слои различных материалов, если их суммарная толщина меньше, чем проективный пробег частиц пучка.

Нами экспериментально продемонстрировано селективное удаление атомов кислорода, азота и водорода из различных соединений. Наиболее полно были исследованы оксиды металлов и полупроводников.

Для возможных практических применений в качестве ускоренных частиц целесообразно использовать протоны. Это обусловлено рядом причин:

 при прочих равных условиях для них характерна наибольшая длина проективного пробега по сравнению с другими ионами;

- из тонких пленок и поверхностных слоев многих материалов водород после облучения выходит без нагрева после небольших выдержек при комнатной температуре;
- ионные (протонные) пучки имеют важное преимущество как технологический инструмент, поскольку им свойственен существенно меньший эффект обратного рассеяния по сравнению с электронами, что позволяет в значительной мере избежать делокализации зоны обработки материалов.

На рис. 1 представлены экспериментальные результаты изменения химического состава в процессе облучения на примере оксида германия. Из представленных на рис. 1 *XPS*-спектров видно исчезновение пика, соответствующего кислороду, после облучения оксида германия протонами.

На рис. 2 приведены типичные экспериментальные результаты изменения электрических (*a*) и магнитных (δ) свойств оксидов металлов при протонном облучении. В результате изолятор (WO₃) переходит в металл (W), а немагнитный материал (Co₃O₄), становится магнитным (Co).

Возможности метода СУА при создании многослойных структур с самосовмещением элементов, лежащих в разных слоях

Ранее нами было показано, что метод СУА позволяет управляемым образом изменять химический состав и свойства многослойных тонкопленочных структур одновременно во всех слоях в том случае, если их суммарная толщина меньше длины проективного пробега используемых ионов [1]. При этом характер изменения свойств, как правило, не зависит от порядка чередования слоев, а также от наличия слоев вспомогательных материалов [1—3].

При формировании многослойной структуры из слоев разного состава облучением через одну маску во всех слоях образуются геометрически одинаковые самосовмещенные рисунки, но с разными физическими свойствами, которые определяются составом каждого из слоев. Однако в большинстве практических случаев необходимо реализовать различные рисунки в разных слоях устройства. Для решения этой задачи





Рис. 1. Рентгеновские фотоэлектронные спектры пленки оксида германия GeO_2 до (Initial oxide) и после (Irradiated oxide) протонного облучения

Рис. 2. Дозовая зависимость электросопротивления оксида вольфрама WO_3 при протонном облучении (*a*) и кривые намагниченности исходной пленки Co_3O_4 до (кривая *1*) и после (кривая *2*) протонного облучения (δ)

нами был предложен и экспериментально отработан комплекс методов, позволяющих облучением через одну маску создавать в различных слоях различающиеся по геометрии и свойствам рисунки с самосовмещением элементов структуры на требуемых участках.

Если сначала облучить многослойную заготовку протонами через одну маску с образованием, например, металлических участков в неметаллической матрице, а затем через другую маску облучить заготовку другими частицами, то можно восстановить диэлектрические свойства некоторых ранее облученных участков в верхних слоях "сэндвича". Это можно осуществить путем повторного облучения такими частицами, которые, вступая в реакцию с восстановленным веществом, приводят к изменению его химического состава и свойств. В качестве таких частиц могут быть использованы ионы удаленных атомов (кислорода, азота, водорода и т. п.) или других атомов (рис. 3 и 4). В результате, например, химической реакции окисления (в процессе облучения ионами кислорода) на таких участках восстанавливаются первоначальные диэлектрические свойства материала.

Поскольку данные на рис. 3 и 4 отражают результаты планарных измерений электрического сопротивления, очевидно, что вторичное облучение ионами кислорода привело к возврату исходных диэлектрических свойств по всей глубине первично восстановленного металла. Варьируя энергию ионов кислорода, можно управлять глубиной вторичного окисления. Таким образом, становится возможным формирование объемной структуры, в которой разные слои будут иметь различные рисунки с различными свойствами. Однако использование нескольких шаблонов создает известные технические проблемы, связанные с обеспечением точного позиционирования (совмещения) различных шаблонов над одной и той же заготовкой.

Выполнение одной маски с рисунком в виде сквозных или несквозных отверстий различной глубины и последовательное использование пучков из разного сорта ионов или атомов дает возможность облучением через один шаблон создавать разные рисунки в разных слоях, например пересекающихся проводов в разных слоях, и/или обеспечивать межслоевые соединения и тем самым решать проблему совмещения рисунков в разных слоях.



гис. 3. дозовая зависимость изменения электросопротивления оксида молибдена 700А в ходе восстановления (облучение протонами) и последующего окисления (облучение ионами кислорода)

При облучении через маску с отверстиями разной глубины пучок проникнет на различную глубину в обрабатываемый материал и, соответственно, на разную глубину будут преобразованы свойства обрабатываемого материала (например, диэлектрические в проводящие). Поэтому в зависимости от глубины отверстия в маске будет происходить и "металлизация" на разную глубину обрабатываемого материала. Создание сквозных отверстий в шаблоне позволяет решить сразу две задачи. С одной стороны, при облучении легкими ионами (протонами) обеспечить "металлизацию" на большую глубину по сравнению с тем, что обеспечивают несквозные отверстия в шаблоне. С другой стороны, через эти сквозные отверстия беспрепятственно будет проходить пучок более тяжелых ионов (например ионов кислорода), обеспечивающий восстановление диэлектрических свойств в участках обрабатываемого материала, находящихся под этими отверстиями. Это расширяет возможности формирования паттернированных структур с разными размерами и свойствами в различных слоях облучением через одну маску.

Естественно, что для сохранения в формируемой паттернированной структуре участков с первоначальными свойствами материала, необходимо, чтобы толщина маски обеспечивала полную задержку потока ионов в требуемых местах. Для этого она должна быть больше длины проективного пробега используемых ионов в материале маски.

Облучаемыми материалами могут быть различные вещества — двух- или многоатомные соединения химических элементов с кислородом, водородом, азотом, углеродом и т. д. При облучении ускоренными частицами концентрация легких атомов в разных слоях может быть уменьшена до требуемого значения (вплоть до полного удаления).

Таким образом, основное преимущество метода СУА проявляется в случае изготовления многослойных структур, элементы которых обладают разными физическими свойствами в разных слоях. При использовании метода СУА возможно создавать одновременно (параллельно) структуры с различной формой и свойствами в разных слоях ионным облучением через одну и ту же маску. Такая процедура позволяет получать самосовмещение элементов структуры





в разных слоях с точностью приблизительно 1 нм. Последняя особенность — это критичный момент при производстве многослойных наноструктур.

Влияние электрического поля на эффективность процесса СУА

Для реального промышленного использования метода СУА, т. е. для превращения его в технологию, необходимо добиться максимальной производительности процесса. Одним из перспективных направлений повышения скорости селективного удаления атомов из облучаемых материалов может стать использование сильных электрических полей в процессе облучения. При этом скорость процесса, как показывают предварительные эксперименты, может быть увеличена в несколько раз.

По-видимому электрическое поле слабо влияет непосредственно на акт выбивания атома из узла решетки, поскольку пороговая энергия смещения E_d значительно превышает дополнительную энергию, которую приобретает атом с ненулевым эффективным зарядом за счет взаимодействия с электрическим полем в процессе выбивания. Однако внешнее электрическое поле приводит к тому, что на заряженный выбитый атом действует сила, направленная вдоль (или против) поля. Даже если через некоторое время атом будет захвачен вакансией или выйдет на сток, наличие направленного дрейфа может сказаться на характере распределения выбитых атомов в процессе их удаления из материала.

Эффективность воздействия внешнего поля определяется, по-видимому, эффективным зарядом (в том числе, и его знаком) выбитого атома, временем жизни его в заряженном состоянии, а также абсолютным значением напряженности электрического поля и его направлением по отношению к поверхности облучаемого материала. Заряженное состояние выбитого атома с большим временем жизни реализуется в большей степени в диэлектрических материалах. Кроме того, необходимо учитывать хорошее проникновение внешнего поля вглубь диэлектрика. В связи с этим следует ожидать большего эффекта воздействия внешнего электрического поля на процесс СУА в первую очередь в материалах с высоким удельным электросопротивлением.

По мере удаления атомов определенного сорта и изменения диэлектрических свойств следует ожидать изменения эффективности воздействия внешнего поля. Следует подчеркнуть, что разные типы материалов характеризуются различными дозовыми зависимостями изменения электрических свойств (эти зависимостями могут иметь как монотонный, так и немонотонный характер). Очевидно, что наибольшая эффективность воздействия на процесс СУА будет достигаться при использовании максимально больших электрических полей, поэтому в экспериментах использовались напряженности несколько меньшие пробойных, чтобы избежать необратимых изменений свойств всего слоя или его частей.

Исследование влияния электрического поля на процесс СУА проводилось на тонких слоях оксида тантала Ta_2O_5 толщиной 80 нм, полученного методом анодного окисления. На рис. 5 показаны дозовые зависимости относительного изменения вертикального сопротивления (т. е. электрического сопротивления пленки в направлении, совпадающим с нормалью к

ее поверхности) в ходе облучения протонами с энергией 3 кэВ без поля и при напряженности вертикального (поперечного) внешнего электрического поля $+1,5 \cdot 10^5$ B/cm.

Как следует из рис. 5, внешнее поле инициирует существенное ускорение восстановления оксида тантала по сравнению с облучением без поля¹. Следует подчеркнуть, что для использованного ускоряющего напряжения глубина восстановления материала составляла примерно половину исходной толщины оксида. В связи с тем, что измерения проводились в вертикальной геометрии, для которой характерно последовательное расположение модифицированного и неизмененного слоев материала, конечное сопротивление образца после полного восстановления половины исходной толщины оксида оказалось в 2 раза меньше исходного сопротивления образца (см. кривую облучения с полем на рис. 5). Облучение без поля также инициирует превращение оксида тантала в металл, но оно протекает с меньшей скоростью (см. рис. 5).

Очевидно, что электрическое поле влияет на миграцию выбитых атомов вследствие наличия у них отличного от нуля электрического заряда, это приводит к направленной диффузии вдоль (или против) поля.

Мы полагаем, что использование внешних поперечных электрических полей разного значения и знака в ходе СУА позволяет:

 регулировать скорость изменения химического состава и свойств материалов, например, увеличивая поток удаляемых атомов по направлению к стокам;



Рис. 5. Относительное изменение вертикального электрического сопротивления оксида тантала Ta_2O_5 толщиной 80 нм в ходе облучения протонами с энергией 3 кэВ без поля и при напряженности вертикального (поперечного) внешнего электрического поля +1,5 \cdot 10⁵ B/cm

¹ Особенностью этого материала является то, что на начальном участке дозовой зависимости имеет место *возрастание* электросопротивления по сравнению с исходным значением, поэтому на обеих зависимостях на рис. 5 имеет место увеличение электросопротивления в начале облучения.

- добиваться частичного или полного удаления атомов определенного сорта из химических соединений, проявляющих большую активность к вторичному захвату выбитых атомов, вследствие чего в обычных условиях эффективность СУА из них низка;
- формировать требуемый профиль концентрации удаляемых или примесных атомов по толщине слоя, контролируя таким образом физические свойства переходных областей, например, при создании омических контактов или барьерного межслоевого сопротивления.

Влияние температуры облучения на СУА

На ранних этапах исследований процессов СУА мы полагали, что процесс СУА является атермическим [1]. Однако более поздние эксперименты по исследованию влияния температуры облучения на дозовые зависимости изменения свойств и состава материалов в процессе СУА показали, что в ряде случаев влияние температуры значительно. Влияние температуры на радиационно-индуцированный процесс восстановления материалов обусловлено как влиянием температуры на скорость выбивания атомов, так и ускорением вывода выбиваемых атомов из облучаемого объема вещества.

Ранее на примере графита нами было установлено [8], что увеличение температуры приводит к уменьшению пороговой энергии смещения атомов из узлов кристаллической решетки (E_d). Падение пороговой энергии инициирует увеличение сечения генерации дефектов в облучаемом материале, что проявляется в соответствующем росте скорости генерации дефектов. Повышение скорости генерации дефектов, во-первых, увеличивает число удаляемых атомов и, во-вторых, повышает концентрацию радиационноиндуцированных вакансий в материале. Удаление выбитых атомов на различные стоки происходит при активном участии радиационно-индуцированных процессов диффузии, в частности, и по вакансионному механизму. Таким образом, повышение температуры в ходе облучения как увеличивает подвижность атомов в соответствии с обычными зависимостями коэффициента диффузии от температуры, так и влияет



Рис. 6. Дозовые зависимости восстановления оксида кобальта Co₃O₄ толщиной 80 нм при энергии протонов 800 эВ и различных температурах облучения

на вероятность встретить вакансию в соседнем узле для перескока выбитого атома, т. е. ускоряет радиационно-индуцированную диффузию. Оба этих фактора в конечном итоге приводят к увеличению скорости восстановления материалов в ходе СУА процесса.

На рис. 6 показаны дозовые зависимости восстановления оксида кобальта Co_3O_4 при различных температурах. Как следует из рис. 6, повышение температуры в ходе облучения существенно увеличивает скорость восстановления кобальта.

Возможности метода СУА при создании магнитных паттернированных структур различного назначения

Метод СУА может быть успешно использован для формирования магнитных паттернированных структур (сред). Предлагаемый подход создания магнитных битов основан на возможности превращения методом СУА немагнитных материалов в магнитные [2—5]. Магнитные биты в немагнитной матрице могут быть основой для создания большого числа устройств различного назначения.

Существующие теории неплохо предсказывают магнитные свойства малых (однодоменных) битов, качественно правильно описывают свойства одиночных многодоменных битов, но неадекватно описывают ситуации, когда становится существенным взаимодействие битов друг с другом, а также с магнитной подложкой. Магнитные свойства битов можно, в принципе, регулировать выбором материала, размеров, анизотропией формы битов, ориентацией относительно осей легкого намагничивания, степенью их взаимодействия, управляемого взаимным расположением битов и магнитными свойствами подложки (подслоя). Конкретные пределы этого регулирования подлежат определению экспериментальным путем.

В данной работе были исследованы магнитные паттернированные структуры с битами различных размеров и анизотропией формы, главным образом, из кобальта, но также из железа, никеля и некоторых сплавов железа с кобальтом. Все эти структуры были получены методом СУА за счет ионного облучения соответствующих тонкопленочных немагнитных оксидов.

Исследования проводились с помощью атомносилового микроскопа Solver P47 фирмы НТ-МДТ (Россия). Магнитные изображения получены в магнитно-силовом режиме работы микроскопа с использованием кантелеверов (игл) с магнитным покрытием — пленкой кобальта.

Минимальные достигнутые размеры битов в магнитных паттернированных структурах составили 75 \times 15 нм. Однако в связи с высокой плотностью битов в соответствующих паттернированных структурах, магнитное изображение удалось получить только на битах с минимальным размером 20 нм и плотностью ~60 Гбит/дм². Исследования показали, что эти биты и биты несколько больших размеров являются однодоменными [2, 3].

Исследование магнитных паттернированных сред с субмикрометровыми и микрометровыми размерами битов показало, что биты такого размера формально по своей природе являются многодоменными, что и следовало ожидать, исходя из литературных данных по максимальным размерам однодоменных частиц. Однако при этом существует диапазон размеров, ко-







Рис. 8. Магнитно-силовое изображение магнитных битов с размерами 12 × 2 мкм после намагничивания:

a — вдоль длинной стороны битов; δ — вдоль короткой стороны битов

гда их магнитная структура и свойства, согласно классическом представлениям. сушественным образом отличаются от магнитной структуры и свойств многодоменных битов. Этот диапазон размеров для кобальтовых битов прямоугольной формы (при толщине ~30 нм и менее) простирается от субмикрометровых размеров до десятков микрометров, что будет проиллюстрировано далее. Для битов, размеры которых лежат в указанном диапазоне, характерна однодоменность в намагниченном состоянии и многодоменность в размагниченном состоянии. На рис. 7 приведено топографическое и магнитно-силовое изображение кобальтовых магнитных битов размером 12 × 2 мкм непосредственно после получения их облучением оксида кобальта без намагничивания. Биты формировались путем протонного облучения через маску из фоторезиста, созданную на поверхности кремниевой пластины со слоем оксида кобальта. Хорошо видно, что данные биты в размагниченном состоянии являются многоломенными

Эти же магнитные биты были исследованы после намагничивания во внешнем магнитном поле вдоль и поперек их длинной стороны (рис. 8). Наблюдаемая магнитная структура битов свидетельствует о том, что в намагниченном состоянии они являются однодоменными. Намагниченные таким образом биты выдерживались около 1000 ч для определения стабильности их магнитного состояния. Было установлено, что при такой выдержке получаемое магнитно-силовое изображение не изменяется. Это свидетельствует о стабильности данного магнитного состояния битов.

Аналогичная картина наблюдалась и для битов размерами 48 × 8 мкм (рис. 9). При намагничивании таких битов также наблюдалась псевдооднодоменная структура. Однако в данном случае при поперечном намагничивании (рис. 9, *г*) видна некоторая неравно-



Рис. 9. Топографическое (*a*) и магнитно-силовое (δ -*г*) изображения магнитных битов размерами 48 × 8 мкм непосредственно после облучения (δ) и после намагничивания вдоль длинной стороны битов (*в*) и вдоль короткой стороны битов (*г*)

мерность контраста магнитных полюсов, особенно для бита, расположенного в нижней части этого рисунка, что, вероятно, связано с меньшей устойчивостью поперечно намагниченного состояния бита. Это приводит к частичному распаду стартовой магнитной структуры после снятия поперечного магнитного поля с образованием многодоменной структуры.

Такой эффект характерен для битов с размерами, несколько меньшими, чем 50×10 мкм. При указанных и бо́льших размерах битов однодоменность исчезает вначале при намагничивании в поперечном направлении (т. е. в направлении, перпендикулярном длинной стороне битов), а при дальнейшем возрастании размеров — и при намагничивании в продольном направлении. Так, при исследовании битов больших размеров (60×10 мкм) было обнаружено, что такие биты имеют многодоменную магнитную структуру, при намагничивании как вдоль длинной стороны, так и вдоль короткой стороны битов (рис. 10).

Обнаруженный эффект указывает на то, что существует область промежуточных размеров битов, т. е.



Рис. 10. Магнитно-силовое изображение магнитных битов с размерами 60 × 10 мкм после намагничивания: *а* — вдоль длинной стороны битов; *б* — вдоль короткой стороны битов

диапазон размеров битов, где исчезает истинная однодоменность, но сохраняется однодоменность битов в намагниченном состоянии, которую можно классифицировать как псевдооднодоменность.

Для таких же битов, но созданных на магнитномягком подслое кобальта², полученные магнитно-силовые изображения существенно отличались от аналогичных изображений битов без подслоя. Так, при намагничивании битов вдоль длинной стороны наблюдался контраст, близкий к псевдооднодоменному (рис. 11, *a*), а при намагничивании поперек длинного направления битов наблюдаемый контраст имеет ярко выраженную многодоменную структуру (рис. 11, δ).

Таким образом, показано, что присутствие магнитно-мягкого подслоя стабилизирует псевдооднодоменную структуру вдоль длинной стороны магнитных битов.

Измерения магнитных свойств соответствующих образцов показывают, что в указанном диапазоне размеров наблюдается влияние анизотропии формы битов на коэрцитивную силу соответствующих образцов. В соответствии с теоретическими представлениями это влияние предсказывается только для однодоменных битов, для многодоменных битов оно не должно проявляться. По-видимому, именно псевдооднодоменность является главной причиной влияния анизотропии формы битов на их коэрцитивную силу в указанном диапазоне размеров. Возможность контролируемого изменения коэрцитивной силы при использовании одного и того же материала может оказаться полезной для ряда практических применений, например, для создания многобитовых электромагнитных идентификационных меток (ЭМИД-меток), которые излучают электромагнитный импульс в момент их перемагничивания внешним магнитным полем за счет эффекта Баркгаузена. При этом различные биты в такой ЭМИД-метке могут формироваться из нескольких участков, каждый из которых образован совокупностью битов с индивидуальной анизотропией формы и, соответственно, только этому участку присущей коэрцитивной силой. В данной работе такие многобитовые ЭМИД-метки были сформированы методом СУА за счет облучения образцов-под-



Рис. 11. Магнитно-силовое изображение магнитных битов с размерами 60×10 мкм на подслое кобальта толщиной 50 нм после намагничивания:

a — вдоль
длинной стороны битов; δ — вдоль короткой стороны битов



Рис. 12. Осциллограмма сигнала, полученная при перемагничивании 5-битовой метки

ложек со слоем оксида кобальта через маску из фоторезиста.

При перемагничивании магнитным полем. изменяющимся во времени по синусоидальному закону, отдельные участки ЭМИД-метки будут перемагничиваться и излучать электромагнитный импульс тем позже, чем выше их коэрцитивная сила. Исследования показали, что в случае использования однослойных паттернированных структур битов сигнал, излучаемый ими при перемагничивании, имеет небольшую амплитуду. Для ее увеличения нами было предложено использовать подслой магнитно-мягкого материала. При этом предполагалось, что магнитно-мягкий подслой будет перемагничиваться только тогда, когда это позволят более магнитожесткие псевдооднодоменные биты. Эксперименты подтвердили правильность сделанного предположения и показали. что это позволяет усилить излучаемый битами сигнал более, чем в 100 раз. Ниже на рис. 12 показана осциллограмма сигнала, зафиксированного приемной антенной при перемагничивании пятибитной двухслойной ЭМИДметки, изготовленной с использованием метода СУА.

Некоторые возможности метода СУА при работе с органическими материалами

При использовании в качестве материала заготовки органических соединений (углеводородов и т. п.) можно удалять атомы водорода или атомы кислорода по отдельности либо одновременно. При использовании таких материалов в качестве заготовки в случае совместного удаления кислорода и водорода в их поверхностном слое будет оставаться углерод. Именно это и наблюдается в экспериментах по селективному удалению атомов из таких материалов, как, например бумага, лавсан и ряда других. В результате изменения химического состава в процессе СУА на поверхности этих материалов возникает изображение зоны облучения (отверстий в маске, через которую осуществляется облучение). В отличие от привычной печати в этом случае отпадает необходимость в использовании красок или чернил.

На рис. 13 показаны оптические изображения рисунка на бумагах различного типа, полиэтиленовой пленке, полученные с помощью метода СУА. Обращает на себя внимание тот факт, что сформированное изображение не препятствует наблюдению особенностей рисунка или структуры (тиснения, водяных знаков и т. п.), сформированных до воздействия пучка ионов.

² Кобальтовые биты, полученные методом СУА из оксида кобальта, отличаются гораздо большей коэрцитивной силой (являются магнитно-жесткими) по сравнению с чистым напыленным кобальтом (магнитно-мягким подслоем).



Рис. 13. Оптические изображения в виде ключа на белой бумаге (a), на паспорте (b), на банкноте (b), на въездной визе (c) и на прозрачной пленке (d)



Рис. 14. Оптическое (*a*) и магнитооптическое (б) изображения портрета

С помощью метода СУА появляется возможность печати рисунков с размерами элементов от микрометра и более, что полностью покрывает весь возможный диапазон печати при создании оптических рисунков.

Метод дает возможность получать произвольную комбинацию темных и светлых (фон основного материала) пятен. Размер и расположение пятен определяются параметрами маски, через которую проводится ионное облучение. Степень контрастности темных пятен зависит от времени экспонирования и может изменяться в достаточно широком диапазоне.

Оптические изображения на органических материалах (например, на пластике, различных видах бумаги, лавсане, прозрачных пленках и т. п.) могут также создаваться напылением на них тонких пленок из оксидов металлов с последующим использованием СУА для создания металлического рисунка. В зависимости от состава нанесенного оксида оптический рисунок может приобретать и магнитные свойства.

На рис. 14 показан пример создания магнитооптического изображения с использованием метода СУА.

Магнитооптическое изображение может быть визуализировано с помощью магнитооптических устройств, например, типа описанного в работе [9].

Заключение.

Перспективы использования метода СУА

Эксперименты, выполненные с помощью метода СУА, показывают, что этот метод может быть использован для решения весьма широкого круга задач с применением неорганических и органических материалов:

- достижения разрешения при создании объемных рисунков около 15 нм (в дальнейшем оно может быть улучшено за счет использования более совершенных масок);
- создания заданного рельефа на поверхности твердых тел с разрешением 15 нм;
- одновременного изменения свойств материалов в различных слоях многослойных тонкопленочных структур;
- параллельного формирования многослойных структур с различной геометрией, физическими и функциональными свойствами в разных слоях за счет облучения ионным пучком через одну и ту же маску с самосовмещением требуемых элементов структуры в различных слоях;
- создания магнитной, проводящей и оптической паттернированных структур различного функционального назначения (с плотностью элементов в таких структурах около 60 Гбит/дюйм²);
- создания диодных и транзисторных структур;
- создания изображений с высоким разрешением на различных органических материалах без использования красок или чернил.

Важно отметить, что селективное удаление атомов при необходимости позволяет одновременно изменять физические свойства каждого из слоев в многослойной структуре. Это принципиальное преимущество предлагаемого метода по сравнению с любой другой известной технологией или физическим принципом. В результате становится возможным изготовлять одновременно (параллельно) многослойные структуры с различной геометрией, физическими и функциональными свойствами в разных слоях за счет облучения ионным пучком через одну и ту же маску. Это позволяет перейти от последовательного к параллельному принципу изготовления многослойных наноустройств с самосовмещением требуемых элементов структуры в различных слоях. Таким образом может быть решена одна из ключевых технических проблем создания многослойных наноустройств совмещение элементов структур в различных слоях многослойных устройств.

Следует также отметить, что прямая трансформация физических свойств материалов, а также возможность осуществления параллельных процессов при использовании метода СУА в принципе позволяют значительно сократить число технологических операций при формировании многослойных структур (примерно на порядок для трехслойных структур, если их изготовлять с помощью традиционной технологии).

Таким образом, метод СУА может стать основой при решении ключевых проблем создания технологии массового производства наноустройств широкого спектра назначения.

Для реального промышленного использования этого метода необходимо решить ряд задач, в том числе добиться максимальной производительности процесса, а также расширить круг материалов, которые могут быть использованы для изготовления микро- и наноустройств различного назначения.

Исследования выполнены при поддержке РФФИ (грант 06-08-08046 ОФИ).

Список литературы

1. **Гурович Б. А., Долгий Д. И., Кулешова Е. А.** и др. Управляемая трансформация электрических, магнитных и оптических свойств материалов ионными пучками // Успехи физических наук. 2001. Т. 171. № 1. С. 105—117.

2. Gurovich B. A., Kuleshova E. A., Dolgy D. I. et al. Selective removal of atoms as a new method for fabrication of nanoscale patterned media // Microelectronic Engineering. 2003. V. 69. \mathbb{N} 2–4. P. 465–475.

3. Gurovich B. A., Kuleshova E. A., Dolgy D. I. et al. Selective removal of atoms as a new method for fabrication of single-domain patterned magnetic media and multi-layered nanostructures // Nanostructured magnetic materials and their applications / B. Aktas et al. (eds.). Kluwer Academic Publishers, 2004. P. 13–22. 4. Gurovich B., Kuleshova E., Meilikhov E. et al. Selective re-

4. **Gurovich B., Kuleshova E., Meilikhov E.** et al. Selective removal of atoms as a new method for manufacturing of nanostructures for various applications // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2004. V. 272–276. P. 1629–1630.

5. Meilikhov E., Aronzon B., Gurovich B. et al. On extreme density of data storage in patterned magnetic media // MRS Proceedings "Magnetic Materials, Structures and Processing for Information Storage". 2000. V. 614. F1.5.

6. Гурович Б. А., Аронзон Б. А., Рыльков В. В. и др. Формирование потенциальных барьеров на контакте металл—полупроводник с использованием метода селективного удаления атомов // Физика и техника полупроводников. 2004. Т. 38. № 9. С. 1074—1078.

7. Domantovsky A. G., Gurovich B. A., Maslakov K. I. Highresolution lithography based on selective removal of atoms // Crystallography Reports. V. 51. Suppl. 1. P. S196–S199.

8. **Gurovich B. A., Prikhodko K. E.** Investigation of dose-temperature dependencies of graphite dimensional and lattice parameters changes under electron irradiation // Radiation effects and defects in solids. 2001. V. 154. \mathbb{N} 1. P. 39–60.

9. Helseth L. E., Il'yashenko E. I., Baziljevich M. et al. Detection of magnetic data using a magnetooptic indicator // Journal of Applied Physics. 2002. V. 92. № 1. P. 543–548.

Материаловедческие и технологические основы НМСТ

УДК 621.3.049.77

Ш. Гассманн, И. Ибендорф, Л. Пагель, Университет г. Ростока (Германия), Институт приборостроения и схемотехники

ОСУЩЕСТВЛЕНИЕ ПРОТОЧНО-ИНЖЕКЦИОННОГО АНАЛИЗА С ПОМОЩЬЮ ТЕХНОЛОГИЙ ПЕЧАТНЫХ ПЛАТ

Представлен проточно-инжекционный анализ на микроуровне, полностью реализованный технологиями печатных плат. Многослойная конструкция, состоящая из четырех печатных плат, имеет как пассивные, так и активные флюидные элементы, а также электронную систему управления и контроля. Для тестирования системы использовано детектирование ионов железа Fe³⁺. Была исследована воспроизводимость результатов измерений при постоянной концентрации и записана кривая калибровки. Точность измерений составляет 10 %. Визуализация результатов и контроль осуществлялся посредством ПК и программы LabView.

Технология печатных плат в микрофлюидике

Миниатюризация в химических процессах является новым направлением с многими преимуществами, такими как меньшая затрата ресурсов, лучший контроль параметров процесса и портативность. Технологии изготовления флюидных микросистем постоянно развиваются. Наряду с такими широко применяемыми технологиями, как микротехнологии, кремниевые технологии и LIGA, до сих пор существует необходимость технологий с минимальными затратами для небольших объемов производства и специальных применений.

В университете г. Ростока была разработана подобная технология. Она базируется на технологии производства печатных плат (ПП) и позволяет осуществлять гибридную интеграцию как электронных, так и флюидных компонентов на одной системе при небольших затратах.

В данной технологии используются ПП, состоящие из эпоксидного ламината (FR4) с медным покрытием с обеих сторон. Структурирование этих плат осуществляется сверлением и фрезерованием (самой платы) и травлением медного покрытия. Эти платы и их обработка являются стандартными в электронной промышленности и не требуют больших затрат.

Основной флюидный элемент в данной системе это канал, стенами которого служат медные проводники. При совмещении двух ПП с одинаковым топографическим рисунком образуются полости для перемещения жидкости. Эти полости выступают в роли каналов или резервуаров. Соединение ПП происходит склеиванием. За счет добавления в эту систему подвижного элемента (в данном случае полиимидной (каптоновой) пленки толщиной 8 мкм) можно изготовить активные флюидные элементы, например, насосы, клапаны и сенсоры [1—4].

Основными преимуществами данной технологии являются дешевизна материалов, недорогие, проверенные и доступные технологии, а также совместимость электронных и флюидных компонентов системы.

Данная технология является уникальной, поскольку в предыдущих исследованиях, в которых ПП использовали в качестве основного материала для флюидики, отсутствуют активные компоненты в системах из нескольких совмещенных ПП [5—8]. В исследованиях, описанных в данных работах, применяются другие технологии. Для соединения ПП используется технология пайки, а для создания каналов — безмасочная технология [8].

Проточно-инжекционный анализ

Проточно-инжекционный анализ (ПИА) является автоматическим методом в аналитической химии для количественного измерения компонентов (ионов, атомов, молекул) в растворах. Он был разработан в 1975 г. J. Ruzicka и E. H. Hansen [9].

Основной принцип ПИА представляет собой смешивание субстанции с раствором, содержащим детектируемый компонент. Добавленная субстанция (реагент) вступает в реакцию с компонентом, вследствие чего образуется продукт реакции, который может быть измерен детектором. Автоматизация происходит следующим образом: в ПИА-системе постоянно перемещается флюид (носитель); с помощью клапана в него впрыскивается точно дозированное количество раствора, в котором содержится детектируемый компонент (образец). Отсюда название "Проточная инжекция". Образец и реагент смешиваются в реакционном канале за счет диффузии.

Этим объясняется необходимость адаптации канала для детектирования в ПИА-системе. Реакционный канал является важным элементом ПИА-системы. Наряду со смешиванием жидкостей в нем могут происходить такие процессы, как насыщение, растворение и различные химические реакции.

В качестве тестовой реакции использовалась детекция ионов железа (III). Для этого, как правило, применяется тиоцианат (SCN[–]), также известный как роданид. При реакции железа (III) с тиоцианатом образуется красноватый тиоцианат железа $Fe(SCN)_3$. При использовании тиоцианата в количестве, превышающем норму, происходит следующая реакция, которую в упрощенном виде можно представить как

$$Fe^{3+} + 3SCN^- \rightleftharpoons Fe(SCN)_3$$
.

Время реакции составляет всего несколько миллисекунд, при этом дополнительной энергии или добавления катализаторов не требуется. Детектирование тиоцианата железа происходит оптическим методом путем измерения поглощения света с длиной волны 480 нм.

Дизайн нового микроПТА для реализации посредством технологий ПП

Выбор реакции и детектирования задает необходимые составляющие системы. В данном исследовании используется повышенное количество тиоцианата, т. е. он выступает в качестве носителя. В этот поток впрыскивается определенный объем раствора, содержащего ионы железа Fe³⁺. Непосредственно после канала смешивания происходит детектирование.

Схема микросистемы ПИА (рис. 1) разделена на флюидную, электронную части и интерфейс пользователя. На ПП находится флюидная и электронная части. Отображение данных и настройка происходят на ПК с помощью LabView-программы.

Флюидная часть состоит из насоса для потоконосителя (тиоцианат натрия), насоса для анализируемого вещества (раствора, содержащего ионы железа Fe³⁺), области впрыскивания, реакционного канала и детектора. Были использованы насосы, изготовлен-



Рис. 1. Функциональная схема ПИА

ные технологией ПП с термопневматическим актором [6, 7]. Инжекционный клапан отсутствовал, так как впрыскивание определенного количества детектируемого вещества происходило с помощью насоса.

Электронная часть состоит из оптической ячейки измерения (фотодиода и светодиода) и необходимой схемы для ее управления и для управления насосами.

Реализация микросистемы ПИА

В качестве основных элементов для изготовления трехмерной системы данная технология использует ПП, состоящие из материала основы FR4 с медным покрытием. Базовым элементом является канал, стенами которого служат медные проводники. Эта технология описана в [5]. С ее использованием были изготовлены насосы, клапаны и прочие элементы.

Конструкция системы состоит из четырех структурированных ПП с толщиной материала основы (FR4) 0,46 мм и толщиной медного покрытия 105 мкм. Размер ПП составляет 50 \times 50 мм. В качестве подвижного элемента используется полиимидная фольга толщиной 8 мкм. Она служит ограничением области актора и представляет собой мембрану для пассивных клапанов. Насосы обеспечивают максимальную скорость течения 500 мкл/мин и максимальное давление 15 Па.

На рис. 2 представлена трехмерная модель системы ПИА. Имеется впускное отверстие для впрыскивания и выпускное отверстие для реагента. Выходной клапан инжекционного насоса является одновремен-





Рис. 3. Покомпонентное изображение конструкции из нескольких печатных плат системы ПИА



Рис. 4. Фотоснимки прототипа микросхемы ПИА: *а* — флюидная часть; *б* — электронная часть системы

но инжекционным клапаном. Когда в насосе создается повышенное давление, открывается выходной клапан и необходимое количество анализируемого вещества впрыскивается в поток носителя. В качестве канала смешивания используется змеевидная структура длиной 87 мм, которая содержит 18 поворотов на 180° . Ее поперечное сечение составляет $1,2 \times 0,8$ мм.

Исследования показали, что относительно короткий канал смешивания является достаточным, если насосы работают ациклично с фазовым смещением на 1/4 периода, что приводит к радиальному потоку, который улучшает процесс смешивания. Насосы работают от напряжения 5 В при частоте 1 Гц и коэффициенте заполнения 0,1. Средний объем одного хода насоса составляет 3,3 мкл, что соответствует скорости течения 180 мкл/мин.

На рис. 3 представлено покомпонентное изображение конструкции из нескольких ПП. Отчетливо видны четыре ПП, которые используются для создания насосов. Полиимидная фольга, расположенная в середине конструкции, разграничивает камеру с актором (два больших отверстия во второй ПП) и камеру с насосами (полости в третьей ПП).

Ячейка измерения состоит из одного светодиода (тип E1S03-AB1A7, MARL), который излучает свет с длиной волны 480 нм и фотодиода типа BPW-34-B фирмы Siemens. Световой путь проходит через всю систему ПП и обеспечивает тем самым оптимальную чувствительность даже при малой концентрации. Каналы были изготовлены с прозрачным верхнем слоем так, чтобы можно было наблюдать процесс смешивания.

На рис. 4 показаны фотоснимки прототипа ПИА, изготовленного технологией ПП. На рис. 4, *а* можно увидеть прототип ПИА со стороны флюидики. На левой части снимка видны оба впускных отверстия: верхнее — для реагента, нижнее — для образца. Они соединены короткой перемычкой на время хранения и транспортировки для предотвращения загрязнений. Канал смешивания находится в центре системы. Рядом с каналом смешивания расположен фотодиод и выпускное отверстие. На рис. 4, *б* можно увидеть электронную часть системы. На верхней левой части системы расположен порт USB. Для сравнения размера на снимке представлена также монета в 1 \in .

Оценка результатов

Тестовые измерения были выполнены на изготовленных прототипах. Для проверки воспроизводимости результатов был проведен ряд измерений с одинаковой концентрацией. Концентрация тиоцианата натрия равнялась 30 ммоль, концентрация сульфата железа (III) — 4 ммоль. За три хода микронасоса впрыскивалось 10 мкл анализируемого вещества. На



Рис. 5. Форма сигнала, полученная в микросхеме ПИА: a — отдельный пик; δ — сравнительное измерение



Рис. 6. Значения калибровки:

а — сигналы калибровочных измерений; *б* — калибровочные прямые

рис. 5 представлены результаты измерения. Ширина пика равнялась 25 с, что соответствует нормальному проточно-инжекционному анализу. Форма пика также не отличается от стандартного ПИА. Результаты подтверждают очень хорошую смешиваемость и не слишком сильное разбавление пробы. Воспроизводимость максимальных значений равнялась 10 %, а площади пиков 15 %.

Была получена калибровочная кривая. В качестве реагента использовался тиоцианат натрия с концентрацией 30 ммоль, в качестве калибровочного раствора — сульфат железа (III) с различной концентрацией: 20; 10; 4; 2; 0,8; 0,16; 0,032 ммоль. С каждой из этих концентраций было проведено по три измерения. Результаты были зафиксированы, начиная от концентрации 0,16 ммоль. При концентрации 20 ммоль результаты находились вне области линейной зависимости, так что оптимальная область измерений данной системой находится между 0,16 и 10 ммоль. Значения калибровки показаны на рис. 6.

Если учитывать калибровку, данные измерения ПИА можно получить с точностью 10 %. Дальнейшие исследования нацелены на улучшение точности измерений.

Заключение

Система проточно инжекционного анализа является первой системой, реализованной технологиями ПП в университете г. Ростока. Была изготовлена система ПИА для детектирования ионов железа (III) с концентрациями от 0,16 до 10 ммоль и точностью воспроизводимости 10 %. Электронная часть системы и порт USB упрощают ее использование.

В дальнейшем должна быть оптимизирована точность измерений, что позволит использовать данную систему для прецизионного анализа. В последующих разработках запланирована интеграция фильтров и резервуаров для объединения в одной системе подготовки пробы и реагента.

Первые результаты указывают на возможность точных измерений отдельной системы. Универсальность системы позволяет использовать ее для детектирования различных компонентов за счет выбора соответствующих реагентов и параметров реакции. Большим преимуществом представленного в данной работе решения является простая интеграция электроники и флюидики, а также небольшие затраты на изготовление системы. При комбинации нескольких микросистем ПИА, выполненных с помощью технологии ПП для детектирования различных компонентов, может быть осуществлена комплексная система анализа.

Список литературы

1. Cammann K. Instrumentelle Analytische Chemie. Münster, 2001.

2. **Ibendorf I.** Realisierung eines Systems zur Fließ-Injektionsanalyse, Diplomarbeit. Universität Rostock, September. 2004.

3. Karlberg Bo and Pacey Gil E. Flow Injection Analysis // A Practical Guide. Sollentuna (Schweden) & Oxford, 1989.

4. Leach A. M., Wheeler A. R. and Zare R. N. Flow Injection Analysis in a Microfluidic Format // Department of Chemistry, Stanford University, Stanford, CA 94305-5080.

5. Merkel T., Gräber M., Pagel L. A new technology for fluidic microsystems based on PCB technology // Sens. Actuators A77. 1999. P. 98–105.

6. **Wego A.** Entwicklung einer thermopneumatischen Mikromembranpumpe auf Basis der Leiterplattentechnologie. Dissertation. Universität Rostock. 2001.

7. Wego A., Pagel L. A self-filling micropump based on PCB technology // Sens. Actuators A88 (3) 2001. P. 220–226.

8. www.globalfia.com, Stand May 2005.

В. И. Шаповалов, канд. техн. наук, Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ" e-mail: VIShapovalov@mail.ru

МОДЕЛИ РЕАКТИВНОГО РАСПЫЛЕНИЯ ПРИ СИНТЕЗЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК СОЕДИНЕНИЙ

Дан обзор публикаций о синтезе тонких пленок соединений (оксиды, нитриды и др.) методом реактивного распыления. Отмечены нелинейные явления, обнаруженные в экспериментах. Показано развитие теоретических представлений о процессе реактивного распыления. Предложена новая неизотермическая модель. В этой модели формирование пленки соединения на всех внутренних поверхностях вакуумной камеры учтено в форме химической реакции металла и реактивного газа. Получены аналитические выражения, описывающие модель. Приведен пример применения модели для синтеза пленки оксида тантала методом реактивного магнетронного распыления.

Введение

Синтезу тонких пленок оксидов, нитридов, боридов и др. уделяют серьезное внимание в связи с широкими перспективами их применения в микро- и наноэлектронике, интегральной оптике, акустоэлектронике и других областях техники. Так, толщина пленки диоксида кремния SiO₂ в МОП-структурах и динамической памяти современных процессоров уже не превышает 10 нм. Наноразмерные пленки SiO₂ по своим электрофизическим свойствам значительно уступают пленкам оксидов титана, тантала, алюминия и пленочным системам на их основе. Но технология пленок SiO₂, которая отрабатывалась десятилетиями, идеально совместима с процессом изготовления кремниевой схемы и до сих пор удерживает свои позиции. Тем не менее, прогнозируемое уменьшение нормы проектирования толщины процессоров до 45 нм и менее доведет толщину пленки SiO₂ до единиц нанометров и приблизит ее к порогу туннельной прозрачности.

Для синтеза тонких пленок указанных выше соединений применяют как химические, так и физические методы. Одной из наиболее разнообразных по технической реализации является группа методов реактивного распыления. Применяют разнообразные распылительные системы, работающие на постоянном или переменном токе, с применением магнитного поля или без него: диодное распыление на постоянном токе [1, 2]; ВЧ диодное распыление [3]; магнетронное распыление на постоянном токе [4—7], ВЧ магнетронное распыление [8, 9]; импульсное магнетронное распыление [10—12].

Общим для всех этих методов является распыление отрицательного электрода (мишени) в реактивной плазме. Если задача состоит в получении пленки соединения $M_m X_n$ металла M с реактивным газом X_2 , независимо от типа распылительной системы она может быть решена несколькими способами [13]:

- распылением мишени из металла М в среде Ar + X₂; эта методика дает возможность получить стехиометрическую пленку;
- распылением мишени из соединения M_mX_n в среде Ar + X₂; эта методика тоже приводит к стехиометрической пленке;
- распылением мишени из соединения M_mX_n в среде Ar; вследствие преимущественного распыления легкого компонента X₂ возникает редукция поверхностного слоя мишени от M_mX_n к MX_x, в этом случае можно осаждать пленки только промежуточного состава;
- формированием тонкого слоя соединения $M_m X_n$ на поверхности мишени из M в среде Ar + X_2 , затем распылением этого слоя в среде Ar; методика может быть использована для осаждения ультратонких слоев соединений (до 5 нм).

За последние 30 лет опубликовано большое число экспериментальных и теоретических работ по реактивному распылению. Установлено, что независимо от вида соединения управляемые переменные этого процесса и скорость роста пленки связаны нелинейно. Нелинейность наблюдают экспериментально, например, в виде скачкообразного изменения скорости роста пленки при изменении парциального давления реактивного газа. Такие исследования были проведены для многих оксидов: Fe_2O_3 ; CoO и Ag₂O [14]; TiO₂ [4, 9, 15]; ZrO₂ [1]; In₂O₃ [4]; Al₂O₃ [8]; Nb₂O₅ [16]; Ta₂O₅ [5, 15, 17]; ZnO [3]; SiO₂ [12, 18] и нитридов TiN [2, 6, 19, 20]; ZrN [7, 21]; Cu₃N [22]; InN [23].

Детальный анализ публикаций по реактивному распылению позволил выделить несколько групп работ. Это, в первую очередь, экспериментальные работы, в которых в качестве независимой переменной служит концентрация реактивного газа или его массовый расход [1-5, 8, 9, 12, 14, 18-25]. Во многих исследованиях при изменении массового расхода реактивного газа или тока разряда наблюдался эффект гистерезиса [10, 26-38]. Этот эффект удалось преодолеть с помощью отрицательной обратной связи при управлении процессом по парциальному давлению реактивного газа или по напряжению разряда [20, 37, 39, 40]. Есть группа работ [12, 13, 18, 26, 27, 41-43], в которых наблюдали переходной процесс после включения разряда, в течение которого распылительная система самопроизвольно выходила в стационарный режим работы. Постоянная времени переходного процесса имеет порядок единиц и десятков минут. Значительное число работ посвящено разработке физической модели реактивного распыления и получению ее математического описания.

В данной работе предложена новая физико-химическая модель синтеза пленки соединения $M_m X_n$ методом реактивного распыления. Она имеет две главные черты, которые отличают ее от аналогичных разработок других авторов:

- формирование соединения M_mX_n на всех внутренних поверхностях вакуумной камеры (мишень, подложка и стенка камеры) описано с помощью уравнений химической кинетики;
- модель является неизотермической, в ней учтено различие температур внутренних поверхностей вакуумной камеры.

Выводу уравнений для новой модели, приведенному в разд. 3, предшествует обзор публикаций, где показано развитие теоретических представлений о процессе реактивного распыления, которые приводили к различным аналитическим выражениям. Список литературы включает наиболее цитируемые работы.

1. Модели процесса реактивного распыления

В экспериментах по реактивному распылению многих металлов были получены практически идентичные результаты. Типичная зависимость парциального давления реактивного газа p от его массового расхода (потока, вводимого в вакуумную камеру) Q_0 при постоянном токе разряда I_p приведена на рис. 1.1:

- при малых значениях Q₀ (участок 0А на кривой 1) значение р близко к нулю (полное давление газовой смеси равно парциальному давлению аргона);
- при увеличении Q₀ до точки А заметного изменения величины *p* не наблюдается;
- при достижении точки А процесс лавинообразно переходит в новое стационарное состояние (точка В);
- при дальнейшем увеличении Q_0 давление *p* растет пропорционально Q_0 , но при любом Q_0 оно всегда меньше значения, которое измеряют в отсутствие разряда (кривая 2);
- при уменьшении Q₀ до точки C от этого нового состояния наблюдается только линейное уменьшение значения p (равновесное изменение процесса);
- при достижении точки С процесс лавинообразно возвращается в начальное стационарное состояние (точка D);
- в системах распыления, оснащенных автоматическим управлением по давлению *р* или напряжению разряда, демонстрируется возможность исключить самопроизвольные лавинообразные переходы из А в В и из С в D. В этих системах процесс распыления можно удерживать в любой точке участка АС кривой 1.

В экспериментах с изменением величины I_p или мощности, выделяемой на мишени, при постоянном Q_0 получены идентичные результаты.

Рассматривая синтез пленки соединения металла с реактивным газом методом реактивного распыления, выделяют два режима работы мишени [30]: "металлический" (участок 0А на рис. 1.1) и "реактивный" (участок ВС на рис. 1.1).

В металлическом режиме:

- мишень свободна от продуктов реакции;
- с поверхности мишени происходит распыление металла;



Рис. 1.1. Типичная зависимость $p = f(Q_0)$ при реактивном распылении

- реактивный газ геттерируется внутренними поверхностями вакуумной камеры, на которых осаждаются распыленные атомы металла;
- вольтамперная характеристика (ВАХ) разряда соответствует разряду в чистом аргоне.
 В реактивном режиме:
- поверхность мишени полностью покрыта химическим соединением металла и реактивного газа;
- с поверхности мишени распыляются продукты реакции и их атомные компоненты, поэтому понижается скорость распыления мишени и повышается коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии;
- реактивный газ потребляется на мишени и откачивается вакуумным насосом;
- вид ВАХ разряда отличается от металлического режима и определяется материалом мишени и реактивным газом.

Эти особенности режимов работы мишени были подтверждены многочисленными экспериментами, о чем свидетельствуют и последние публикации (см., например, работу [11]).

Записывая кинетические уравнения для внутренних поверхностей вакуумной камеры (мишень, подложка и стенка камеры), можно получить аналитическое описание синтеза пленки в стационарном состоянии. Качество физической модели и ее аналитического описания зависит от того, насколько полно и корректно в модели учтены процессы, протекающие при синтезе пленки.

На возбужденной поверхности мишени конкурируют два процесса: формирование за счет химической реакции тонкого слоя соединения металла с реактивным газом и распыление этого слоя ускоренными ионами аргона.

На подложке и стенках вакуумной камеры происходит осаждение распыленного материала мишени и геттерирование реактивного газа.

1.1. Частные изотермические модели

Существует группа работ, в которых процесс реактивного распыления описан с помощью только одного кинетического уравнения для поверхности мишени, но без учета ее реальной температуры:

$$\frac{dN}{dt} = \alpha \frac{p_{\text{eff}}}{\sqrt{2\pi m_0 kT}} (1 - \theta_t) - \frac{J}{e} S_{\text{c}} \theta_t, \qquad (1.1)$$

где dN/dt — изменение поверхностной концентрации молекул реактивного газа на мишени; N плотность центров адсорбции, занятых реактивным газом; $\theta_t = N/N_T$ — доля поверхности мишени, покрытая пленкой соединения, N_T — плотность центров адсорбции на мишени; S_c — коэффициент распыления соединения металла с реактивным газом; J — плотность тока на мишени; e — заряд электрона; $p_{\rm eff}$ — эффективное давление в течение распыления; α — коэффициент прилипания молекул реактивного газа к металлической поверхности мишени; m_0 масса молекулы газа; k — постоянная Больцмана; T абсолютная температура. Первый член в правой части уравнения (1.1) определяет скорость роста соединения, множитель $p_{\rm eff}/\sqrt{2\pi m_0 kT}$ задает, согласно кинетической теории газов, плотность потока молекул реактивного газа на мишень. Второй член определяет скорость распыления соединения ионами аргона. Геттерирование реактивного газа на стенке учитывают в уравнении для $p_{\rm eff}$:

$$p_{\text{eff}} = p - \frac{a}{S_{\text{p}}} \frac{J}{e} S_m (1 - \theta_t) A_t, \qquad (1.2)$$

где S_p — быстрота откачки камеры насосом; S_m — коэффициент распыления металла; A_t — площадь мишени; a — коэффициент, переводящий число распыленных атомов в скорость газовой адсорбции. Второе слагаемое в выражении (1.2) определяет уменьшение давления вследствие геттерирования реактивного газа на стенках камеры.

Из выражений (1.1) и (1.2) получено уравнение стационарного состояния dN/dt = 0, решение которого относительно величины $(1 - \theta_t)$ имеет вид

$$(1 - \theta_t) = \left(B - \sqrt{B^2 - 4AC}\right) (2A)^{-1},$$
 (1.3)

где *A*, *B*, *C* — параметры, зависящие от параметров процесса распыления.

В одной из ранних работ [21] из уравнения (1.3) получено выражение для критического парциального давления реактивного газа p^* , которое соответствует резкому переходу мишени из металлического режима в реактивный:

$$p^* \approx 2 \sqrt{\frac{aS_m S_c A_t}{\alpha KS}} \frac{J}{e},$$
 (1.4)

где $K = 3,513 \cdot 10^{22} (MT)^{-0.5} \text{ см}^{-2} \cdot \text{c}^{-1} \cdot \text{Тор}^{-1}$; M — молярная масса. Значение критического давления азота p^* , вычисленное по выражению (1.4) для случая распыления мишени из Zr, равно $3 \cdot 10^{-1}$ мТор. При расчете использованы следующие значения параметров системы распыления $\alpha = 1$, $K = 3,845 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot \text{c}^{-1} \cdot \text{Тор}^{-1}$ и $a = 3,107 \cdot 10^{-20}$ Тор $\cdot \text{л} \cdot \text{атом}^{-1}$ при T = 300 K, $A_t = 78,54 \text{ см}^2$, $S = 1 \text{ л} \cdot \text{c}^{-1}$, $S_m = 1$, $S_c = 0,1 \text{ и } J = 10^{-3} \text{ A} \cdot \text{см}^{-2}$.

Так как скорости распыления металла R_m и его соединения R_c , пропорциональны соответствующим коэффициентам распыления S_m и S_c , то скорость распыления мишени R записывается в виде

$$R = R_m (1 - \theta_t) + R_c \theta_t = = R_c + (R_m - R_c)(1 - \theta_t).$$
(1.5)

В работе [2] для описания процесса распыления Ti в среде N_2 тоже использованы уравнения (1.1) и (1.3), но коэффициент прилипания α выражен как функция давления реактивного газа *p*:

$$\alpha = \alpha_0 \frac{p}{p^*},$$

где величина *p* определена как парциальное давление реактивного газа перед возбуждением разряда. На основе экспериментальных результатов коэффициент *a* в работе [2] был выражен как функция *p*:

$$a = a_0 \frac{p}{p + p^*},$$

что позволило, по мнению авторов, получить более гладкое изменение $1 - \theta_t$ около критического давления, чем в работе [21], где величины *a* и α не зависят от давления *p*.

Кроме того, если допустить, что скорости осаждения пленки металла D_m и соединения D_c соответственно пропорциональны R_m и R_c , то скорость осаждения пленки D может быть записана с учетом выражения (1.5) как

$$D = D_{\rm c} + (D_m - D_{\rm c})(1 - \theta_t).$$
(1.6)

Из уравнения (1.6) и известных значений D_m и D_c величина 1 – θ_t может быть определена как функция pв сравнении с 1 – θ_t , вычисленной по уравнению (1.3).

В работе [23] при распылении мишени из In в среде N_2 и O_2 тоже применено уравнение (1.1). Получено уравнение для степени покрытия θ_t поверхности мишени соединением в стационарном состоянии. Основное его отличие от работы [2] состоит в определении коэффициента прилипания молекул реактивного газа:

$$\alpha = \frac{p}{p+p^*},$$

и учете вторичной ионно-электронной эмиссии при определении плотности тока ионов аргона *J* на мишени:

$$J=\frac{I}{1+\gamma},$$

где I — полная плотность тока на мишени; γ — коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии. В работе показано, что при адсорбции азота на поверхности индия значение α в диапазоне давления 0...50 мТор увеличивается от 0 до 0,18, а для кислорода — от 0 до 0,83.

В работе [44] при описании процесса реактивного распыления мишени из Zr в среде Ar + O_2 в уравнение (1.1) введено дополнительное слагаемое. Авторы [44] считают, что после распыления молекул ZrO₂ на поверхности мишени образуются свободные центры чистого металла, с которыми реагируют молекулы кислорода из газовой фазы. Этот дополнительный поток кислорода на поверхность мишени выражен следующим образом:

$$\frac{dN_{O_2}}{dt} = \alpha \frac{p_{\text{eff}}}{\sqrt{2\pi m_0 kT}} S_{\text{c}} \theta_t A_t.$$
(1.7)

Авторы отмечают, что новая модель дает хорошее совпадение с экспериментальными результатами.

В работе [31] при описании процессов реактивного магнетронного распыления мишеней из Si и Ti в среде Ar + O_2 на основе уравнения (1.1) сконструирована математическая модель ВАХ процесса. В этой модели учтено неравномерное распределение плотности тока по поверхности мишени в связи с неоднородностью магнитного поля. Модель позволяет строить S-образные BAX, соответствующие экспериментальным результатам.

В работе [26] изучалось реактивное магнетронное распыление мишеней из Al и составной мишени In/Sn в среде Ar + O_2 . Уравнение (1.1) записано авторами через толщину *x* пленки смеси оксидов на поверхности мишени. Нарушение равновесия в системе

распыления, при котором начинает увеличиваться доля поверхности мишени, занятая смесью оксидов, описано уравнением

$$\frac{dx}{dt} = \left(\frac{dx}{dt}\right)_{\rm ch} + \left(\frac{dx}{dt}\right)_{\rm sp},\tag{1.8}$$

где $(dx/dt)_{ch}$ — скорость формирования слоя за счет химической реакции; $(dx/dt)_{sp}$ — скорость распыления слоя. В соответствии с работой [14] скорость реакции выражена в экспоненциальной форме:

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)_{\rm ch} = \frac{A(p)}{\rho} \exp\left(-\frac{x}{x_0}\right), \qquad (1.9)$$

где A(p) — возрастающая функция давления реактивного газа; x_0 — параметр, зависящий от температуры; ρ — плотность смеси оксидов. Изменение парциального давления кислорода при нарушении равновесия выражено в виде

$$p(t) = A - B\frac{dx}{dt}, \qquad (1.10)$$

где A и B — постоянные, зависящие от параметров системы. Решение уравнения (1.8) с учетом выражений (1.9) и (1.10) приводит к выражению, отражающему изменение парциального давления реактивного газа во времени при нарушении равновесия в системе распыления. Параметры этого выражения определяются по экспериментальным данным.

В работе [28] на примере синтеза пленок TiN, TiO₂ и Al_2O_3 методом реактивного распыления на постоянном токе рассмотрена изотермическая модель, в которой так же, как и в предыдущих случаях, учитываются только процессы, происходящие на мишени. Авторы работы предполагают, что уменьшение парциального давления реактивного газа *р* связано с формированием на мишени слоя соединения по реакции

$$mM + n/2X_2 \rightarrow M_mX_n$$
.

Уравнение массового баланса выражено в виде

$$\frac{p}{p_0} = 1 - \frac{S_m I_p}{2aFe} \frac{n}{m},\tag{1.11}$$

где F — плотность потока молекул реактивного газа на поверхность мишени (определяется в соответствии с молекулярно-кинетической теорией газов); p_0 — давление в отсутствие разряда ($I_p = 0$), $a = 2,7 \cdot 10^{20}$ Па⁻¹ · м⁻³ — пересчетный множитель. Второй член в правой части выражения (1.11) отражает конкуренцию двух процессов на поверхности мишени. Авторы работы считают, что стехиометрическую пленку можно получить при неустойчивых состояниях процесса, когда произошел переход от чистой поверхности мишени к полностью покрытой (точка В на рис. 1.1) или, когда она близка к обратному переходу (точка С на рис. 1.1). Уравнение (1.11) позволило получить формулу для определения мощности на единицу объема реактивного газа W_1 или энергии E_1 на один атом реактивного газа, которые необходимо затратить для осаждения стехиометрической пленки. Для пленки TiN получено значение $W_1 = 137 \text{ Вт/(см}^3 \cdot \text{мин}^{-1}).$

В работе [40] изучен процесс магнетронного распыления на постоянном токе с целью управления стехиометрией пленок. В основном уравнении типа (1.1), как и во всех предыдущих случаях, учитываются только процессы, происходящие на мишени. Но в отличие от других работ (например, [14, 21]) в работе [40] учтены два механизма, формирующих на поверхности мишени соединение атомов металла и реактивного газа:

- хемосорбция нейтральных молекул реактивного газа (которая может происходить без тлеющего разряда);
- покрытие мишени ионами и атомами реактивного газа, которые активированы тлеющим разрядом.
 Этот процесс назван авторами "ионное осаждение" (*ion plating*).

Отмечено, что распыление Al в присутствии кислорода является примером первого механизма, в то время как распыление Al в присутствии N_2 представляет последний.

Кинетическое уравнение для поверхности мишени из работы [40] запишем в принятых нами обозначениях:

$$\frac{dN}{dt} = \alpha F + \frac{I_{\rm p}}{e(1+\gamma(\theta_t))} \left[f(\frac{p}{p_{\rm tot}}) \alpha_i(\theta_t) - S_{\rm c}(\theta_t) \right], (1.12)$$

где p_{tot} — полное давление; $f(p/p_{tot})$ — доля положительных ионов реактивного газа в токе разряда. Остальные параметры имеют различные значения на чистых и покрытых соединением частях мишени и поэтому их значения при усреднении по всей поверхности мишени будут зависеть от θ_t : $\alpha_i(\theta_t)$ — коэффициент прилипания для ионов реактивного газа, падающих на поверхность мишени; $S_c(\theta_t)$ — средний коэффициент распыления молекул реактивного газа на мишени; $\gamma(\theta_t)$ — средний коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии для полной поверхности мишени.

Первый член в правой части уравнения (1.12) учитывает хемосорбцию на поверхности мишени нейтральных молекул реактивного газа, второй член ионное осаждение, связанное с током разряда, третий член — распыление молекул реактивного газа с поверхности мишени. В стационарном состоянии уравнение (1.12) принимает вид

$$f\left(\frac{p}{p_{\text{tot}}}\right) = \frac{S_{\text{c}}(\theta_{t})}{\alpha_{i}(\theta_{t})} - \frac{\alpha}{\alpha_{i}(\theta_{t})} \left[(1 + \gamma(\theta_{t}))\right] e \frac{F}{I_{\text{p}}}.$$
 (1.13)

Уравнение (1.13) позволило авторам по интенсивности линии Al в спектре испускания плазмы и другим параметрам процесса определить состав пленки AlN. Кроме этого в работе утверждается, что хемосорбция протекает с большей скоростью, чем ионное осаждение. Поэтому управление степенью покрытия мишени с помощью напряжения разряда облегчается, когда доминирующим процессом является ионное осаждение. Это характерно для осаждения нитридных пленок. При распылении металла в присутствии кислорода доминирует хемосорбция. Такой процесс сложнее удерживать в состоянии динамического равновесия при промежуточном значении $0 < \theta_t < 1$, когда необходимо получать пленку кермета.

В работе [45] для описания диодной системы реактивного распыления тоже использовано уравнение (1.1). В отличие от всех предыдущих работ авторы ввели в модель радиальное распределение плотности тока по поверхности мишени. Эта модель позволила установить оптимальное расстояние между мишенью и анодом, стабилизирующее процесс осаждения стехиометрической пленки соединения.

Все рассмотренные работы, несмотря на отличие результирующих уравнений, объединяет несколько допущений:

- парциальное давление реактивного газа и скорость осаждения пленки определяются степенью покрытия поверхности мишени соединением;
- в качестве механизма формирования пленки соединения на поверхности мишени принята хемосорбция;
- процесс считается изотермическим в том смысле, что газовая среда и все внутренние поверхности вакуумной камеры имеют одинаковую температуру;
- кинетическое уравнение записывают только для поверхности мишени, отсутствуют отдельное уравнение для стенки камеры и уравнение баланса газовых частиц.

Работа [43] отличается от всех предыдущих тем, что при моделировании процесса реактивного распыления был физически корректно учтен эффект геттерирования реактивного газа стенкой вакуумной камеры. Авторы остановились на изотермической модели, и процесс формирования соединения на мишени выразили через адсорбцию, записав уравнение баланса газовых потоков следующим образом:

$$Q_0 = Q_t^+ - Q_t^- + Q_w + Q_p, \qquad (1.14)$$

где Q_t^+ и Q_t^- — потоки реактивного газа на поверхности мишени за счет адсорбции и распыления, соответственно; Q_w — поток на стенку камеры; Q_p — поток за счет работы вакуумного насоса. Далее были введены величины эффективной скорости откачки для каждой сорбирующей поверхности. Полученные на этой основе уравнения позволили построить кинетические кривые и описать эффект гистерезиса при осаждении пленки TiO₂. Однако следует отметить, что представленные в работе кинетические зависимости имеют точки перегиба, а это не соответствует экспериментальным результатам, представленным, например, в работах [41, 42]. Другой особенностью результата, полученного в работе [43], является возможность стационарного состояния с промежуточным значением $0 < \theta_t < 1$. Это противоречит всем известным экспериментальным результатам.

В работах [46, 47] предложено кинетическое уравнение процесса реактивного распыления в виде зависимости напряжения разряда U_p от парциального давления реактивного газа *p*. Модель разработана для системы распыления с управлением по напряжению и иллюстрируется на примере осаждения пленки Al_2O_3 . В этой работе, во-первых, для описания процесса на поверхности мишени использовано уравнение (1.1). При определении плотности тока ионов Ar⁺ на поверхности мишени использован интегральный коэффициент γ вторичной ионно-электронной эмиссии:

$$J = \frac{I}{A_t} \frac{1}{e(1+\gamma)}.$$
 (1.15)

В выражении (1.15) коэффициент у материала мишени определен в виде линейной суперпозиции коэффициентов вторичной ионно-электронной эмиссии металла (γ_m) и соединения (γ_c):

$$\gamma = \gamma_m (1 - \theta_t) + \gamma_c \theta_t.$$

В среднем диапазоне энергий коэффициент распыления определен в виде

$$S = S_0 + S_1 U_{\rm p}, \tag{1.16}$$

где $U_{\rm p}$ — напряжение разряда; S_0 и S_1 — константы. Во-вторых, развивая модель работы [21], авторы

выразили изменение парциального давления реактивного газа через газовые потоки:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{kT}{V} \left(\sum_{i} q_i A_i - Q_0 \right) - \frac{pS_p}{V}, \qquad (1.17)$$

где S_p — быстрота откачки камеры вакуумным насосом; V — объем вакуумной камеры; k — постоянная Больцмана; T — температура газа; A_i — площадь *i*-й поверхности, потребляющей реактивный газ (мишень, подложка, стенки камеры); q_i — поток реактивного газа на *i*-ю поверхность;

$$q_i = \alpha F(1 - \theta_i), \qquad (1.18)$$

где θ_i — степень покрытия *i*-й поверхности соединением.

В результате возникло уравнение баланса газовых потоков для стационарного состояния:

$$Q_0 = \sum_i q_i A_i + \frac{p S_p}{kT}.$$
 (1.19)

На основе выражений (1.15)—(1.19) и уравнения газового разряда низкого давления авторами получено выражение, связывающее напряжение разряда с давлением и током разряда:

$$U_{\rm p} = \frac{a[\ln(p+p_{\rm Ar}) + k_{\rm p}](\ln I_{\rm p} + k_{I_{\rm p}}) + b}{\gamma}, \quad (1.20)$$

где p_{Ar} — парциальное давление Ar; a, b, k_p и k_I — константы, определяемые конфигурацией системы. С помощью разработанной модели в работах [39, 46] получены нелинейные зависимости $U_p = f(Q_0)$ и изучена кинетика процесса распыления AI в среде Ar + O₂.

Таким образом, в работах [40, 45, 47] модель процесса реактивного распыления получила развитие. В ее описании появились уравнения для газовых потоков на все поверхности камеры и уравнение баланса газовых частиц.

1.2. Общая изотермическая модель, основанная на хемосорбции реактивного газа

Не менее двух десятков лет группа исследователей, которую возглавляет *S. Berg*, наиболее последовательно развивает физическую модель, которую мы назовем "общей", в отличие от "частных" моделей разд. 1.1. В этой модели учтено сильное влияние геттерирования реактивного газа стенкой вакуумной камеры. Для нее записано отдельное кинетическое уравнение. В совокупности с уравнениями для всех газовых потоков и уравнением газового баланса была получена система из семи уравнений относительно функции $p = f(Q_0)$. Численное решение этой системы позволяет определить для любого процесса реактивного распыления зависимость $p = f(Q_0)$, имеющую вид,

показанный на рис. 1.1. Кроме этого, дополнительное уравнение для скорости распыления мишени R (выражение (1.5)) приводит к численной оценке функции $R = f(Q_0)$.

На начальной стадии исследований в работе [39] авторами была решена задача распыления однокомпонентной мишени М в присутствии одного реактивного газа X₂. Основу физической модели синтеза пленки составили следующие допущения:

1. В системе распыления существуют изотермические условия: мишень, подложка и стенка вакуумной камеры имеют одинаковую температуру T, которая равна температуре газовой среды; площади поверхностей мишени и стенки равны A_t и A_w (площадь подложки включена в величину A_w).

2. Формирование соединения $M_m X_n$ на всех поверхностях происходит как процесс хемосорбции. Его характеризуют коэффициент прилипания α_0 , который задает долю попавших на поверхность и поглощенных молекул газа.

3. Распыление соединения $M_m X_n$ с поверхности мишени происходит в виде молекул, которые осаждаются на стенку камеры.

4. Распыляемый материал равномерно осаждается на поверхность A_w .

5. Геттерирование реактивного газа на поверхностях, которые покрыты соединением $M_m X_n$, пренебрежимо мало.

Рассмотрим общую изотермическую модель более детально [48]. Пусть в вакуумной камере методом реактивного распыления проводят синтез тонкой пленки состава $M_m X_n$. Процесс имеет две независимые переменные: плотность тока ионов аргона на мишени *J* и входной поток (массовый расход) реактивного газа Q_0 . Определим зависимости, связывающие парциальное давление реактивного газа *p* и скорость распыления мишени *R* с независимыми переменными: $p = f(J, Q_0)$ и $R = f(J, Q_0)$.

На рис. 1.2 показана схема потоков реактивного газа X_2 в камере. Входной поток газа Q_0 делится на три компонента:

- Q_t поток на мишень с площадью A_t ;
- Q_w поток на все внутренние поверхности вакуумной камеры с площадью A_w, включая подложку, на которых осаждается материал, распыляемый с мишени; при изотермическом приближении выделять подложку как самостоятельную поверхность не имеет смысла, поэтому ее площадь учитывают







Рис. 1.3. Процессы на мишени при реактивном распылении: — металл; — пленка соединения

при определении общей площади внутренней поверхности камеры;

 Q_p — поток реактивного газа, который со скоростью S_p откачивает вакуумный насос;

$$Q_{\rm p} = pS_{\rm p}.\tag{1.21}$$

Баланс газовых потоков в камере выражает уравнение

$$Q_0 = Q_t + Q_w + Q_p.$$
(1.22)

Мгновенный баланс частиц соединения $M_m X_n$ на поверхности мишени (рис. 1.3) определяется его формированием за счет потока молекул *F* и распылением ионами аргона (поток *F*₂ на рис. 1.3). В модели не учитывается распыление мишени ионами реактивно-

го газа X_2^+ , так как их концентрация в смеси с ионами аргона обычно меньше, чем 1—2 %. Передача заряда от метастабильных атомов аргона может увеличивать отношение X_2^+/Ar^+ по сравнению с этим отношением нейтральных газовых компонентов. Однако для упрощения этот эффект в модель не включен. В результате, относительная часть θ_t поверхности мишени покрыта соединением $M_m X_n$, а часть $(1 - \theta_t)$ остается чистым металлом. Уравнение мгновенного баланса потоков частиц на поверхности мишени в работе [48] выражено числом атомов N реактивного газа, реагирующих с атомами металла на единице площади мишени в единицу времени:

$$\frac{dN}{dt} = 2\alpha_0 F(1-\theta_t) - \frac{n}{m} \frac{J}{e} S_c \theta_t.$$
(1.23)

Множитель 2 в первом слагаемом уравнения (1.23) учитывает то, что одна молекула реактивного газа состоит из двух атомов, множитель n/m во втором слагаемом задает число атомов реактивного газа, которое необходимо на один атом металла для формирования стехиометрического соединения. Поток молекул реактивного газа F на все поверхности при давлении p определяет известное выражение из кинетической теории газов:

$$F = \frac{p}{\sqrt{2\pi m_0 k T}}.$$
 (1.24)

Из уравнения (1.23) для стационарного состояния (dN/dt = 0) можем записать

$$2\alpha_0 F(1-\theta_t) - \frac{n}{m} \frac{J}{e} S_c \theta_t = 0.$$
 (1.25)

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 4, 2007 -

19



Рис. 1.4. Процессы на стенке при реактивном распылении: — пленка металла; — пленка соединения

При распылении мишени возникают два потока (см. рис. 1.3): F_1 — атомов М, и F_2 — молекул $M_m X_n$, которые осаждаются на поверхность A_w . На этой поверхности распыление отсутствует. В стационарном состоянии некоторая доля θ_w поверхности A_w (рис. 1.4) будет закрыта соединением $M_m X_n$. Доля поверхности (1 — θ_t) остается покрытой чистым металлом М. Для записи уравнения, описывающего геттерирование на поверхности стенок камеры, рассмотрим этот процесс более детально. Открытый металл на поверхности мишени (см. рис. 1.3) занимает только долю ее поверхности, которая равна (1 — θ_t), поэтому полный поток распыленного металла с поверхности мишени

$$F_1 = \frac{J}{e} S_m (1 - \theta_t) A_t.$$

Для простоты предположим, что весь распыляемый материал равномерно осаждается на поверхность A_w . Плотность потока металла на эту поверхность равна

$$\frac{J}{e}S_m(1-\theta_t)\frac{A_t}{A_w}.$$

Она определяется отношением площадей A_t/A_w .

Осаждение потока металла на долю $(1 - \theta_w)$ поверхности A_w не изменяет значение θ_w , покрытой соединением $M_m X_n$. Однако распыляемый металл M, который осаждается на часть поверхности, покрытой соединением, будет способствовать изменению значения θ_w . В этом случае металл осаждается поверх соединения, имея плотность потока

$$\frac{J}{e}S_m(1-\theta_t)\frac{A_t}{A_w}\theta_w.$$
(1.26)

Таким же точно способом определим количество распыляемого соединения $M_m X_n$, которое будет осаждено на часть поверхности A_w , покрытой металлом. Полный поток соединения, распыленный с поверхности мишени,

$$F_2 = \frac{n}{m} \frac{J}{e} S_{\rm c} \theta_t A_t.$$

Как и в случае распыления металла, описанного выше, предполагаем, что все распыляемое соединение осаждается на всей поверхности A_w . Плотность потока соединения на поверхность A_w будет равна

$$\frac{n}{m} \frac{J}{e} S_{\rm c} \theta_t \frac{A_t}{A_{\rm w}}$$

Осаждение потока соединения на долю θ_w поверхности A_w не изменяет ее. Однако соединение, которое

осаждается на часть поверхности, покрытой металлом M, будет способствовать изменению значения θ_w . В этом случае соединение $M_m X_n$ осаждается поверх металла M, имея плотность потока

$$\frac{n}{m}\frac{J}{e}S_{c}\theta_{t}\frac{A_{t}}{A_{w}}(1-\theta_{w}).$$
(1.27)

Кроме того, доставка реактивного газа на поверхность A_w происходит за счет прямого потока (1.24) из газовой среды:

$$Q = 2\alpha_0 F(1 - \theta_w). \tag{1.28}$$

Уравнение стационарного состояния для поверхности A_w с учетом выражений (1.26)—(1.28) имеет вид

$$2\alpha_0 F(1-\theta_w) + \frac{n}{m} \frac{J}{e} S_c \theta_t \frac{A_t}{A_w} (1-\theta_w) =$$
$$= \frac{J}{e} S_m (1-\theta_t) \frac{A_t}{A_w} \theta_w.$$
(1.29)

Поток молекул реактивного газа, потребляемых на поверхностях A_t и A_w , равен соответственно

$$Q_t = \alpha_0 F(1 - \theta_t) A_t; \qquad (1.30)$$

$$Q_w = \alpha_0 F(1 - \theta_w) A_w. \tag{1.31}$$

Поскольку поверхность мишени по составу неоднородна (часть ее площади θ_t покрыта соединением $M_m X_n$, другая часть с долей $(1 - \theta_t)$ является чистым металлом M), то полная скорость ее распыления *R*

$$R = \frac{J}{e} [S_{c}\theta_{t} + S_{m}(1-\theta_{t})]. \qquad (1.32)$$

Выражение (1.32) задает скорость роста пленки соединения на подложке и является последним в цепочке уравнений (1.21), (1.22), (1.24), (1.25), (1.29)—(1.31). Используя эти уравнения, можно показать, каким образом величина *R* зависит от массового расхода реактивного газа Q_0 . На рис. 1.5 приведены кривые $R = f(Q_0)$, для которых плотность тока ионов аргона *J* является параметром. Экспериментально наблюдаемые кривые обычно не показывают *S*-образную форму, а скорее дают эффект гистерезиса.

В описанной модели потребление реактивного газа было учтено только на тех частях поверхностей мишени и стенки камеры, которые не покрыты соединением. В работе [49] предложена более общая модель. В ней учтено потребление газа на полных поверх-



Рис. 1.5. Скорость распыления мишени при плотности тока: 1 - J; 2 - 2J; 3 - 3J; 4 - 4J; 5 - 5J

- НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 4, 2007 -

ностях мишени и стенки камеры. При таком подходе уравнения (1.25), (1.29)—(1.31) принимают вид

$$2\alpha_{tm}F(1-\theta_t) + 2\alpha_{tc}F\theta_t = \frac{n}{m}\frac{J}{e}S_{c}\theta_t; \quad (1.33)$$

$$2\alpha_{wm}F(1-\theta_w) + 2\alpha_{wc}F\theta_w + \frac{n}{m}\frac{J}{e}S_c\theta_t\frac{A_t}{A_w}(1-\theta_w) =$$
$$= \frac{J}{e}S_m(1-\theta_t)\frac{A_t}{A_w}\theta_w; \qquad (1.34)$$

$$Q_t = [\alpha_{tm}F(1-\theta_t) + \alpha_{tc}F\theta_t]A_t; \qquad (1.35)$$

$$Q_w = [\alpha_{wm} F(1 - \theta_w) + \alpha_{wc} F \theta_w] A_w, \quad (1.36)$$

где α_{tm} и α_{wm} — коэффициенты прилипания атомов реактивного газа к металлу М на поверхностях мишени и к стенке камеры, соответственно; α_{tc} и α_{wc} — коэффициенты прилипания атомов реактивного газа к соединению $M_m X_n$ на поверхностях мишени и к стенке камеры соответственно.

В работе [49] получено уравнение, из которого следует, что зависимость $R = f(J, Q_0)$, соответствующая режимам осаждения пленки постоянного состава, на плоскости $R - Q_0$ является линейной функцией. Если к семейству зависимостей $R = f(Q_0)$ добавить прямые линии, идущие из начала координат, то каждая из них будет представлять процесс осаждения пленки с постоянным составом. На рис. 1.5 показана одна такая прямая, соответствующая пленке стехиометрического состава (когда $\theta_t = 1$). Из этого результата следует весьма важный вывод: скорость роста пленки заданного состава можно изменять, варьируя ток разряда, но при этом необходимо изменять значение Q_0 таким образом, чтобы в плоскости $R-Q_0$ оставаться на прямой линии, которая соответствует заданному составу пленки.

В последующих работах [10], [27], [39], [50—56] изотермическая модель применялась для описания процессов осаждения пленок различных оксидов и нитридов, а также получила развитие для более сложных случаев осаждения двухкомпонентных пленок и пленки металла в среде двух реактивных газов.

Изотермическая модель процесса реактивного распыления, предложенная в работе [48], была эффективным шагом вперед. Эта модель позволяет оценить связи между параметрами процесса, показать его нелинейность и продемонстрировать возможность гистерезисного эффекта. Однако следует обратить внимание на два обстоятельства. Готовая пленка по своим физическим свойствам представляет собой химическое соединение, которое формируется на подложке за счет плазмо-химической реакции. Замена этой реакции механизмом хемосорбции значительно упрощает задачу, но корректна только для стенки вакуумной камеры.

Вторым, не менее важным упрощением рассматриваемой модели является ее изотермичность. Приемлемым может быть допущение о равенстве температур газа и стенки вакуумной камеры. Но примерно 80 % мощности ионного тока на мишени расходуется на ее нагрев, поэтому средняя температура поверхности мишени гораздо выше температуры стенки камеры. Влияние температуры подложки на свойства пленок рассмотрим более подробно.

2. Влияние температуры подложки

Во многих работах отмечается, что температура подложки является фактором, влияющим на процесс роста пленки, поэтому подложки во многих случаях помещают на подогреваемый держатель. При этом следует отметить, что температура подложки может устойчиво увеличиваться в течение осаждения за счет выделения энергии конденсации, кинетической энергии частиц, излучения плазмы, а также энергии, выделенной химическими реакциями [15]. Такой дополнительный нагрев подложки при осаждении пленок как металлов [57], так и их оксидов [58] в течение 10 мин, может превысить 100 К. В публикациях содержатся результаты исследований, которые в некоторых случаях противоречивы. Так, в работе [59] изучено осаждение пленок Та2О5 методом реактивного распыления на постоянном токе. Авторы этой публикации установили, что при повышении температуры подложки в пленках Ta2O5 появляется субоксидная фаза и ухудшаются их электрические свойства. В этой же работе указано, что при осаждении пленок Та₂O₅ с помощью ВЧ магнетрона скорость роста пленки падает от 3,4 до 2,6 нм/мин при повышении температуры подложки от 300 до 800 К. При более высокой температуре пленки имеют стехиометрический состав.

При синтезе пленки TiN с помощью магнетрона постоянного тока [60] стехиометрические пленки получены при $T_{\Pi} = 500$ °C. При более низкой температуре пленки имели двухфазный состав: TiN + Ti₂N. Увеличение температуры подложки от 300 до 500 °C привело к уменьшению удельного сопротивления пленки в 2 раза. В работе [61] пленки Y₂O₃—ZrO₂ синтезировали методом реактивного ВЧ магнетронного распыления. При увеличении температуры подложки в диапазоне 300...550 °C значительно изменялась кристаллическая структура пленки, ее коэффициент пропускания на длине волны 550 нм уменьшился от 0,9 до 0,4.

Для анализа влияния температуры подложки на состав пленки соединения выделим основные процессы, происходящие на подложке. Состав стехиометрической пленки при распылении металла M в газовой среде, содержащей Ar и реактивный газ X_2 , в общем случае запишем в виде $M_m X_n$, где *m* и *n* целые числа. При взаимодействии плазмы с поверхностью подложки, не учитывая заряженные частицы, можно выделить следующие элементарные процессы [58].

1. Физическая адсорбция молекул X₂. В состоянии равновесия часть адсорбционных центров растущей пленки M_mX_n занята молекулами X₂:

$$X_2 + s \leftrightarrow X_2 s, \tag{2.1}$$

где *s* — свободный адсорбционный центр на поверхности растущей пленки. Относительная поверхностная концентрация θ_0 адсорбированного реактивного газа, имеющего давление p_0 и температуру T_0 , определяется изотермой Ленгмюра [62]:

$$\theta_0 = \frac{bp_0}{1+bp_0},$$

где b — параметр, в изотермических условиях зависящий от температуры газа T_0 . Однако в данной задаче между сорбирующей поверхностью и газовой средой отсутствует тепловое равновесие, поэтому величина θ_0 зависит не только от p_0 и T_0 , но и от температуры пленки. При увеличении температуры пленки в соответствии с изотермой Ленгмюра процесс физической адсорбции смещается в сторону десорбции. При физической адсорбции энергия связи частицы с поверхностью значительно меньше 0,5 эВ [63].

2. Диссоциация молекул X₂. Часть молекул, адсорбированных на поверхности пленки соединения, диссоциирует на атомы:

$$X_2 s + s \leftrightarrow 2X s. \tag{2.2}$$

При увеличении температуры пленки возрастает диссоциация. Следующим шагом после реакций (2.1) и (2.2) может быть хемосорбция атома, при которой энергия связи повышается примерно до 0,5 эВ. Но такой акт не ведет к образованию никакого соединения, поэтому его не учитываем.

3. Физическая адсорбция радикалов X[°], формирующихся в плазме газового разряда:

$$X' + s \leftrightarrow X's.$$

При увеличении температуры пленки процесс физической адсорбции радикалов Х также может смещаться в сторону десорбции.

4. Химическая реакция. Взаимодействие молекул реактивного газа с поверхностью металлической мишени приводит к формированию на ней стехиометрического соединения $M_m X_n$. С поверхности мишени соединение распыляется в виде молекул MX_x (M, MX, $MX_{1,5}$, и т. д.). В общем случае стехиометрический коэффициент *х* может изменяться от 0 до *n/m*. Молекулы MX_x , распыленные с мишени, попадая на подложку, реагируют с атомами X и радикалами X[°] и при определенных условиях на поверхности формируется пленка стехиометрического соединения $M_m X_n$:

$$MX_x + (n/m - x)X \leftrightarrow 1/mM_mX_n.$$
(2.3)

В соответствии с уравнением Аррениуса при увеличении температуры подложки скорость химической реакции (2.3) должна возрастать.

Таким образом, следует подчеркнуть, что температура подложки является существенным фактором, который влияет на свойства осаждаемой пленки. При анализе не были учтены заряженные частицы. С их влиянием на процесс осаждения следует связать другой фактор — потенциал подложки [64—66]. Значение и знак потенциала подложки могут быть навязаны с помощью внешнего источника питания. В некоторых случаях держатель подложки не соединяют ни с одним электродом. Тогда на подложке автоматически возникает потенциал, значение и знак которого определяют вид разряда и пространственное положение подложки в плазме.

Проведенный анализ влияния температуры подложки в полной мере касается и поверхности мишени. На слабо нагретой поверхности стенки камеры скорость химической реакции может быть очень низкой. Тем не менее, очевидно, что:

 пленка химического соединения металла и реактивного газа (оксид, нитрид, карбид и др.) формируется на мишени и подложке за счет плазмо-химической реакции, поэтому математическое описание процесса реактивного распыления необходимо строить с учетом кинетики реакции; поверхности мишени, подложки и стенок камеры имеют разную температуру: поверхность мишени может быть нагрета до 700...900 К, подложку нагревают до 600 К и выше, температура стенки при этом может поддерживаться на уровне 300 К. Эти условия реальных процессов приводят к неизотермической модели [67].

3. Неизотермическая модель, основанная на кинетике химической реакции

Пусть в вакуумной камере, как и ранее, синтезируют тонкую пленку некоторого соединения $M_m X_n$ путем реактивного распыления металлической мишени M в смеси инертного газа с двухатомным реактивным газом X_2 . Будем считать, что:

1) в системе существуют неизотермические условия — мишень, подложка и стенка вакуумной камеры имеют температуры T_t , T_s и T_w , при этом температуру газовой среды принимаем равной $T_0 = T_w$; площади указанных поверхностей равны A_t , A_s и A_w ;

указанных поверхностей равны A_t , A_s и A_w ; 2) соединение $M_m X_n$ возникает на всех поверхностях в результате химической реакции

$$\mathbf{M} + (n/2m)\mathbf{X}_2 \leftrightarrow (1/m)\mathbf{M}_m\mathbf{X}_n. \tag{3.1}$$

3.1. Кинетика поверхностной химической реакции

Процесс формирования соединения на *i*-й (i = t, w, s) поверхности, имеющей температуру T_i , упростим до двух стадий. Поток молекул X_2 на поверхность из газовой среды с параметрами p_0 и T_0 в соответствии с выражением (1.24) запишем в виде

$$F_0 = \frac{p_0}{\sqrt{2\pi m_0 k T_0}} \,. \tag{3.2}$$

На первой стадии процесса происходит физическая адсорбция молекул X_2 , причем в состоянии равновесия между газовой средой и поверхностью только ее часть, которую обозначим через θ_{0i} , покрыта молекулами газа. Физическую адсорбцию описывает изотерма Ленгмюра, которую для неизотермических условий представим в таком виде:

$$\theta_{0i}(T_0, T_i, p_0) = \frac{b(T_0, T_i)p_0}{1 + b(T_0, T_i)p_0}, \qquad (3.3)$$

где

$$b(T_0, T_i) = \frac{\alpha_0 \tau_0}{N_{\rm ph} \sqrt{2\pi m_0 k T_0}} \exp\left(\frac{Q_{\rm ph}}{R T_i}\right), \qquad (3.4)$$

где α_0 — коэффициент конденсации атомов реактивного газа; $\tau_0 \approx 10^{-13}$ с — среднее время жизни молекулы в адсорбированном состоянии; $N_{\rm ph}$ — поверхностная концентрация центров адсорбции; m_0 — масса молекулы газа; k — постоянная Больцмана; $Q_{\rm ph}$ — теплота физической адсорбции; R — универсальная газовая постоянная.

На второй стадии за счет взаимодействия неисчезающих атомов металла М и адсорбированных молекул X₂ протекает реакция (3.1). Скорость реакции определяет плотность потока конечного продукта на поверхность. По определению она равна изменению во времени концентрации любого компонента [M], [X₂], $[M_m X_n]$ на поверхности с учетом его стехиометрического коэффициента в реакции:

$$r = -\frac{d[M]}{dt} = -\frac{1}{n/2m} \frac{d[X_2]}{dt} = \frac{1}{1/m} \frac{d[M_m X_n]}{dt}.$$
 (3.5)

Вместе с тем, основной постулат химической кинетики определяет скорость химической реакции через произведение концентраций исходных продуктов в виде

$$r(T) \equiv k_1(T)[M][X_2]^{n/2m},$$
 (3.6)

где $k_1(T)$ — константа скорости реакции, которая в соответствии с законом Аррениуса является функцией температуры.

Для любого момента времени в стационарном режиме относительная часть θ_i *i*-й поверхности покрыта соединением М_mX_n. Оставшаяся часть поверхности $(1 - \theta_i)$ представляет собой чистый металл. На каждой поверхности величина (1 – θ_i) пропорциональна абсолютной концентрации металла [M]_i, а величина $\theta_{0i}(T_0, T_i, P_0)$, которую в этой области поверхности определяют выражения (3.3) и (3.4), пропорциональна концентрации [X₂]. Поэтому для *i*-й поверхности выражение (3.6) можно записать иным способом:

$$r(T_i) = mk(T_i)(1 - \theta_i) \,\theta_{0i}^{n/2m}, \qquad (3.7)$$

где $k(T_i)$ — константа скорости реакции, которая имеет размерность плотности потока частиц $[m^{-2}c^{-1}]$.

Учитывая выражение (3.5), изменение концентрации молекул М_{*m*}Х_{*n*} на *i*-й поверхности за счет химической реакции запишем в виде

$$\left(\frac{d[\mathbf{M}_m \mathbf{X}_n]_i}{dt}\right)_{\rm ch} = -\frac{1}{m} \frac{d[\mathbf{M}]_i}{dt} = \frac{r(T_i)}{m}.$$
 (3.8)

Используя выражение (3.7), выразим изменение концентрации молекул $M_m X_n$ (3.8) через относительную величину $(d\theta_i/dt)_{ch}$:

$$\left(\frac{d\theta_i}{dt}\right)_{\rm ch} = \frac{1}{N_{\rm ch}} \left(\frac{d[\mathbf{M}_m \mathbf{X}_n]_i}{dt}\right)_{\rm ch} =$$
$$= \frac{k(T_i)}{N_{\rm ch}} \theta_{0i}^{n/2m} (1 - \theta_i).$$
(3.9)

где $N_{\rm ch}$ — поверхностная плотность молекул $M_m X_n$.

3.2. Потоки реактивного газа

На рис. 3.1 показана схема потоков реактивного газа Х2 в вакуумной камере. Поступающий в камеру поток Q_0 имеет сток на всех поверхностях за счет формирования на них соединения по реакции (3.1): Q_t — поток на мишень; Q_s — поток на подложку, где из материала мишени формируется пленка соединения; Q_w — поток на внутренние стенки камеры, где осаждается материал мишени; $Q_{\rm p}$ — поток реактивного газа, откачиваемый насосом, который, в отличие от выражения (1.21), запишем так, чтобы он имел раз-мерность потока частиц $[c^{-1}]$,

$$Q_{\rm p} = c^0 p_0 S_{\rm p}, \qquad (3.10)$$

где $c^0 = 2,463 \cdot 10^{25} [\Pi a^{-1} \text{м}^{-3}]$ — размерный коэффициент, переводящий поток Q_p из единиц [пВ] в единицы [c⁻¹].



Рис. 3.1. Газовые потоки в вакуумной камере при реактивном распылении

Каждая *i*-я поверхность, имеющая площадь A_i , потребляет реактивный газ в соответствии с реакцией (3.1). Поэтому, учитывая выражения (3.5) и (3.9), для потока на *i*-ю поверхность (i = t, w, s) можем записать

$$Q_{i} = \left| \frac{d[X_{2}]}{dt} \right|_{i} = \frac{n}{2m} r(T_{i}) A_{i} =$$

= $\frac{n}{2} k(T_{i}) \theta_{0i}^{n/2m} (1 - \theta_{i}) A_{i}.$ (3.11)

Баланс газовых потоков, в отличие от выражения (1.22), описывает уравнение

$$Q_0 = Q_t + Q_s + Q_w + Q_p.$$
 (3.12)

Полный расход реактивного газа Q_0 и его связь с параметрами процесса при реактивном распылении могут быть найдены, если определены значения Q_t , Q_s и Q_w . Пренебрегая эффектами второго порядка, эти массовые расходы можно рассчитать, рассматривая баланс доставки и расхода реактивного газа на внутренних поверхностях камеры.

3.3. Поверхность мишени

Мгновенный баланс частиц $d\theta_t/dt$ на поверхности мишени (рис. 3.2) определяется двумя конкурирующими процессами: формированием соединения по реакции (3.1) на части поверхности $(1 - \theta_t)$, покрытой металлом, и распылением соединения с части поверхности θ_t . Первый процесс идет со скоростью $(d\theta_t/dt)_{ch}$ за счет взаимодействия неисчезающих атомов металла М и адсорбированных молекул X₂ из потока F₀. Скорость процесса распыления обозначим через



Рис. 3.2. Процессы на мишени при реактивном распылении: - — металл M; - пленка M_mX_n

 $(d\theta_t/dt)_{\rm sp}$. Тогда кинетическое уравнение для поверхности мишени приобретает такой вид

$$\frac{d\theta_t}{dt} = \left(\frac{d\theta_t}{dt}\right)_{\rm ch} + \left(\frac{d\theta_t}{dt}\right)_{\rm sp}.$$
 (3.13)

Первое слагаемое в (3.13) задает выражение (3.9), второе слагаемое при плотности тока *J* равно

$$\left(\frac{d\theta_t}{dt}\right)_{\rm sp} = -\frac{1}{N_{\rm ch}} \frac{J}{e} S_{\rm c} \theta_t. \tag{3.14}$$

Подставив в кинетическое уравнение (3.13) выражения (3.9) и (3.14), получим

$$\frac{d\theta_t}{dt} = \frac{1}{N_{\rm ch}} \left[k(T_t) \,\theta_0^{n/2m} (1-\theta_t) - \frac{J}{e} S_{\rm c} \theta_t \right]. \tag{3.15}$$

В стационарном состоянии $d\theta_t/dt = 0$, тогда из (3.15) следует уравнение стационарного состояния поверхности мишени:

$$k(T_t)\theta_0^{n/2m}(1-\theta_t) = \frac{J}{e}S_{\rm c}\theta_t.$$
 (3.16)

При распылении мишени ионами аргона с плотностью тока *J* возникают два потока (см. рис. 3.2): атомов металла М

$$F_1 = \frac{J}{e} S_m (1 - \theta_t) A_t$$
 (3.17)

и молекул М_{*m*}Х_{*n*}:

$$F_2 = \frac{J}{e} S_c \theta_t A_t, \qquad (3.18)$$

которые осаждаются на поверхностях подложки A_s и стенке камеры A_w .

3.4. Поверхность подложки и стенки вакуумной камеры

В стационарном состоянии часть поверхности θ_i (i = s, w), на которую осаждается вещество, распыляемое с поверхности мишени, покрыто соединением $M_m X_n$, а оставшаяся часть $(1 - \theta_i)$ — металлом М. Потоки, с помощью которых при постоянных параметрах процесса поддерживается стационарное состояние с постоянным значением θ_i (i = s, w), указаны на рис. 3.3. Для записи уравнения стационарного состояния на поверхностях подложки и стенках камеры необходимо уточнить влияние потоков F_0 , F_{1i} и F_{2i} на величину θ_i (i = s, w).



1. Поток F_{1i} чистого металла M осаждается на поверхность A_i (i = s, w), покрытую соединением $M_m X_n$, его вычисляют по выражению (3.17):

$$F_{1i} = \frac{J}{e} \frac{A_t A_i}{A_s + A_w} S_m (1 - \theta_t) \theta_i, \qquad (3.19)$$

что уменьшает значение θ_i (*i* = *s*, *w*).

2. Поток F_{2i} переносит соединение $M_m X_n$ на поверхность A_i (i = s, w), покрытую металлом M, его определяют по выражению (3.18):

$$F_{2i} = \frac{J}{e} \frac{A_t A_i}{A_s + A_w} S_c \theta_t (1 - \theta_i), \qquad (3.20)$$

что увеличивает θ_i (*i* = *s*, *w*).

3. Поток свободных молекул реактивного газа X_2 с плотностью F_0 (выражение (3.2)) увеличивает значение θ_i (*i* = *s*, *w*) за счет химической реакции (3.1).

Кинетическое уравнение для *i*-й поверхности, составленное по аналогии с уравнением (3.15) с учетом выражений (3.19) и (3.20), имеет вид

$$\frac{d\theta_i}{dt} = \frac{1}{N_{\rm ch}} \left[k(T_s) \theta_0^{n/2m} (1 - \theta_i) + \frac{J}{e} \frac{A_t}{A_w + A_s} S_{\rm c} \theta_t (1 - \theta_i) - \frac{J}{e} \frac{A_t}{A_w + A_s} \frac{S_m}{m} (1 - \theta_t) \theta_i \right].$$
(3.21)

В стационарном состоянии $d\theta_i/dt = 0$, тогда из (3.21) следует уравнение стационарного состояния *i*-й поверхности:

$$k(T_{s})\theta_{0}^{n/2m}(1-\theta_{i}) + \frac{J}{e}\frac{A_{t}}{A_{w}+A_{s}}S_{c}\theta_{t}(1-\theta_{i}) =$$

= $\frac{J}{e}\frac{A_{t}}{A_{w}+A_{s}}\frac{S_{m}}{m}(1-\theta_{t})\theta_{i}, \quad i = s, w.$ (3.22)

Таким образом, неизотермическую модель синтеза пленки методом реактивного распыления, основанную на химической реакции, описывают уравнения (3.10)—(3.12), (3.16) и (3.22). Решая последовательно эти уравнения с учетом выражений (3.3) и (3.4), можно построить зависимости величин θ_t , θ_s , θ_w и *p* от полного массового расхода реактивного газа Q_0 . Исходными данными задачи служат α_0 , τ_0 , S_m , S_c , S_p , A_t , A_s , A_w , J, $N_{\rm II}$, $Q_{\rm IP}$, T_t , T_s , T_w , $k(T_t)$, $k(T_s)$, $k(T_w)$.

Эта задача решена для синтеза пленки Ta₂O₅ по данным работы [10]. При вычислениях были приняты следующие значения параметров $\alpha_0 = 1$; $\tau_0 = 10^{-13}$ с; $N_{\rm II} = 8,26 \cdot 10^{18}$ м⁻²; $I_{\rm p} = 2$ A и 5 A; $Q_{\rm db} = 10$ ккал/моль; $A_t = 0,002$ м²; $A_s = 0,001$ м²; $A_w = 0,029$ м²; $T_s = 600$ K; $T_w = 300$ К. Кроме этого, константа скорости химической реакции была задана в виде

$$k(T_i) = k_0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT_i}\right), \qquad (3.23)$$

где k_0 — постоянная; E_a — энергия активации реакции. Поэтому в задаче возникли подгоночные параметры (T_t , k_0 и E_a), которые подбирались так, чтобы



p,мТор 8 6 4 0 0 2 4 $Q_0, cm^3/мин$

Рис. 3.5. Парциальное давление кислорода

для мишени из Та при плотности потока ионов

Рис. 3.4. Результаты применения неизотермической модели для синтеза пленки Ta₂O₅ при токе разряда:

a-2 А; $\delta-5$ А. Экспериментальные значения [10]: Δ — увеличение Q_0 ; \circ — уменьшение Q_0

построенная зависимость $p = f(Q_0)$ наилучшим образом соответствовала результатам эксперимента, изображенным на рис. 3.4 точками. На рис. 3.4 сплошными линиями построены зависимости, вычисленные при значениях $k_0 = 1.3 \cdot 10^{33} \text{ м}^{-2} \text{c}^{-1}$ и $E_a/k = 5300$ К. Причем для $I_p = 2$ A (рис. 3.4, *a*) температура мишени была принята равной 700 К, для $I_p = 5$ А (рис. 3.4, δ) — 750 К. Исходя из приведенных на рис. 3.4 результатов, можно считать, что уравнения неизотермической модели, основанной на химической реакции, дают хорошее совпадение с экспериментом. Основная трудность в применении полученных уравнений связана с определением констант скорости химической реакции. Реакция, за счет которой формируется пленка, является поверхностной, исследование ее затруднено высокой скоростью и малым выходом конечного продукта. Такие реакции требуют постановки специальных исследований, как это сделано, например, в работе [68].

Полученные значения k_0 и E_a были использованы для более детального изучения неизотермической модели. На рис. 3.5—3.8 отражено влияние плотности тока на мишени J на изменение парциального давления p и степени покрытия всех поверхностей (θ_t , θ_s , θ_w) оксидом Ta₂O₅ при изменении массового расхода кислорода. При решении задачи температура поверхности мишени T_t была принята переменной величиной, зависящей от плотности тока J: при увеличении J значения T_t изменяли в диапазоне от 650 до 750 К. Увеличение плотности тока приводит к смещению неравновесных точек процесса в сторону больших значений Q_0 . Из рис. 3.5—3.8 видно, что в неравновесной точке при увеличении Q_0 доля каждой поверхности θ_i (i = t, s, w), покрытой оксидом, не зависит от плотности тока. На мишени (см. рис. 3.6) ее значение минимально и не превышает 0,3. На стенке (см. рис. 3.7) значение θ_w нарастает до 0,8. При уменьшении Q_0 процесс вскрытия мишени протекает линейно до значения $\theta_t \approx 0.95$, при котором возникает лавинообразный переход к $\theta_t = 0$. Значения θ_s и θ_w до этого момента остаются равными единице.

на мишени:

1 - J; 2 - 2J; 3 - 3J

Заключение

Анализ публикаций по синтезу тонких пленок оксидов и нитридов различных металлов методами реактивного распыления позволил установить следующее:

 в экспериментах обнаружена значительная нелинейность процесса реактивного распыления;

 независимыми переменными процесса реактивного распыления являются массовый расход реактивного газа и ток разряда;

3) нелинейность процесса распыления экспериментально проявляется в виде гистерезисного эффекта в зависимостях парциального давления реактивного газа, концентрации атомов металла в плазме и напряжения разряда от независимых переменных;

4) при управлении процессом реактивного распыления с помощью отрицательной обратной связи по парциальному давлению реактивного газа или напряжению разряда имеется возможность удерживать процесс в нестационарном состоянии при любой степени покрытия соединением поверхности мишени;



Рис. 3.6. Степень покрытия мишени оксидом Ta_2O_5 при плотности потока ионов: 1 - J; 2 - 2J; 3 - 3J



Рис. 3.7. Степень покрытия стенки камеры оксидом Ta_2O_5 при плотности потока ионов на мишени: 1 - J; 2 - 2J; 3 - 3J



Рис. 3.8. Степень покрытия подложки оксидом Ta_2O_5 при плотности потока ионов на мишени: 1 - J; 2 - 2J; 3 - 3J

5) постоянная времени процессов перехода из "металлического" режима в "реактивный" и в обратном направлении после ступенчатого изменения одной управляемой переменной (например, после возбуждения разряда или резкого изменения массового расхода реактивного газа) имеет порядок единиц минут, причем эта величина в два-три раза больше для перехода из реактивного в металлический режим;

6) среди изотермических моделей, основанных на хемосорбции, наиболее общей является модель, в которой кинетика процесса поглощения реактивного газа стенкой вакуумной камеры описана отдельным уравнением; эта модель качественно отражает нелинейность процесса и гистерезисные явления в нем;

в связи с различием температур поверхности мишени, подложки и стенки вакуумной камеры более корректной следует считать неизотермическую модель;

8) пленки оксидов, нитридов и др., которые осаждают на подложке, являются химическими соединениями металла и реактивного газа, поэтому модель необходимо строить с учетом кинетики реакции;

9) общая неизотермическая модель, основанная на химической реакции, протекающей на всех внутренних поверхностях вакуумной камеры, соответствует экспериментальным данным.

Исследования проводятся при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 04-03-32253-а).

Список литературы

1. Kwok C.-K., Aita C. R. The transition from a-Zr to a-ZrO₂ growth in sputter-deposited films as a function of gas O_2 content, rare-gas type, and cathode voltage // J. Vac. Sci. Technol. A 1989. V. 7. N. 3. P. 1235–1239.

2. Lemperiere G., Poitevin J. M. Influence of the nitrogen partial pressure on the properties of dc-sputtered titanium and tantalum nitride films // Thin Solid Films. 1984. V. 111. P. 339–349.

3. Aita C. R., Purdes A. J., Lad R. J., Funkenbusch P. D. The effect of O₂ on reactively sputtered zinc oxide // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. P. 5533.

4. Howson R. P., Spencer A. G., Oka K., Lewin R. W. The formation and control of direct current magnetron discharges for the high-rate reactive processing of thin films // J. Vac. Sci. Technol. A 1989. V. 7. P. 1230–1234.

V. 7. F. 1230–1234.
 Ngaruiya J. M., Venkataraj S., Drese R., Kappertz O., Pedersen T. P., Wuttig M. Preparation and characterization of tantalum oxide films produced by reactive DC magnetron sputtering // Physica Status Solidi. 2003. V. 198. P. 99–110.
 Tominaga K., Inoue S., Howson R. P., Kusaka K., Hanabusa T. TEN films prepared by upbalanced planar magnetron spattering under

TiN films prepared by unbalanced planar magnetron spattering under control of photoemission of Ti // Thin Solid Films. 1996. V. 281– 282. P. 182-185.

7. Inoue S., Tominaga K. A., Howson R. P., Kusaka K. Effects of nitrogen pressure and ion flux on the properties of direct current reactive magnetron sputtered Zr-N films // J. Vac. Sci. Technol. A 1995. V. 13. P. 2808–2813.

8. Joes F., Logan J. High-rate reactive sputter deposition of alu-minium oxide // J. Vac. Sci. Technol. A 1989. V. 7. N. 3. P. 1240–1247.

9. Kusano E., Baba S., Kinbara A. An approach to estimate get-tering effect in Ti-O₂ reactive sputtering process // J. Vac. Sci. Technol. A 1992. V. 12. P. 1696.

10. Jain P., Bhagwat V., Rymaszewski E. J., Lu T. M., Berg S., **Cale T. S.** Model relating process variables to film electrical proper-ties for reactively sputtered tantalum oxide thin films // J. Appl. Phys. 2003. V. 93. N. 6. P. 3596-3604.

11. Belkind A., Freilich A., Lopez J., Zhao Z., Zhu W., Becker K. Characterization of pulsed dc magnetron sputtering plasmas // New Journal of Physics. 2005. V. 7. P. 90.

12. Ohsaki H., Tachibana Y., Shimizu J., Oyama T. High-rate deposition of SiO₂ by modulated DC reactive sputtering in the transition mode without a feedback system // Thin Solid Films. 1996. V. 281–282. P. 213–217.

13. Reith T. M., Ficalora P. J. The reactive sputtering of tantalum oxide: Compositional uniformity, phases, and transport mechanisms // J. Vac. Sci. Technol. 1983. V. 1. N. 3. P. 1362–1369.

Heller J. Reactive sputtering of metells in oxidising atmospheres // Thin Solid Films. 1973. V. 17. P. 163–176.
 Schiller S., Heisig U., Steinfelder K., Strumpfel J. Reactive

d.c. sputtering with the magnetron-plasmatron for tantalum pentox-ide and titanium dioxide films // Thin Solid Films. 1979. V. 63. P. 369-375.

16. Venkataraj S., Drese R., Kappertz O., Jayavel R., Wuttig M. Characterization of niobium oxide films prepared by reactive dc magnetron sputtering // Phys. Stat. Sol (a). 2001. V. 188. N. 3. P. 1047–1058.

17. Kim J.-Y., Nielsen M. C., Rymaszewski E. J., Lu T.-M. Electrical characteristics of thin Ta_2O_5 films deposited by reactive pulsed direct-current magnetron sputtering // J. Appl. Phys. 2000. V. 87. P. 1448-1452

18. Goranchev B., Orlinov V., Popova V. D. C. D. C. Cathode sputtering: Influence of the oxigen content in the gas flow on the dis-charge current // Thin Solid Films. 1976. V. 33. P. 173. 19. Glew M. R. L., Vollmer A., Schroeder S. L. M., Barber Z. H.

The characterization of TiN thin films using optical reflectivity measurements // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. V. 35. P. 2643-2647.

20. Hmiel A. F. Partial pressure control of reactively sputtered titanium nitride // J. Vac. Sci. Technol. A 1985. V. 3. P. 592–595.
21. Shinoki F., Itoh A. Mechanism of rf reactive sputtering //J. Appl. Phys. 1975. V. 46. P. 3381–3384.

22. Depla D., Haemers J., De Gryse R. Target surface condition during reactive glow discharge sputtering of copper // Plasma Sources Sci. Technol. 2002. V. 11. 91–96. 23. Eitoukhy H., Natarajan B. R., Green e J. E., Barr T. L.

Mechanism of reactive sputtering of Indium III: A general phenom-enological model for reactive sputtering // Thin Solid Films. 1980. 69. P. 229-235.

24. Zhang W., Li Y., Zhu S., Wang F. Fe-doped photocatalytic Diang W., El T., Zhu S., Wang F. Fe-doped photoatalytic TiO₂ film prepared by pulsed dc reactive magnetron sputtering // J. Vac. Sci. Technol. A 2003. V. 21. N. 6. P. 1877–1882.
 25. Nakamura T., Okimura K. Titanium atom densites in reactive rf magnetron sputtering for TiO₂ deposition // J. Vac. Sci. Technol.

A 2002. V. 20. P. 1-6.

A 2002. V. 20. F. 1–0. 26. **Maniv S., Westwood W. D.** Surface oxidation kinetics of sput-tering targets // Surf. Sci. 1980. V. 100. P. 108–118. 27. **Barankova H., Berg S., Nender C., Carlsson P.** Hysteresis ef-

fects in the sputtering process using two reactive gases // Thin Solid Films. 1995. V. 260. N. 2. P. 181–186.

28. Hohnke D. K., Schmatz D. J., M. D. Huriey D. J. Reactive sputter deposition: a quantitative analysis // Thin Solid Films. 1984. V. 118. P. 301–310. 118. P. 301–310.

29. Kusano E. An investigation of hysteresis effects as a function of

pumping speed, sputtering current, and O₂/Ar ratio, in Ti–O₂ reactive sputtering processes // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. P. 7089–7096. 30. Schiller S., Beister G., Seiber W. Reactive high rate d.c. sput-tering: deposition rate, stoichiometry and features of tiox and tinx films with respect to the target mode // Thin Solid Films. 1984. V. 111. P. 259-268.

31. Steenbeck K., Steinbeiss E., Ufert K.-D. The problem of reactive sputtering and cosputtering of elemental targets // Thin Solid Films. 1982. V. 92. P. 371-380.

32. Wolter M., Do H. T., Steffen H., Hippler R. Aluminium atom density and temperature in a dc magnetron discharge determined by means of blue diode laser absorption spectroscopy // J. Phys. D:
Appl. Phys. 2005. V. 38. P. 2390–2395.
33. Maniv S., Westwood W. D. Discharge characteristics for mag-

netron sputtering of Al in Ar and Ar/O₂ mixtures // J. Vac. Sci. Technol. 1979. V. 17. P. 743-751.
34. Maniv S., Miner C. J., Westwood W. D. High rate deposition

of transparent conducting films by modified reactive planar magnetron sputtering of Cd_2Sn alloy // J. Vac. Sci. Technol. 1981. V. 18. P. 195–198.

35. Maniv S., Westwood W. D., Colombini E. Pressure and angle of incidence effects in planar magnetron sputtered ZnO layers // J. Vac. Sci. Technol. 1982. V. 20. P. 162–170. 36. Westlinder J., Zhang Y., Engelmark F., Possnert G. Simula-

tion and dielectric characterization of reactive dc magnetron cosput-tered $(Ta_2O_5)_{1-x}(TiO_2)_x$ thin films // J. Vac. Sci. Technol. B 2002. V. 20. P. 855–861.

37. McMahon R., Affinito J., Parsons R. P. Voltage controlled, reactive planar magnetron sputtering of AlN thin films // J. Vac. Sci. Technol. 1982. V. 20. P. 376.

38. Berg S., Larsson T., Blom H. O. The use of nitrogen flow as a deposition rate control in reactive sputtering // J. Vac. Sci. Technol. A 1986. V. 4. P. 594.

39. Berg S., Blom H. O., Moradi M., Nender C., Larsson T. Process modeling of reactive sputtering // J. Vac. Sci. Technol. A 1989. V. 7. P. 1225–1229.

40. Affinito J., Nender C. Mechanisms of voltage controlled, reactive, planar magnetron sputtering of Al in Ar/N_2 and Ar/O_2 atmospheres // J. Vac. Sci. Technol. A 1984. V. 2. P. 1275–1284.

41. Kusano E., Kinbara A. Investigation of the effect of pumping speed and Ar/O_2 ratio on the transient time mode transition in Ti $-O_2$ reactive sputtering // Thin Solid Films. 1996. V. 281–282. P. 423–426. 42. Kusano E., Kinbara A. Time-dependent O₂ mas balance

change and target surface oxidation during mode transition in Ti-O2 reactive sputtering // J. Appl. Phys. 2000. V. 87. P. 2015-2019.

43. Kusano E., Goulart D. M. Time-dependent simulation modelling of reactive sputtering // Thin Solid Films. 1990. V. 193-194. P. 84–91.

44. Yoshitake M., Takiguchi K., Suzuki Y., Ogawa S. Effect of pres-J. Vac. Sci. Technol. A 1988. V. 6. N. 4. P. 2326–2332.
 45. Avaritsiotis J. N., Tsiogas C. D. A reactive sputtering process

model for symmetrical planar diode systems // Thin Solid Films. 1992. V. 209. P. 17-25.

46. Zhu S., Wang F., Wu W. Simulations of reactive sputtering with constant voltage power supply // J. Appl. Phys. 1998. V. 84. P. 11, 6399-6408.

47. Zhu S., Wang F., Wu W. Abnormal steady states in reactive sputtering // J. Vac. Sci. Technol. 1999. V. 17. N. 1. P. 70–76. 48. Berg S., Blom H. O., Larsson T., Nender C. Modeling of re-

active sputtering of compound materials // J. Vac. Sci. Technol. 1987. V. 5. P. 202-207.

49. Berg S., Larsson T., Nender C., Blom H. O. Predicting thinfilm stoichiometry in reactive sputtering // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. P. 887-891.

50. Larsson T., Blom H. O., Nender C., Berg S. A physical model for eliminating instabilities in reactive sputtering // J. Vac. Sci. Tech-nol. A 1988. V. 6. P. 1832–1836. 51. Moradi M., Nender C., Berg S., Blom H. O., Belkind A., Or-

ban Z. Modeling of multicomponent reactive sputtering // J. Vac. Sci. Technol. A 1991. V. 9. P. 619.

52. Carlsson P., Nender C., Barankova H., Berg S. Reactive sputtering using two reactive gases // J. Vac. Sci. Technol. A 1993. V. 11. P. 1534.

53. Jonsson L. B., Nyberg T., Katardjiev I., Berg S. Frequency response in pulsed DC reactive sputtering processes // Thin Solid Films. 2000. V. 365. P. 1, 43–48.

54. Berg S., Larsson T., Blom H. O. The use of nitrogen flow as a deposition rate control in reactive sputtering // Vac. Sci. Technol. A 1986. V. 4. P. 594-597.

55. Zhang W., Li Y., Zhu S., Wang F. Influence of argon flow rate on TiO₂ photocatalyst film deposited by dc reactive magnetron sputtering // Sur. Coat. Technol. 2004. V. 182. P. 192–198.

56. Sekiguchi H. T., Murakami H., Kanzawa A., Honda T. Com-

Cale T. S. Effects of substrate temperature on properties of pulsed dc reactively sputtered tantalum oxide films // J. Vac. Sci. Technol. A 2005. V. 23. N. 3. P. 512–519.
59. Cheng H.-E., Mao C.-T. The effect of substrate temperature

on the physical properties of tantalum oxide thin films grown by re-active radio-frequency sputtering // Materials Research Bulletin. 2003. V. 38. N. 14. P. 1841. 60. Takahashi T., Asada M., Masugata K., Iwatsubo S. Structure

and adhesive properties of TiN films reactively deposited by plasma-free sputtering // Thin Solid Films. 1999. V. 343–344. P. 273–276.

61. Tomaszewski H., Haemers J., Denul J., De Roo N., De Gryse R. Yttria-stabilized zirconia thin films grown by reactive r.f. magnetron sputtering // Thin Solid Films. 1996. V. 287. P. 104–109. 62. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. – М.:

Мир, 1964. 716 с. (Dushman S. Scientific foundations of vacuum

Hang, 1904. (Justimian St. Scientific foldidations vacuum technique. New York—London, John Wiley and Sons, Inc. 1962).
63. Von Keudell A. Surface processes during thin film grow // Plasma Sources Sci. Technol. 2000. V. 9. P. 455—467.
64. Babu P. M., Rao G. V., Reddy P. S., Uthanna S. Bias voltage

dependence properties of cadmium oxide films deposited by d.c. reactive magnetron sputtering // J. Mater. Sci.: Mater. Electr. 2004. V. 15. N. 6. P. 389-394.

highly c-axis textured thin ferromagnetic CoCrTa film in inductively coupled plasma-assisted sputtering // J. Vac. Sci. Technol. A 2005. V. 23. N. 1. P. 39–43. 65. Kunio O., Oyanagi J. Dinamic control of substrate bias for

V. 23. N. 1. P. 39–43.
66. Yang Z. W., Han S. H., Yang T. L., Ye L., Zhang D. H., Ma H. L., Cheng C. F. Bias voltage dependence of properties for de-positing transparent conducting ITO films on flexible substrate // Thin Solid Films. 2000. V. 366. P. 4–7.
67. Барыбин А. А., Шаповалов В. И. Модель реактивного маг-ист.

нетронного распъления при осаждении соединений металлов // Вакуумная техника и технология. 2005. Т. 15. № 2. С. 179—184.

68. Abe Y., Takamura K., Kawamura M., Sasaki K. Target surface oxide layer formed by reactive sputtering of Ti target in $Ar + O_2$ mixed gas // J. Vac. Technol. A 2005. 23. N. 6. P. 1371–1374.

УДК 536.424.1

В. А. Непочатенко, канд. физ.-мат. наук, Белоцерковский государственный аграрный университет, Украина

СТРУКТУРА ТОНКИХ ДОМЕННЫХ СТЕНОК В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКЕ ВаТіО₃

Предложена модель тонких доменных стенок в ВаТіО3, состоящих из индуцированной фазы (фазовый переход первого рода внутри стенки). Определены в тетрагональной фазе: число возможных ориентационных состояний, симметрия и кристаллографические параметры индуцированных фаз, матрицы преобразования координат из параэлектрической в сегнетоэлектрическую фазы, поверхностные плотности упругой энергии доменных стенок.

Введение

Известно, что в сегнетоэластиках [1, 2] и многоосных сегнетоэлектриках [3, 4] в сегнетофазе наблюдаются повороты кристаллографических осей доменов относительно парафазы, пропорциональные зна-

чению спонтанной деформации. Это приводит к формированию близких ориентационных состояний (субориентационных) и увеличению числа структурных и электрических доменов. Так в многоосном сегнетоэлектрике BaTiO₃ возможны ориентации 90°, близкие к 90° (псевдо-90°), 180°, псевдо-180°, псевдопараллельные электрические домены [3].

Учет этих малых ориентационных отличий приводит не только к количественному, но и качественному изменению свойств ориентационных состояний (OC). Как будет показано ниже, все возможные ОС можно подразделить на группы, внутри которых операция совмещения любой пары ОС соответствует элементам симметрии парафазы, утерянным при фазовом переходе [5], а между группами матрицы преобразования систем координат (СК) зависят от температуры.

В работе [6] предложена модель тонких сегнетоэластических доменных стенок, которая хорошо соответствует макропараметрам реальной доменной структуры. Согласно работе [6] доменная стенка состоит из индуцированной фазы (прослойки), которая осуществляет согласование решеток двух смежных доменов посредством двух тонких параллельных фазовых границ (фазовый переход первого рода внутри стенки [7, 8]).

На примере ортофосфата свинца показано [6], что возможны два вида прослоек в зависимости от вида стенки (*W* или *W'*). Прослойка, соответствующая доменной стенке *W'*, имеет симметрию парафазы (*P*-тип двойникования). При этом типе двойникования СК прослойки и парафазы совпадают. Доменная стенка *W* содержит прослойку с симметрией сегнетофазы (*F*-тип двойникования). В случае *F*-двойникования наблюдается отличие в ориентации СК прослойки и парафазы.

Поскольку в сегнетоэластиках упругая энергия доменной стенки пропорциональна толщине, то с целью ее минимизации за толщину доменной стенки принималось наименьшее расстояние, при котором еще можно оперировать параметром решетки, т. е. между параллельными фазовыми границами должна поместиться одна элементарная ячейка.

Вторым важным элементом данной модели является использование тонких фазовых границ (ТФГ) для согласования индуцируемой фазы с сегнетоэластической фазой. Термин "тонкая фазовая граница" соответствует границе раздела с непосредственным контактом двух фаз (без прослойки согласования).

В работе [9] предложена модель ТФГ, согласующих две моноклинные решетки, а в работе [10] получены уравнения ТФГ, разделяющие фазы с более высокой симметрией. Показано [10], что они могут формироваться, если выполняются определенные соотношения между изменениями параметров решетки при фазовом переходе первого рода, причем, как правило, должен происходить относительный поворот кристаллографических осей двух фаз на небольшой угол ψ . Назовем его углом согласования фаз.

Экспериментально показано [11], что в ортофосфате свинца поворот кристаллографических осей не обусловлен поворотом домена как целого, а соответствует повороту относительно неподвижной матрицы кристалла. Сделан вывод, что при фазовом переходе типа смещения эти повороты вызваны кооперативными смещениями атомов, соответствующими спонтанной деформации. Причем такой поворот возможен в нескольких направлениях (в зависимости от симметрии), т. е. формируются структурно различные домены с близкой ориентацией кристаллографических осей.

Поскольку вид прослойки в сегнетоэластических доменных стенках обусловлен симметрией парафазы, ориентацией доменной стенки и кристаллической структурой доменов, то основные закономерности образования структуры этих стенок будут присущи и сегнетоэлектрическим доменным стенкам в многоосных сегнетоэлектриках. Деполяризующее поле будет влиять на энергию и толщину стенки, а если рассматривать стационарную сегнетоэлектрическую доменную структуру, то влиянием этого поля можно пренебречь (вследствие компенсации зарядов токами утечки).

В связи с этим, представляет интерес применить описанную выше модель к анализу структуры сегнетоэлектрических доменных стенок в наиболее изученной тетрагональной фазе BaTiO₃. Будем называть доменные стенки в соответствии с ориентацией электрических доменов, которые они разделяют.

В первой части работы рассмотрим структуру псевдо-90-градусных, во второй и третьей — соответственно псевдо-180- и 180-градусных доменных стенок. Условимся обозначать ориентационные состояния C_i , параметры парафазы a_0 ; сегнетофазы a_1 , c_1 ; прослойки a_2 , c_2 ; соответствующие им системы координат X_0 , Y_0 , Z_0 ; X_1 , Y_1 , Z_1 — для C_1 ; X_2 , Y_2 , Z_2 — для C_2 ; X_3 , Y_3 , Z_3 — прослойки; M_{ij} — матрицы преобразования СК; W_{hkl} — равновесные доменные стенки, соответствующие плоскости hkl в СК парафазы; W_{hkl-t} — доменные стенки, ориентация которых близка hkl и зависит от температуры.

Структура псевдо-90-градусных доменных стенок

Рассмотрим случай, когда в доменной стенке наблюдается фазовый переход без понижения симметрии и СК прослойки и парафазы совпадают. Прослойка должна содержать элемент симметрии парафазы, который позволяет согласовать решетки, повернутые на 90°. Этим условиям соответствует тетрагональная индуцируемая фаза с тетрагональной осью, перпендикулярной тетрагональным осям смежных 90-градусных доменов (ось c_2 параллельна Z_0 , рис. 1).



Рис. 1. Схематическое изображение структуры псевдо-90-градусных доменных стенок:

 $a - W_{1\bar{1}0}$; $\delta - W_{110}$ (C_{12} , C_{11} , C_{22} , C_{21} – ячейки ориентационных состояний, соответствующих двум возможным ориентациям C_1 и C_2 ; P – ячейка прослойки согласования решеток; ψ – угол согласования фаз; d – толщина доменной стенки; c_1 – тетрагональная ось)

Поскольку прослойка согласуется с сегнетофазой посредством двух параллельных ТФГ, то их уравнения должны совпадать с уравнением доменной стенки. Согласно [10], уравнение тонкой поверхности раздела двух различных тетрагональных фаз: сегнетофазы (ось c_1 параллельна X_1) и прослойки (c_2 параллельна Z_3) в СК первой имеет вид:

$$X_1^2 A_{11} + Y_1^2 A_{22} + Z_1^2 A_{33} = 0, (1)$$

где $A_{11} = 1 - (a_2/c_1)^2$; $A_{22} = 1 - (a_2/a_1)^2$; $A_{33} = 1 - (c_2/a_1)^2$; в СК прослойки

$$X_3^2 B_{11} + Y_3^2 B_{22} + Z_3^2 B_{33} = 0, (2)$$

где
$$B_{11} = 1 - (c_1/a_2)^2$$
; $B_{22} = 1 - (a_1/a_2)^2$;
 $B_{33} = 1 - (a_1/c_2)^2$.

Уравнение (2) при условии

$$\det|B_{ij}| = B_{11}B_{22}B_{33} = 0 \tag{3}$$

соответствует уравнениям двух пересекающихся плоскостей (двух Т $\Phi\Gamma$). Следовательно, один из коэффициентов $B_{ij} = 0$.

Ориентационное состояние C_1 может быть отделено от других ОС доменными стенками $W_{1\bar{1}0}$, $W_{110}W_{10\bar{1}}$, W_{101} [12]. Рассмотрим структуру доменной стенки $W_{1\bar{1}0}$, разделяющей C_1 и C_2 , уравнение которой в системе координат парафазы, соответствующей C_1 , имеет вид [12]:

$$X_0 - Y_0 = 0. (4)$$

Из вида (4) следует, что $B_{33} = 0$, следовательно

$$c_2 = a_1, \tag{5}$$

и уравнению (2) соответствуют (если $B_{11}B_{22} < 0$) следующие уравнения ТФГ:

$$X_3 + NY_3 = 0; (6)$$

$$X_3 - NY_3 = 0, (7)$$

где $N = \sqrt{-B_{22}/B_{11}}$.

ТФГ по уравнению (7) формирует $W_{1\overline{10}}$, а уравнение (6), как будет показано ниже, перпендикулярную ей W_{110} . Поскольку уравнения доменной стенки и ТФГ совпадают, то из уравнений (4) и (7) следует

$$\sqrt{-B_{22}/B_{11}} = 1. \tag{8}$$

Решая (8), получаем

$$a_2 = \sqrt{0,5(c_1^2 + a_1^2)} \,. \tag{9}$$

Подставляя параметры прослойки в уравнение (1), аналогично определяем уравнения доменных стенок в СК сегнетофазы:

$$X_1 + KY_1 = 0; (10)$$

$$X_1 - KY_1 = 0, (11)$$

где $K = c_1/a_1$.

Из уравнений (4), (11) можно определить матрицу \mathbf{M}_{11} поворота СК сегнетофазы (C_1) относительно прослойки, а следовательно, и парафазы. Она соответствует повороту осей координат вокруг Z_0 на угол ψ (см. рис. 1, *a*):

$$y = \arccos\{(a_1 + c_1)/\sqrt{2(a_1^2 + c_1^2)}\}.$$
 (12)

Аналогично определяем параметры прослойки со стороны второго домена, переходя к СК C_2 (поворот на 90° вокруг Z_0). Получаем прослойку с такими же параметрами, но с противоположным по знаку углом ψ .

Следовательно, одна тетрагональная прослойка индуцируемой фазы с параметрами (5), (9) согласует решетки C_1 и C_2 при условии, что их кристаллографические оси будут повернуты вокруг Z_0 на угол $\pm \psi$. Решая аналогичную задачу для W_{110} , получаем та-

Решая аналогичную задачу для W_{110} , получаем такую же структуру доменной стенки, но с противоположными по знаку углами согласования фаз: C_1 соответствует $(-\psi)$, $C_2 - \psi$ (см. рис. 1, δ).

ответствует $(-\psi)$, $C_2 - \psi$ (см. рис. 1, δ). Доменные стенки $W_{10\bar{1}} W_{101}$, разделяющие C_1 и C_3 , имеют прослойку с аналогичными параметрами, но с другой пространственной ориентацией (c_2 параллельна Y_0) и углами поворота $\pm \psi$ кристаллографических осей C_1 и C_3 вокруг оси Y_0 .

Подставляя в уравнения (5), (9), (12) параметры сегнетофазы [13], получаем параметры прослойки для $W_{1\bar{1}0}$, $W_{101}W_{10\bar{1}}$, W_{101} при t = 22 °C (табл. 1), где a_2 , c_2 — параметры ячейки; \mathbf{M}_{ij} — матрицы поворота СК C_1 по отношению к парафазе; D — тензор деформации относительно параметров сегнетофазы; ε_v — относительное изменение объема ячейки при фазовом переходе в индуцируемую фазу; ψ — угол согласования фаз; E — поверхностная плотность упругой энергии доменной стенки, которая определялась по формуле

$$E = 0.5 dC_{ijkl} e_{ij} e_{kl}, \qquad (13)$$

где d — толщина стенки; C_{ijkl} — упругие постоянные [14], e_{ii} , e_{kl} — компоненты D.

Таким образом, домен C_1 может иметь четыре близкие ориентации, которым соответствуют матрицы поворота СК \mathbf{M}_{11} , \mathbf{M}_{12} , \mathbf{M}_{13} , \mathbf{M}_{14} (табл. 1). Угол между осями c_1 смежных доменов, разделенных этим типом стенок, $\alpha = 90^{\circ} \pm 2\psi$. Данный вывод и значение угла ψ хорошо согласуются с рентгендифрактометрическими результатами исследований ($\psi = 0,27 \pm 0,02^{\circ}$ [3]).

Следовательно, в ВаТіО₃ возможно формирование четырех типов структурных доменов, матрицы совмещения которых зависят от температуры. Применяя к ним *F*-операции симметрии парафазы, получаем 12 ориентационных состояний. Обозначим их C_{ij} , где i — номер оси, соответствующей X_0 , Y_0 , Z_0 , близкой к ориентации c_1 ; j — номер одного из четырех типов доменов (рис. 2). Будем обозначать домен D_{ij} , вектор спонтанной поляризации которого совпадает с направлением оси c_1 и которому соответствует ориен-

Таблица 1

Параметры прослоек согласования псевдо-90-градусных доменных стенок

Параметры	W _{1Ī0}	W ₁₁₀	W _{10Ī}	W ₁₀₁	
a ₂ , Å c ₂ , Å ψ, °	4,013 3,991 0,316	4,013 3,991 0,316	4,013 3,991 0,316	4,013 3,991 0,316	
$D \times 10^{-3}$	$\left(\begin{array}{cc} -5,47 & 0 & 0 \\ 5,56 & 0 \\ & & 0 \end{array}\right)$	$\left(\begin{array}{cc} -5,47 & 0 & 0 \\ 5,56 & 0 \\ & & 0 \end{array}\right)$	$\left(\begin{array}{cc} -5,47 \ 0 \ 0 \\ 0 \ 0 \\ 5,56 \end{array}\right)$	$\left(\begin{array}{cc} -5,47 \ 0 \ 0 \\ 0 \ 0 \\ 5,56 \end{array}\right)$	
M _{ij}	$\left(\begin{array}{c} 0,99998 \ -0,0055 \ 0\\ 0,0055 \ 0,99998 \ 0\\ 0 \ 0 \ 1 \end{array}\right)$	$\left(\begin{array}{ccc} 0,99998 & 0,0055 & 0 \\ -0,0055 & 0,99998 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{array}\right)$	$\left(\begin{array}{c} 0,99998 \ 0 \ -0,0055 \\ 0 \ 1 \ 0 \\ 0,0055 \ 0 \ 0,99998 \end{array}\right)$	$\left(\begin{array}{ccc} 0,99998 & 0 & 0,0055\\ 0 & 1 & 0\\ -0,0055 & 0 & 0,99998 \end{array}\right)$	
d, Å E, эрг/см ² ε _v , %	5,67 1,195 0,006	5,67 1,195 0,006	5,67 1,195 0,006	5,67 1,195 0,006	



Рис. 2. Схематическое изображение возможных ориентационных состояний в BaTiO₃ (стрелкой показана ориентация тетрагональной оси c_1)

тационное состояние C_{ij} , антипараллельный ему домен — D^*_{ij} . Всего возможно 24 вида электрических доменов. Что касается 90-градусных доменов, то доменные стенки, разделяющие их, не запрещены [12], но в рамках данной модели невозможно согласовать их кристаллические решетки.

Структура псевдо-180-градусных доменных стенок

Рассмотрим структуру доменной стенки, разделяющую D_{11} и D_{12}^* , которым соответствуют субориентационные состояния C_{11} и C_{12} . Из условия согласования деформаций на границе раздела [12, 15] по-

лучаем, что эти ОС могут быть разделены доменными стенками W_{010} и W_{100} . Проведем анализ структуры W_{010} . Ей в СК парафазы и сегнетофазы (C_{11} и C_{12}) соответствуют следующие уравнения:

$$Y_0 = 0;$$
 (14)

$$X_1 + B_1 Y_1 = 0; (15)$$

$$X_2 - B_1 Y_2 = 0, (16)$$

где $B_1 = \operatorname{ctg} \psi$.

Рассмотрим случай, когда прослойка имеет тетрагональную симметрию (ось c_2 параллельна Z_3). Из уравнения (1) при условии ($A_{33} = 0$)

$$c_2 = a_1 \tag{17}$$

получаем два уравнения Т $\Phi\Gamma$ в СК сегнетофазы (C_{11}):

$$X_1 + MY_1 = 0; (18)$$

$$X_1 - MY_1 = 0, (19)$$

где
$$M = \sqrt{-A_{22}/A_{11}}$$
.

Из равенства (15) и (18) получаем значение параметра a_2 :

$$a_2 = a_1 c_1 \sqrt{(\operatorname{ctg}^2 \psi + 1) / (c_1^2 + a_1^2 \operatorname{ctg}^2 \psi)} \,. \tag{20}$$

Аналогично из формулы (2) с учетом (17), (20) получаем уравнения ТФГ в СК прослойки:

$$X_3 + HY_3 = 0; (21)$$

$$X_3 - HY_3 = 0, (22)$$

где
$$H = \sqrt{-B_{22}/B_{11}} = \sqrt{-(a_2^2 - a_1^2)/(a_2^2 - c_1^2)}$$
.



Рис. 3. Схематическое изображение структуры псевдо-180-градусных доменных стенок:

 $a - W_{010a}, W_{100a}; \delta - W_{010b}, W_{100b}; D_{11}, D_{12}^*$ – ячейки псевдо-180-градусных электрических доменов; P – ячейка прослойки согласования решеток; γ – угол поворота ячейки прослойки; ψ_1, ψ_2 – углы согласования фаз; d – толщина доменной стенки Решая аналогичную задачу для прослойки со стороны C_{12} , получаем прослойку с аналогичными параметрами, но поскольку C_{11} и C_{12} повернуты на угол $\pm \psi$ относительно Z_0 , рассмотрим условия совмещения этих прослоек.

Из проведенного анализа следует, что возможны две структуры псевдо-180-градусной доменной стенки в зависимости от того реализуется ТФГ (22) или (21). Обозначим их как W_{010a} и W_{010b} (рис. 3). Структура W_{010a} соответствует повороту ячейки прослойки вокруг Z_0 на угол ($-\gamma$), W_{010b} — на угол γ . Согласно рис. 3, a,

$$\gamma = \psi_1 - \psi = \psi - \psi_2, \tag{23}$$

где ψ_1 и ψ_2 углы согласования соответственно C_{12} и P (прослойки), P и C_{11} .

Поскольку известны уравнения ТФГ в системах координат C_{11} , C_{12} , P, то для W_{010a} , ψ_1 и ψ_2 получаем как углы между плоскостями (16), (22) и (15), (22):

$$\psi_{1} = \arccos((1 + H \operatorname{ctg}(\psi)) / \sqrt{(1 + \operatorname{ctg}^{2}(\psi))(1 + H^{2})}); (24)$$
$$\psi_{2} = \pi - ---\operatorname{arccos}((1 - H \operatorname{ctg}(\psi)) / \sqrt{(1 + \operatorname{ctg}^{2}(\psi))(1 + H^{2})}). (25)$$

Для W_{010b} значения этих углов получаем из (16), (21) и (15), (21).

Аналогично можно показать, что доменная стенка W_{100} также может иметь две структуры W_{100a} и W_{100b} (см. рис. 3), которые отличаются от W_{010a} , W_{010b} значением параметра a_2 :

$$a_2 = a_1 c_1 \sqrt{(\mathrm{tg}^2 \psi + 1)/(c_1^2 + a_1^2 \mathrm{tg}^2 \psi)}.$$
 (26)

Однако эти доменные стенки, по-видимому, не являются равновесными, поскольку P_s почти перпендикулярен границе раздела ($\alpha_1 = 90^\circ - \psi$).

Параметры структур W_{010a} , W_{010b} , W_{100a} , W_{100b} , $(t = 22^{\circ}C)$ представлены в табл. 2.

Таблица 2

Параметры	W_{010a}	<i>W</i> _{010<i>b</i>}	<i>W</i> _{100<i>a</i>}	W _{100b}		
a ₂ , Å c ₂ , Å Ψ, °	4,035 3,991 0,316 0,0025	4,035 3,991 0,316 0,625	3,991 3,991 0,316 0,0025	3,991 3,991 0,316 0,625		
$\psi_1, \psi_2, \psi_2, \psi_1, \psi_2, \psi_1, \psi_2, \psi_1, \psi_2, \psi_1, \psi_1, \psi_2, \psi_1, \psi_1, \psi_1, \psi_1, \psi_1, \psi_1, \psi_1, \psi_1$	0,635 -0,319	0,0035 0,319	0,635 -0,319	0,0035 0,319		
$D \times 10^{-2}$	$\left(\begin{array}{c} -3,4\times 10^{-5} & 0 & 0 \\ & 1,1 & 0 \\ & & 0 \end{array}\right)$	$\left(\begin{array}{cc} -3.4 \times 10^{-5} & 0 & 0 \\ & 1.1 & 0 \\ & & 0 \end{array}\right)$	$\left(\begin{array}{cc} -1,1 & 0 & 0 \\ 3,3 \times 10^{-5} & 0 \\ 0 \end{array}\right)$	$\left(\begin{array}{cc} -1,1 & 0 & 0 \\ 3,3 \times 10^{-5} & 0 \\ 0 \end{array}\right)$		
d, Å <i>E</i> , эрг/см ² ε _v , %	4,057 6,86 1,1	4,057 6,86 1,1	4,013 3,98 -1,1	4,013 3,98 -1,1		

Параметры прослоек согласования псевдо-180-градусных доменных стенок

Структура 180-градусных доменных стенок

Рассмотрим доменную стенку, разделяющую антипараллельные домены D_{12} и D_{12}^* . Им соответствует ОС C_{12} . Из условия согласования решеток граница раздела может быть произвольной. Однако для уменьшения диполь-дипольного взаимодействия необходимо, чтобы прослойка имела нулевую поляризацию [16, 17]. Будем считать, что этому условию соответствует тетрагональная прослойка, у которой $c_2 \leq a_2$ (c_2 параллельна Z_0).

Из уравнения (1) следует, что 180-градусная доменная стенка будет параллельна P_s (оси c_1), если $A_{11} = 0$, а следовательно,

$$a_2 = c_1.$$
 (27)

Параметр c₂ найдем из условия минимума упругой энергии *E* (13). Из

$$dE/dc_2 = 0, (28)$$

пренебрегая зависимостью толщины доменной стенки d от c_2 , получаем

$$c_2 = a_1 - (C_{1122}/C_{1111})(c_1 - a_1),$$
(29)

где C_{1122} , C_{1111} — упругие постоянные.

Известно [18, 19], что 180-градусные доменные стенки могут формировать призматические и цилиндрические домены. На ТФГ выполняется условие согласования деформации двух фаз. При формировании призматических доменов (одна структура внутри другой) должно еще выполняться условие сохранения объема ячейки при двойниковании. Из равенства объемов ячеек сегнетофазы и прослойки с учетом (27) получаем

$$c_2 = a_1^2 / c_1. (30)$$



гис. 4. Схематическое изображение тоо-градусных доменных стенок, формирующих призматические и цилиндрические домены $(D_{12}, D_{12}^* - антипараллельные домены)$

Для $t = 22^{\circ}$ С значения c_2 , соответствующие (29), (30), являются близкими (3,96; 3,95 Å) поэтому, с учетом погрешностей, будем считать, что ориентация доменных стенок призматических доменов соответствует минимуму упругой энергии прослойки.

Из уравнений (1), (27), (30) получаем следующие уравнения ТФГ в СК сегнетофазы:

$$Y_1 + MZ_1 = 0; (31)$$

$$Y_1 - MZ_1 = 0, (32)$$

где $M = \sqrt{-A_{33}/A_{22}} = a_1/c_1.$

Поскольку уравнения доменной стенки и ТФГ совпадают, то (31), (32) соответствуют ориентации W_{011-t} и $W_{01\bar{1}-t}$ (рис. 4), что хорошо согласуется с экспериментальными результатами [18]. Эти доменные стенки могут формировать ступенчатую границу, которая аппроксимируется криволинейной поверхностью, близкой к цилиндрической (рис. 4).

Аналогично, из (2), (27), (30) получаем уравнения W_{011-t} , $W_{01\overline{1}-t}$ в СК прослойки

$$Y_3 + KZ_3 = 0; (33)$$

$$Y_3 - KZ_3 = 0, (34)$$

где $K = c_1/a_1$.

Из уравнений (33), (31) и (34), (32) получаем, что кристаллографические оси прослоек, соответствующие W_{011-t} и W_{011-t} , повернуты вокруг оси X_1 на угол $\pm \alpha$,

$$\alpha = \arccos(2c_1a_1/(c_1^2 + a_1^2)).$$
(35)

Параметры структур W_{011-t} и $W_{01\overline{1}-t}$ (t = 22 °C) представлены в табл. 3, где e_{ij} — компоненты тензора деформации прослойки относительно сегнетофазы.

Таблица 3

Параметры прослойки согласования 180-градусной доменной стенки

a ₂ , Å	<i>с</i> ₂ , Å	<i>e</i> ₁₁	e ₂₂	e ₃₃	ψ, °	α, °	d, Å	<i>Е</i> , эрг/см ²	ε _υ , %
4,035	3,95	-0,011	0,011	0	0,316	0,63	5,64	6,6	0

Обсуждение полученных результатов и выводы

Из проведенного анализа видно, что в тетрагональной фазе BaTiO_3 возможно формирование трех типов доменных стенок с фазовым переходом первого рода в тетрагональную прослойку индуцированной фазы. Из симметрии ячейки следует, что прослойка имеет или нулевую поляризацию, или P_s направлен вдоль утраченной оси симметрии четвертого порядка. Выбор типа и ориентации равновесной доменной стенки в кристалле определяется из равенства матриц поворотов кристаллографических осей смежных ориентационных состояний с соответствующими матрицами поворотов, определяемых структурой конкретной доменной стенки. Равновесные псевдо-90-градусные доменные стенки разделяют ОС, принадлежащие к разному типу доменов, для которых угол между P_s равен 90° ± 2 ψ . При формировании этих доменных стенок образуется двойникование *F*-типа, близкое к *P*-типу, поскольку совпадает ориентация СК парафазы и прослойки.

Каждая пара близких ориентационных состояний, у которых утрачена при фазовом переходе общая ось четвертого порядка парафазы, может быть разделена двумя псевдо-180-градусными доменными стенками, которым соответствуют не утраченные плоскости симметрии парафазы, проходящие через утраченную ось четвертого порядка. Эти доменные стенки могут иметь две структуры с *F*-типом двойникования. Возможно, наблюдается корреляция между направлением **P**_s в смежных доменах и формированием этих структур. Псевдо-180-градусные доменные стенки могут быть только плоскими, поскольку ступенчатая фазовая граница невозможна ввиду большого значения є, и различия в параметрах прослоек, соответствующих этим взаимноперпендикулярным стенкам. Эти доменные стенки могут также разделять домены с близкими направлениями P_s ($\alpha = 2\psi$).

Структура 180-градусных доменных стенок соответствует двойникованию *F*-типа с нулевым изменением объема ячейки, что позволяет формировать призматические и ступенчатые фазовые границы, которые аппроксимируются поверхностью, близкой к цилиндрической.

Полученные значения толщины и упругой энергии трех типов доменных стенок можно считать нижними предельными значениями, поскольку учет поля деполяризации и диполь-дипольного взаимодействия приведет к увеличению этих значений. Удельные плотности упругих энергий (E/d) псевдо-90-градусных ($0,21 \cdot 10^8$ эрг/см³) и псевдо-180-градусных ($1,68 \cdot 10^8$ эрг/см³) доменных стенок хорошо согласуются с соответствующими значениями, полученными Л. Н. Булаевским для 90- и 180-градусных стенок ($0,3 \cdot 10^8$ эрг/см³; $1,57 \cdot 10^8$ эрг/см³ [20]).

Таким образом, из предлагаемой модели тонких сегнетоэлектрических доменных стенок следует, что в $BaTiO_3$ формируются четыре типа структурных доменов, каждому из которых соответствуют три ориентационных состояния. Смежные домены могут быть разделены тремя видами доменных стенок с фазовым переходом первого рода в индуцируемую фазу без понижения симметрии. Ориентация псевдо-90-градусных доменных стенок соответствует плоскостям симметрии парафазы, которые теряются при фазовом переходе в двух смежных доменах. Субориентационные состояния разделяются плоскими псевдо-180-градусными доменными стенками, ориентация которых соответствует неутраченным плоскостям симметрии па

рафазы, содержащим утраченную ось симметрии четвертого порядка. Эти доменные стенки характеризуются наибольшими значениями плотности упругой энергии и изменения объема ячейки при двойниковании. Антипараллельные домены могут быть разделены 180-градусными доменными стенками, ориентация которых зависит от температуры, соответствует минимуму энергии доменной стенки и нулевому изменению объема ячейки при двойниковании, что позволяет формировать призматические и цилиндрические домены.

Выражаю благодарность А. К. Таганцеву за ценные замечания и полезную информацию, полученную при обсуждении некоторых разделов этой работы.

Список литературы

1. **Chabin M., Gilletta F.** // Investigation of the ferroelastic domain structure on lead phosphate // J. Appl. Cryst. 1977. V. 10. N 7. P. 247–251.

2. Wainer L. S., Baggio R. F., Dussel H. L. Study of domains and domains walls in the $BiVO_4$ // Ferroelectrics. 1981. V. 31. P. 121–126.

3. Шабельников Л. Г., Шехтман В. Ш., Царев О. М. Рентгендифрактометрическое наблюдение структурных изменений в кристаллах титана бария // ФТТ. 1976. V. 18. № 6. С. 1529—1536.

4. Шехтман В. Ш., Смирнова И. С., Седых И. Д. и др. // Кристаллография. 2004. Т. 49. № 1. С. 45—50.

5. **Шувалов Л. А.** Сегнетоэластики // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1979. Т. 43. № 8. С. 1554—1560.

6. Непочатенко В. А., Дудник Е. Ф. Тонкие W' и W доменные стенки в сегнетоэластике $Pb_3(PO_4)_2 // ФТТ. 2003$. Т. 45. № 10. С. 1870—1874.

7. Бульбич А. А., Гуфан Ю. М. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 6. С. 121—129.

8. Даринский Б. М., Дьяченко А. Л., Сапронов Ю. И., Чаплыгин М. Н. // Изв. РАН Сер. Физ. 2004. Т. 68. № 7. С. 920— 926.

9. Дудник Е. Ф., Непочатенко В. А. // Кристаллография. 1980. Т. 25. С. 984—988.

10. Непочатенко В. А., Непочатенко И. А. // Укр. Физ. Журн. 2005. Т. 50. № 1. С. 64—67.

11. **Непочатенко В. А.** // Кристаллография. 2005. Т. 50. № 6. С. 1009—1013.

12. **Sapriel J.** Domain-wall orientations in ferroelastics // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 11. P. 5128–5140.

13. Harada J., Pedersen T., Barnea Z. // Acta Cryst. A. 1970. V. 26. P. 336.

Berlincourt D., Jaffe H. // Phys. Rev. 1958. V. 111. № 1. Р. 143.
 Hепочатенко B. A. Сравнительный анализ двух методов

расчета ориентации доменных стенок в сегнетоэластиках // Кристаллография. 2004. Т. 49. № 5. С. 917—919.

16. Якунин С. М., Шакманов В. В., Спивак Г. В., Васильева Н. В. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 2. С. 373—377.

17. Chaib H., Otto T., Eng L. M. // Phys. Status. Solidi. B. 2002. V. 233. P. 250.

18. Kobayashi J., Yamada N., Nakamura T. // Phys. Rev. Letters. 1963. V. 11. P. 410-414.

Pearson G. L., Feldman W. L. // J. Phys. Chem. Solids. 1959.
 V. 9. P. 28.

20. Булаевский Л. Н. // ФТТ. 1963. Т. 5. № 11. С. 3183—3187.

А. А. Зубреева, **Б. Б. Педько**, канд. физ.-мат. наук, Тверской государственный университет

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ФОРМИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ПОЛЯРНЫХ СРЕЗАХ МОНОКРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ Linbo₃

Комплексным методом проведен расчет энергии активации носителей заряда в кристалле $LiNbO_3$ в интервале температур 20...120 °С. Предложены два возможных механизма фиксации и стирания термооптических изображений. Первый механизм основывается на прыжково-поляронном механизме переноса заряда по глубоким локальным уровням кислородных вакансий. Второй возможный механизм связан с проводимостью биполяронов малого радиуса Nb_{Li}^{3+} Nb_{Nb} и поляронов большого радиуса Nb_{Li}^{3+} .

Введение

Сегнетоэлектрические монокристаллы ниобатов щелочноземельных металлов, и в частности ниобат лития, обладающие высокими фоторефрактивными свойствами, широко применяются для записи оптической информации [1]. Известно также, что для практического применения кристаллов ниобатов лития существенную роль играет оптическая неоднородность, характеризующая постоянство оптических констант по объему образца [1]. Оптическая неоднородность может быть как "врожденной", т. е. обусловленной структурными неоднородностями и изменением состава кристаллов, так и "наведенной", например, проявляющейся в виде эффекта фоторефракции (локального обратимого изменения показателей преломления при освещении кристаллов LiNbO₃ лазерным лучом) [2]. Существуют несколько способов образования в кристалле "наведенных" оптических неоднородностей.

Авторами работы [3] формировались изображения с помощью локальной инжекции электрических зарядов с иглообразного электрода. В работе [4] был рассмотрен механизм формирования и обработки рентгеновского изображения с использованием соответствующего оптического изображения в качестве шаблона. Этот метод основан на тепловом влиянии света на рентгеноструктурные параметры кристалла ниобата лития. В работе [5] была обнаружена возможность записи оптической информации на полярных срезах ниобата лития с помощью нанесения проводящих масок с последующей температурной обработкой. Эффект был назван *термооптическим*. Однако предложенное объяснение [5] обнаруженного явления носило феноменологический характер.

Следует отметить, что практически все указанные способы записи оптических изображений в кристаллах ниобата лития могут быть объяснены с единых позиций. Очевидно, что фиксация изображений обусловлена неоднородным сохраняющимся во времени распределением заряда, причина появления которого носит "полевой" характер.

В настоящей работе сделана попытка объяснения *термооптическо*го эффекта на базе упрощенной модели "заряженная нить на незаряженной диэлектрической поверхности". Данная модель учитывает неоднородность распределения электрического поля, диэлектрические свойства, собственную проводимость среды, пироэффект.

Экспериментальная часть

Суть обнаруженного *термооптического* эффекта заключалась в следующем: на полярный срез кристалла ниобата лития наносились проводящие маски, а затем кристалл нагревали до температур 100...150 °C. Непосредственное наблюдение в поляризованном свете в процессе нагревания показало, что в интервале температур 30...70 °C формировались оптические картины, форма которых повторяла форму нанесенной маски. После охлаждения до комнатной температуры и снятия маски оптическое изображение наблюдалось в течение длительного времени. Было показано, что формирование фазового контраста, являющегося репликой маски, обусловлено появлением оптической двуосности на границах маски в поверхностном слое кристалла, возникающей вследствие локального электрооптического эффекта. При этом двулучепреломление выражается формулой

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 r_{22} E_2, \qquad (1)$$

где Е₂ — появляющееся вследствие неоднородности распределения пироэлектрического заряда тангенциальное электрическое поле в приповерхностном слое. Экспериментально полученная методом оптической компенсации по измерению локального двулучепреломления зависимость распределения электрического поля представлена на рис. 1 [5]. Описанное выше явление требует ответа на два вопроса: в чем причина формирования неоднородного тангенциального поля на поверхности полярного среза, и каков механизм переноса заряда и фиксации его неоднородного распределения.



Рис. 1. Оптическое изображение в виде полос на полярном срезе кристалла $LiNbO_3 + 0,1$ ат. % Мп и распределение рассчитанного в направлении линии AB внутреннего электрического поля $E_{x,y}$

Теоретический анализ

Для объяснения данного явления нами была предложена упрощенная модель "заряженная нить на незаряженной диэлектрической поверхности", которая учитывает комплекс физических свойств кристалла (неоднородность распределения электрического поля, диэлектрические свойства, пироэффект). Здесь заряженная нить являлась упрощенным аналогом заряженной маски. Для нахождения непосредственно электрического поля в приповерхностном слое учтем граничные условия на поверхности раздела сред проводник—диэлектрик:

$$D_n = \sigma,$$
 (2)

где σ — поверхностная плотность заряда на нити. Допустим, что на границе с нитью в приповерхностном слое кристалла толщиной *h* заряд имеет пироэлектрическую природу. Поле от заряженной нити в кристалле будет равным по значению полю заряженной нити, но противоположно по знаку, что следует из соображений экранирования внешнего поля на плоскости [6]:

$$\boldsymbol{E} = \frac{2\lambda}{2\pi\varepsilon_0\varepsilon r},\tag{3}$$

где λ — линейная плотность заряда нити; r — расстояние от нити; ε диэлектрическая проницаемость кристалла. На практике плотность заряда ρ в слое кристалла h, связанную с линейной плотностью заряда нити, можно найти из выражения для пироэлектрического эффекта:

$$\Delta \boldsymbol{P}_{s} = \gamma \Delta T, \qquad (4)$$

где ΔP_s — изменение спонтанной поляризации; γ — пироэлектрический коэффициент; ΔT — изменение температуры [7]. Для нахождения тангенциальной составляющей поля нити в приповерхностном слое *h* выберем направление *X* в кристалле и найдем проекцию поля на это направление (рис. 2):

$$E_x = \frac{2\rho d}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r_x} \cos\alpha, \qquad (5)$$

где ρd — плотность заряда в приповерхностном слое; α — угол между направлением поля в кристалле и его проекцией на оси X; r_x проекция расстояния от нити. Построенное распределение тангенциальной составляющей электрического поля нити в приповерхно-



Рис. 2. Приповерхностный слой кристалла на границе с заряженной нитью



Рис. 3. Теоретическое распределение тангенциальной составляющей поля от заряженной нити в приповерхностном слое кристалла толщиной *h* на границе с маской

стном слое с помощью математического пакета Maple 6.0 качественно хорошо согласуется с экспериментально полученной зависимостью (рис. 3). Для диэлектрической проницаемости кристалла є нет различия между компонентами ε_{11} и ε_{22} , поскольку кристалл ниобата лития принадлежит к симметрии 3*m*, следовательно термооптический эффект не проявляет анизотропии.

Механизм фиксации и стирания термооптических изображений

Перейдем непосредственно к механизму фиксации и стирания "термооптических" изображений. Неоднородное распределение тангенциального электрического поля приводит к неоднородному распределению заряда в приповерхностном слое кристалла и появлению "термооптического" изображения.

Конкретное объяснение механизма фиксации термооптических изображений в кристалле ниобата лития основывается на прыжковополяронном механизме переноса заряда с участием вакансий кислорода в кристаллах ниобата лития в интервале температур 20...120 °C [8]. Расчет концентрации свободных носителей заряда при охлаждении кристалла [8] подтвердил возможность "замораживания" неравновесной концентрации носителей заряда, превышающей равновесные значения и практически не меняющейся с течением времени при температурах, близких к комнатной. В нелегированных кристаллах конгруэнтного состава преобладающими точечными дефектами, по-видимому, являются вакансии V_{Li} . Для компенсации зарядов V_{Li} должны существовать положительно заряженные центры, в качестве которых могут рассматриваться: вакансии кислорода $V_{\rm O}^{2+}$ и $V_{\rm O}^{+}$, т. е. F^+ -центры и ионы ниобия, замещающие литий $({\rm Nb}_{\rm Li})^{4+}$. Эти центры могут менять заряд, т. е. выполнять функции доноров или акцепторов (ДА-центры).

В работе [5] сделан вывод о том, что в ниобате лития при температурах ниже 60...80 °С возможно длительное существование неравновесных объемных носителей заряда и нескомпенсированных пироэлектрических полей. В нашем случае это определяет высокую стабильность термооптических изображений в кристалле ниобата лития. В соответствии с моделью В. М. Фридкина [6] конфигурация внутренних электрических полей в сегнетоэлектрических кристаллах (в нашем случае поля, обусловливающего проявление изображения) определяется распределением объемного заряда, который располагается на ловушках.

Обобщая все сказанное выше можно сделать следующее предположение: при нагревании кристалла при 30...70 °С происходит увеличение его проводимости за счет роста концентрации своболных носителей. термически возбужденных с локальных уровней, в результате чего происходит дрейф носителей заряда в кристалле, который объясняется прыжковой проводимостью по глубоким локальным уровням кислородных вакансий. Электрическое поле от заряженной нити фиксирует заряды в ловушках кристалла ниобата лития (т. е. распределение заряда зависит от конфигурации электрического поля заряженной нити). Этим можно объяснить высокую стабильность термооптических изображений в кристалле ниобата лития при температурах, близких к комнатной.

Далее было установлено, что отклонение от стехиометрии приводит к сильной степени разупорядочения структуры кристалла ниобата лития. И основной причиной термо- и фотоиндуцированных изменений поглощения света считается образование структурных дефектов замещения NbLi (antisite defect), которые являются глубокими электронными ловушками [9]. Указанные дефекты представляют собой пару ионов ниобия, расположенных вдоль оси c_3 (ось Z) на расстоянии ~0,3 нм. Пары Nb_{Li}-Nb_{Li} образуют поляроны малого радиуса

при локализации одного и биполяроны Гайтлера-Лондона при локализации двух электронов. Повидимому именно эти дефекты являются причиной проявления термооптического эффекта. Рассмотрим механизм стирания и фиксации изображений более подробно. Согласно [10] процесс восстановительного отжига ниобата лития сопровождается потерей кислорода образцом, высвободившиеся электроны захватываются имеющимися локальными ловушками. Кроме того, предполагается, что катионы, образовавшиеся при диссоциации поверхностных молекул LiNbO3, диффундируют в объем кристалла и заполняют катионные вакансии V_c. Захват электрона из зоны проводимости на *b*-дефекте (дефект вида $Nb_{Li} - Nb_{Nb}$), равном ~2 · 10²⁰ см⁻³ приводит к образованию малого полярона *P* Nb_{Li}⁴⁺ - Nb_{Nb}⁵⁺, имеющего оптическую полосу поглощения 1,64 эВ. Соответственно захват *b*-дефектом двух электронов приводит к образованию биполярона В с широкой оптической полосой в спектрах поглощения в интервале 1,7...4 эВ. В предлагаемой модели для более полного описания экспериментальных фактов введем в рассмотрение дополнительные дефекты, связанные с взаимодействием ионов Nb, занимающих позиции Li (Nb_{Li}—Nb_{Li}). Минимальное расстояние между позициями ионов Li в структуре ниобата лития составляет 3,76 Å (0,376 нм) с числом ближайших соседей, равным трем [11]). Считая распределение дефектов вида Nb_{Li} случайным, получим число ионов Nb_{Li}, имеющих ближайшими соседями другой Nb_{Li}, равное $3 \cdot 10^{-4}$, или 0,03 % от общего числа литиевых узлов. В нашей лаборатории были получены зависимости остаточного светового потока от температуры — ОСП (T) — для кристаллов ниобата лития различного состава.

Как видно на графиках для кристаллов конгруэнтного состава, на зависимости 1 рис. 4 явно выражено два пика в районе 60 °C и в интервале температур 80...100 °C. При легировании кристалла ниобата лития различными примесями происходит явно выраженное уменьшение пика ОСП (T) (рис. 5) при одинаковых скоростях нагрева. Пер-



Рис. 4. Зависимости $I_{\perp}/I_{\parallel}(T)$ для конгруэнтных кристаллов LiNbO₃ в центральной области при скорости нагрева 3 °С/мин: I — необработанный кристалл; 2 — редуцированный кристалл (I_{\perp} и I_{\parallel} обозначают интенсивности светового потока, прошедшего через систему поляроид кристалл—поляроид при скрещенных и параллельных поляроидах соответственно)

вый пик на кривой 1 (см. рис. 4) можно объяснить биполяронами малого радиуса $Nb_{Li}^{3+} Nb_{Nb}$, используя приведенный выше прыжково-поляронный механизм переноса заряда и новые спектральные данные о носителях заряда в ниобате лития в интервале температур 20...150 °С. Следовательно, в области температур 60...80 °С имеет место проводимость, обусловленная биполяронами [12]. Второй пик температурной зависимости ОСП (Т) в интервале 80...100 °С, который соответствует исчезновению оптических изображений, вызван сменой основных носителей заряда. На сме-



Рис. 5. Температурная зависимость остаточного светового потока в кристаллах НЛ [1]: нелегированный кристалл (кривая 1); 0,5 вес. % WO₃ (кривая 2); 0,5 вес. % MgO (кривая 3); 0,1 вес. % CuO (кривая 4); 0,1 вес. % MoO₃ (кривая 5)

ну биполяронам появляются поля-

роны большого радиуса Nb_{Li}^{3+} , что также подтверждается спектральными измерениями. При температурах 80...100 °C, соответствующих быстрому спаданию ОСП (T), происходит разрушение этих поляронов. Причиной разрушения поляронного состояния при температурах. много меньших энергии связи полярона, является то, что уже при таких температурах средняя скорость теплового движения поляронов оказывается больше минимальной фазовой скорости фононов. При таком сверхзвуковом движении полярон теряет свою фононную оболочку ("поляризационную шубу"), т. е. разрушается [12]. Именно поэтому самое контрастное оптическое изображение в форме нанесенной маски наблюдается в кристалле конгруэнтного состава при температурах 60...70 °С.

Механизм фиксации и стирания "термооптических" изображений объясняется следующим образом.

1. При нагревании кристалла в диапазоне 30...70 °С происходит увеличение проводимости кристалла за счет роста концентрации свободных носителей, термически возбужденных с локальных уровней, в результате чего происходит дрейф носителей заряда в кристалле, который объясняется прыжковой проводимостью биполяронов малого радиуса Nb³⁺_{Li} Nb_{Nb} по глу-

боким локальным уровням кислородных вакансий. Электрическое поле от заряженной нити перераспределяет и фиксирует заряды в ловушках кристалла ниобата лития (т. е. распределение заряда зависит от конфигурации электрического поля заряженной нити).

2. Под действием скоррелированного полем движения поляронов происходит локальное искажение решетки кристалла на границе с маской, тем самым фиксируется оптическая неоднородность в форме маски.

3. При температурах 80...100 °С происходит разрушение поляронов большого радиуса и соответственно исчезновение изображений. Полное же стирание изображений происходит при температурах 150...160 °С, что соответствует исчезновению поляронов большого радиуса.

Для того чтобы подтвердить предположения о поляронной при-

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 4, 2007 -




роде проводимости, нами был проведен эксперимент по исследованию зависимости остаточного светового потока от температуры (ОСП (T)) в монокристалле ниобата лития LiNbO₃ (Mn 0,5 %). Наблюдаемые картины (рис. 6) в кристалле ниобата лития фиксировались камерой и передавались в компьютер с помощью карты видеозахвата. Затем в программе MGA VIDEO PRESE-NTATION изображения обрабатывались и передавались в программу ANALYZER, где выбиралось определенное направление сканирования (в нашем случае от края маски до края кристалла и вдоль края маски). Каждой выбранной точке

Энергии активации носителей заряда в ниобате лития, посчитанные комплексным методом для кристаллов разного состава и для различных интервалов температур

<i>T</i> , °C	Состав кристалла	Энергия акти- вации, <i>E</i> _a , эВ
2560	Кристалл с Mn 0,5 %	0,5
2560	Конгруэнтный [1]	0,5
3065	Стехиометрический	0,2
6090	Конгруэнтный оксидированный кристалл, нагрев 3 °С/мин	1,7
>80	Конгруэнтный оксидированный кристалл, нагрев 6 °С/мин	1,48
>100	Кристалл, подвергнутый редуцированию с последующим оксидированием	0,9

соответствовал ряд температурных значений ОСП (T). Приведем ряд зависимостей ОСП (T), полученных в работе [13]. Из приведенных зависимостей ОСП (T) с помощью комплексного метода были посчитаны энергии активации носителей заряда в интервалах температур 25...100 °С для различного состава (см. таблицу).

Для сравнения полученных значений энергий активации воспользуемся аналогичными температур-

ными зависимостями $\lg \frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}} (T^{-1})$

работы [13]. Полученные температурные зависимости ОСП (*T*) и

 $\lg \frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}} (T^{-1})$ в нашем эксперименте

имели характер, аналогичный приведенным ниже температурным зависимостям. Температурное поведение кривых ОСП (T) и зависи-

мости $\lg \frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}} (T^{-1})$ для кристаллов

различного состава представлены на рис. 7 [13]. На рис. 8, полученном нами на основе измерений, явно виден излом в температурной зависимости логарифма проводимости lnσ в районе 80...90 °C, который подтверждает наличие локального фазового перехода.

Как следует из таблицы, в кристаллах конгруэнтного, стехиометрического состава и с содержанием Mn 0,5 %, т. е. с минимальным количеством дефектов и примесей в



Рис. 7. Участки спада зависимости $I_{\perp}/I_{\parallel}(T)$ в логарифмическом масштабе для оксидированного конгруэнтного кристалла при разных скоростях нагрева: кривая I - 3 °С/мин; кривая 2 - 6 °С/мин; I_{\perp} и I_{\parallel} обозначают интенсивности светового потока, прошедшего через систему поляроид—кристалл—поляроид при скрещенных и параллельных поляроидах соответственно [13]



Рис. 8. Зависимость логарифма проводимости $\ln \sigma$ от обратной температуры (1/*T*) для кристалла Mn 0,5 %. Наличие локального фазового перехода в районе 80 °C подтверждается экспериментально

интервале температур 20...80 °С, присутствуют поляронная проводимость, которая соответствует энергии активации 0,2...0,6 эВ. Со снижением кислородных вакансий и увеличением примесей и дефектов образование поляронов затруднено, и их место занимает ярко выраженная примесная проводимость, которой соответствует энергия активации 1,7...1,48 эВ. То есть наше предположение о поляронном механизме фиксации и стирания изображений подтверждаются. Но сам комплексный метод имеет широкий диапазон применения в изучении оптических свойств кристалла.

Выводы

1. Для теоретического анализа эффекта использовался математический пакет Maple 6.0, с помощью которого построено теоретическое распределение тангенциальной составляющей поля заряженной нити (маски), которое дало хорошее качественное и количественное согласие с экспериментальными данными, полученными методом оптической компенсации по измерению локального двулучепреломления.

2. При нагревании кристалла (30...70 °C) происходит увеличение проводимости кристалла за счет роста концентрации свободных носителей, термически возбужденных с локальных уровней, в результате чего происходит дрейф носителей заряда в кристалле, который объясняется прыжковой проводимостью по глубоким локальным уровням кислородных вакансий. Электрическое поле от заряженной нити распределяет и фиксирует заряды в ловушках кристалла ниобата лития (т. е. распределение заряда зависит от конфигурации электрического поля заряженной нити).

3. Предложен механизм фиксации и стирания "термооптических" изображений в монокристалле ниобата лития, основанный на прыжковом механизме поляронов и биполяронов. Данные предположения подтверждены спектральными исследованиями других авторов. Стирание оптических изображений происходит при температуре 80...90 °С, что связано с исчезновением бипо-

ляронов малого радиуса $Nb_{Li}^{3+} Nb_{Nb}$.

Полное же стирание оптических неоднородностей происходит при температуре 150...160 °С, что соответствует исчезновению поляронов большого радиуса вследствие их сверхзвукового движения, при котором полярон теряет свою фононную оболочку.

4. Комплексным методом проведен расчет энергии активации носителей заряда в интервале температур 20...120 °С, который дал хорошее согласие с результатами других исследователей.

Список литературы

1. **Кузьминов Ю. С.** Электрооптический и нелинейнооптический кристалл ниобата лития. М.: Наука, 1987. 267 с.

2. Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир, 1981. 736 с.

3. Фрегатов С. О., Шерман А. Б. Локальное формирование заряда в LiNbO₃ с помощью подвижного иглообразного электрода // ФТТ. 1999. Т. 41, № 3. С. 510.

4. Трушин В. Н., Жолудев А. А., Фадеев М. А., Чупурнов Е. В., Хохлов А. Ф. Формирование рентгеновских изображений воздействием оптического изображения на дифрагирующий кристалл ниобата лития // ЖТФ. 1997. 67. № 9. С. 76—79.

5. Педько Б. Б., Кислова И. Л., Волк Т. Р., Лебедев Э. В. Новые эффекты памяти в кристаллах LiNbO₃ // Кристаллография. 1999. Т. 44. № 1. С. 143.

6. Богомолов А. А., Иванов В. В. Сегнетоэлектрики-полупроводники (учебное пособие). Калинин: Изд. Калининского государственного университета, 1978. 37 с.

7. Богомолов А. А., Иванов В. В. Практикум по физике сегнетоэлектриков. Тверь: Изд. Тверского государственного университета, 2001. 72 с.

8. Блистанов А. А., Гераськин В. В., Хретинина А. В. Механизм электропроводности ниобата лития // Изв. вузов. Материалы электронной техники. 1998. В. 1. С. 28—33.

9. Abrahams S. C., Marsh P. // Acta. Cryst. B42, 61 (1986).

10. Schirmer O. F., Thieman O., Wohlecke M. Defects in LiNbO₃ – experimental aspects // J. Phys. Chem. Solids. 1991. V. 52. P. 185.

11. Ахмадулин И. Ш., Голенищев-Кутузов В. А., Мигачев С. А. Электронная структура глубоких центров в LiNbO₃ // ФТТ. 1998. Т. 40. Р. 1109—1111.

12. Мясникова Т. П., Мясникова А. Э. Оптические спектры ниобата лития // ФТТ. 2003. Т. 45. С. 12, 2230.

13. Лебедев Э. В. Кандидатская диссертация. Тверь, ТвГУ, 1998. С. 73, 83, 86—90.

УДК 536.421.1

Д. В. Абрамов, канд. физ.-мат. наук,
С. М. Аракелян, д-р физ.-мат. наук, проф.,
А. Ф. Галкин, канд. физ.-мат. наук,
И. И. Климовский*, д-р физ.-мат. наук, проф.,
А. О. Кучерик,
В. Г. Прокошев, канд. физ.-мат. наук,
Владимирский государственный университет,
г. Владимир

* Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, г. Москва

НАНОСТРУКТУРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ГРАФИТОВЫХ ОБРАЗЦОВ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Проведены исследования по взаимодействию лазерного излучения с графитовыми образцами при различных режимах воздействия. С использованием лазерного усилителя яркости зарегистрированы процессы, протекающие на поверхности непосредственно в процессе воздействия, обнаружены признаки плавления. После лазерного воздействия с использованием зондового микроскопа внутри области воздействия обнаружены наноструктуры.

Введение

Использование лазерных проекционных микроскопов позволяет регистрировать процессы, протекающие в области воздействия лазерного излучения на вещество. Таким образом, становится возможным управление лазерными технологическими процессами в реальном масштабе времени. В настоящее время углеродные наноструктуры получают в основном химическим путем, поскольку получение их из жидкой фазы углерода затруднено вследствие неустойчивости этого состояния. В данной работе проведены исследования по взаимодействию лазерного излучения с графитовыми образцами (спектрально чистый графит, электрографитированные щетки — марка ЭГ-2А, стеклоуглерод, пирографит и т. д.) при различных режимах воздействия, обнаружены признаки плавления и образование наноструктур.

Экспериментальная установка

В экспериментах применялась установка, аналогичная использованной в работах [1—4]. Образец нагревался сконцентрированным излучением лазера на YAG:Nd³⁺ ($\lambda = 1,06$ мкм), работающего в импульснопериодическом режиме (длительность импульса $\tau =$ = 1,5...2,5 мс, частота следования импульсов *f* = 150 Гц). Средняя мощность излучения изменялась в пределах 20...100 Вт, размер лазерного пятна на образце изменялся от 100 мкм до 1 мм, при этом обеспечивалась плотность мощности излучения на поверхности образца до 10⁷ Вт/см².

Наблюдение зоны взаимодействия лазерного излучения с поверхностью образца осуществлялось с помощью лазерного монитора. Регистрация изображения зоны взаимодействия, получаемого с помощью лазерного монитора, осуществлялась с помощью CCD-SMOS-камеры.

Экспериментальные результаты

Были проведены эксперименты на различных графитовых образцах (спектрально чистый графит, стеклоуглерод, пирографит), при этом изменялся режим воздействия. В первом случае излучение силового лазера падало перпендикулярно поверхности, во втором — под некоторым углом.

Экспериментальные результаты, характерные для первого режима воздействия, подробно описаны в работах [1, 5]. Использование метода восстановления трехмерного рельефа поверхности по ее двумерному изображению [5] позволило определить, что в процессе воздействия происходит плавление углерода. Для подтверждения выдвигаемой гипотезы излучение силового лазера подавалось под углом к поверхности образца, в этом случае при образовании жидкого углерода можно ожидать его вытекания под действием давления паров отдачи в сторону, противоположную их действию. На рис. 1, *а*, *б*, *в* приведены три видеокадра, иллюстрирующие эволюцию поверхности гра-









фитового образца под действием лазерного излучения. Видно, что первоначально на поверхности образца образуется продолговатая каверна. Со временем происходит увеличение ее размеров и формирование ободка, расположенного по границе каверны и выступающего над поверхностью графита.

Затем в головной части каверны, образующейся вокруг области фокусировки излучения YAG:Nd³⁺-лазе-



Рис. 3. Наноструктуры на поверхности графитовых образцов внутри лазерной каверны:

a — отдельные наноструктуры на поверхности стеклоуглерода; δ — периодически расположенные наноструктуры на поверхности пирографита ра, происходит вытекание жидкого углерода, приводящее к разрыву соответствующей части ободка (место разрыва обозначено стрелкой) и растеканию жидкого углерода по поверхности образца на расстояние около 0,2 мм от ободка каверны.

Исследование образцов после лазерного воздействия

После воздействия лазерного излучения поверхность образцов исследовалась с помощью оптического и зондового микроскопов, что позволило определить макро- и микромасштабы произошедшей модификации. Были определены формы каверны и характерные элементы рельефа образцов, указывающие на плавление образцов в процессе воздействия (рис. 2). Как видно, после воздействия явным образом фиксируется образование волновых структур вблизи края области воздействия, что хорошо согласуется с оптическими наблюдениями непосредственно в процессе воздействия.

С помощью зондового микроскопа внутри лазерной каверны были обнаружены наноструктуры (рис. 3), образование которых в соответствии с работой [6], возможно только в случае плавления материала.

Выводы

Таким образом, в настоящей работе проведены комплексные исследования по воздействию лазерного излучения на поверхность графитовых образцов. Обнаружены признаки плавления образцов при давлении, близком к атмосферному. Зарегистрировано образование наноструктур внутри лазерной каверны.

Список литературы

1. Абрамов Д. В., Аракелян С. М., Галкин А. Ф., Гамыгин К. А., Климовский И. И., Кучерик А. О., Прокошев В. Г. Временная эволюция поверхности графита под действием сконцентрированного лазерного излучения // В сб.: Научные труды Института теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН. Вып. 6 #8211. 2003 / Под ред. В. Е. Фортова и А. П. Лихачева. М.: ОИВТ РАН. 2004. С. 193–198.

2. Прокошев В. Г., Галкин А. Ф., Климовский И. И., Данилов С. Ю., Абрамов Д. В., Аракелян С. М. Квантовая электроника. 1998. 25. С. 337–340.

3. Прокошев В. Г., Климовский И. И., Галкин А. Ф., Абрамов Д. В., Аракелян С. М. // Известия Академии наук. Серия физическая. 1997. 61. С. 1560—1564.

4. Багаев С. Н., Кучерик А. О., Абрамов Д. В., Аракелян С. М., Климовский И. И. // Доклады Академии наук. 2004. 395. № 2. С. 183—186.

5. Абрамов Д. В., Аракелян С. М., Климовский И. И., Кучерик А. О., Прокошев В. Г. Визуализация и восстановление рельефа области лазерного воздействия на поверхность графита // Известия Академии наук. Серия физическая. 2006. Т. 70. № 3. С. 423—426.

6. Simakin A. V., Voronov V. V., Shafeev G. A. Self-organized 3D structures under laser evaporation of solids: formation and properties // Proc. of SPIE. V# 5121. 2003. P. 103–109.

Моделирование и конструирование **HMCT**

УДК 621.3.049.76

В. М. Любимский, д-р техн. наук, проф., Новосибирский государственный технический университет

ИЗГИБ ИЗОТРОПНОЙ ДЛИННОЙ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПЛАСТИНКИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПРИТЯЖЕНИЯ И ПОПЕРЕЧНОЙ НАГРУЗКИ

Получено дифференциальное уравнение, решение которого описывает прогибы изотропной длинной прямоугольной пластинки при совместном действии электростатического притяжения и поперечной нагрузки. Найдены приближенные решения полученного дифференциального уравнения для жестко закрепленной по двум длинным сторонам пластинки несколькими методами. Выяснено, что при прогибах пластинки сравнимых с расстоянием между электродами, результаты вычислений зависят от метода расчета, в то время как при малых прогибах пластинки все рассмотренные методы дают близкие результаты.

Введение

Поведение простейшей электромеханической системы, состоящей из двух плоских параллельных электродов, один из которых прикреплен к пружине, а к электродам приложена разность потенциалов U, рассматривалось в работах [1-4]. Кроме того, в работах [2-4] описана модель эффекта неконтролируемого электростатического притяжения, когда прогибы жестко закрепленных диафрагм различных форм обусловлены совместным действием электростатического притяжения и однородной поперечной нагрузки. Причем в этих работах полагалось, что прогибы диафрагм составляют 0,1-0,2 их толщин. Электростатическое взаимодействие между электродами рассматривалось как давление, и уравнения изгиба (дифференциальные уравнения четвертого порядка) записаны в виде, аналогичном уравнениям действия поперечной нагрузки [5]. При этом ошибочно считалось, что электрическое поле между двумя электродами однородно, как это имеет место в простейшей электромеханической системе. Кроме того, в работе [4] сделано ошибочное утверждение, что у длинной жестко закрепленной по двум сторонам пластинки при "некотором удалении от коротких кромок под действием поперечной нагрузки срединная поверхность пластинки приобретает форму, близкую к цилиндрической". Ошибочность этого утверждения связана с тем, что нагрузка, действующая на электроды при приложении к ним не зависящей от координат разности потенциалов, является функцией координат, и форма поверхности пластинки при действии электрического поля отличается от формы поверхности этой пластинки при действии на него равномерно распределенной нагрузки.

Описание прогибов длинной прямоугольной пластинки при совместном действии электростатического притяжения и однородной поперечной нагрузки представляет самостоятельный интерес, и, кроме того, полученное решение может быть использовано для выбора аппроксимирующей функции при нахождении приближенных решений диафрагм различных форм [2—5].

Цель работы

Целью данной работы является вывод дифференциального уравнения, решение которого описывает малые по сравнению с толщиной прогибы длинной прямоугольной изотропной пластинки при совместном действии поперечной нагрузки и электростатического притяжения между электродами с разностью потенциалов, не зависящей от координат; выполнение решения этого уравнения несколькими методами для жестко закрепленной по длинным сторонам пластинки и сравнение результатов решений между собой.

Теория

Рассмотрим совместное действие на электроды, выполненные в виде параллельных прямоугольных пластин с размерами $2a \times b \times h$, $2a \times b \times H$, где $2a \ll b$, $h \ll H$, $h \ll 2a$, $d \ll h$, поперечной нагрузки P и электрического поля, возникающего при приложении между электродами независящей от координат разности потенциалов U (рис. 1).

Работа по упругой деформации подвижного электрода и сообщения заряда *Q* конденсатору, образован-





ному электродами (рис. 1), совершается за счет источника тока A_1 и поперечной нагрузки A_2 и равна энергии электрического поля между электродами E_1 и энергии упругой деформации подвижного электрода E_2 :

$$A_1 + A_2 = E_1 + E_2; (1)$$

$$\begin{split} A_1 &= QU = U^2 \varepsilon \varepsilon_0 \iint \frac{dy dx}{d - w(x, y)}; \ A_2 &= \iint Pw(x, y) dy dx; \\ E_1 &= \frac{\varepsilon \varepsilon_0 U^2}{2} \iint \frac{dy dx}{d - w(x, y)}; \end{split}$$

где є — диэлектрическая проницаемость; ε_0 — электрическая постоянная; d — расстояние между подвижным и неподвижным электродами; w(x, y) — прогиб подвижного электрода.

В случае длинной прямоугольной пластинки $(b \gg 2a)$ [5, с. 106]

$$E_2 = \frac{D}{2} \iint \left(\frac{d^2 w(x, y)}{dx^2} \right)^2 dy dx; \quad D = \frac{h^3 E}{12(1 - v^2)},$$

где *E* — модуль Юнга; *D* — изгибные жесткости диафрагмы; v — коэффициент Пуассона.

Из формулы (1) следует, что

$$b\int_{-a}^{a} \left[\frac{D}{2} \left(\frac{d^2 w(x)}{dx^2}\right)^2 - \frac{\varepsilon \varepsilon_0 U^2}{2(d - w(x))} - Pw(x)\right] dx = 0, \quad (2)$$

где 2a — ширина электродов; w(x) — прогиб подвижного электрода после интегрирования по *y*.

Для выполнения (2) необходимо, чтобы подынтегральное выражение удовлетворяло уравнению Эйлера [6, с. 323]. Тогда

$$\frac{d^4 w(x)}{dx^4} - \frac{\varepsilon \varepsilon_0 U^2}{2D(d - w(x))^2} - \frac{P}{D} = 0.$$
 (3)

Уравнение (3) совпадает с дифференциальным уравнением, которое использовалось в работах [2, 3], но при этом нет необходимости в предположении об однородности электрического поля. Если w(x) не зависит от координат, то уравнение (3) соответствует уравнению для простейшей электромеханической системы [1].

Запишем уравнение (3) через безразмерные параметры

$$X = \frac{x}{a}; \ z(X) = \frac{w(x)}{d}; \ V = \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0 a^4 U^2}{2 D d^3}}; \ q = \frac{a^4 P}{D d}.$$

Тогда

$$\frac{d^4 z(X)}{dX^4} - \frac{V^2}{\left(1 - z(X)\right)^2} - q = 0.$$
 (4)

Частным решением однородного уравнения (4) является

$$z(X) = 1 + \sqrt[3]{\frac{81}{40}} V^2 X^4.$$
 (5)

Хотя уравнение (5) не удовлетворяет граничным условиям для жестко защемленной пластинки, которые при выборе начала отсчета так, как показано на рис. 1, имеют вид [5]

$$z(\pm 1) = 0 \quad \text{i} \quad z'(\pm 1) = 0, \tag{6}$$

тем не менее это уравнение дает возможность судить о форме поверхности подвижного электрода при $V \neq 0$.

Точное решение уравнения (4) нам не известно; приближенное решение можно найти следующими способами: 1) разложить в ряд $(1 - z(X))^{-2}$ для прогибов z(X) < 1 и найти точное решение полученного уравнения; 2) получить приближенное решение уравнения (4).

Способ 1. Прогиб подвижного электрода при положительном давлении (расстояние между электродами при приложении давления уменьшается) не может быть больше расстояния между электродами, поэтому в данном случае всегда $z(X) \le 1$ и второе слагаемое в (4) может быть разложено в ряд:

$$(1 - z(X))^{-2} \approx 1 + 2z(X) + 3z(X)^{2} + \dots$$
(7)

В нулевом приближении $(1 - z(X))^{-2} \approx 1$ и уравнение (4) при граничных условиях (6) имеет точное решение

$$z(X) = \frac{V^2 + q}{24} (1 - X^2)^2,$$
(8)

что соответствует результату для равномерно распределенной нагрузки [2, 5].

В первом приближении $(1 - z(X))^{-2} \approx 1 + 2z(X)$ и тогда точное решение дифференциального уравнения при выборе начала отсчета по оси *x* так, как показано на рис. 1, и краевых условиях (6) равно

$$z(X) = 2C_1 \cosh(BX) + 2C_3 \cos(BX) - \frac{A}{B^4}, \qquad (9)$$

где $A = V^2 + q$; $B^4 = 2V^2$;

$$C_{1} = \frac{A}{2B^{4}} \frac{\sin B}{\sin B \cosh B + \cos B \sinh B};$$
$$C_{3} = \frac{A}{2B^{4}} \frac{\sinh B}{\sin B \cosh B + \cos B \sinh B},$$

причем $\lim_{V \to 0} z(X) = \frac{q}{24} (1 - X^2)^2$, и совпадает с выражением (8) при V = 0.

Учет следующего слагаемого в ряду (7) приводит к дифференциальному уравнению, точное решение которого неизвестно.

Способ 2. Приближенные решения уравнения (4) [6, с. 613] предполагают использование аппроксимирующих функций. Использовать уравнение (5) в качестве аппроксимирующей функции нам представляется нецелесообразным, так как производная этой



1 - q = 8,75; 2 - q = 0; 3 - q = -8,75

функции по X при X = 0 равна бесконечности, что не соответствует реальным прогибам. Поэтому в качестве аппроксимирующих функций будем использовать (8) и (9).

1. **Метод коллокации**. Решение уравнения (4) будем искать, взяв аппроксимирующую функцию в виде, соответствующем первому приближению (9):

$$z(X) = a \mathbb{1}_0 \Big[2C_1 \cosh(BX) + 2C_3 \cos(BX) - \frac{A}{B^4} \Big].$$
(10)

Подставляем (10) в уравнение (4) и при X = 0 находим $a1_0$. Уравнение для определения $a1_0$:

$$2a1_0B_4(C_1 + C_3) =$$

= $V^2 \left(1 - a1_0 \left(2C_1 + 2C_3 - \frac{A}{B^4} \right) \right)^{-2} + q.$ (11)

Аналитическое решение уравнения (11) относительно $a1_0$ имеет громоздкий вид. Зависимости $a1_0$ от V для q, равных 8,75, 0 и -8,75 приведены на рис. 2. Из рис. 2 видно, что эти зависимости не монотонные.

2. Решение дифференциального уравнения (4). Его можно свести к решению вариационной задачи [6, с. 328].

Запишем уравнение (2) в безразмерных величинах. Тогда

$$\int_{-1}^{1} \left[\left(\frac{d^2 z(X)}{dX^2} \right)^2 - \frac{2V^2}{(1 - z(X))} - 2qz(X) \right] dX = 0.$$
(12)

Воспользуемся итерационной формулой [7]

$$(1 - z(X))^{-1} \approx \alpha + (\beta + z(X))^2,$$

где $\alpha = 0,45469, \beta = 0,71285.$ Согласно [7] итерационная формула при 0 < z(X) < 0,5 дает ошибку $\delta < 0,03715.$

Аппроксимирующую функцию возьмем в виде

$$z(X) = a 21_0 \left[2C_1 \cosh(BX) + 2C_3 \cos(BX) - \frac{A}{B^4} \right]$$
(13)

и подставим в (12), заменив знаменатель второго слагаемого приближенным выражением.

Тогда [5, 6]

$$\frac{\partial}{\partial a^2 I_0} \left[\int_{-1}^{1} \left[\left(\frac{d^2 z(X)}{dX^2} \right)^2 - 2V^2 (\alpha + (\beta + z(X))^2) - 2qz(X) \right] dX \right] = 0.$$
(14)

Уравнение (14) имеет аналитическое решение

$$a21_{0} = \frac{2B^{4}(2\beta V^{2} + q)(A - 2(C_{1}\sinh B + C_{3}\sin B)B^{3})\exp(2B)}{\Delta},$$

$$\Delta = (2V^{2} - B^{4})(4\exp(2B)(C_{1}^{2} + C_{3}^{2})B^{8} +$$

$$+ ((\exp(4B) - 1)C_{1}^{2} + 2C_{3}^{2}\sin 2B\exp(2B))B^{7}) +$$

$$+ 4C_{1}C_{3}(B^{4} + 2V^{2})B^{7}\exp(B)(\sin B - \cos B +$$

$$+ \exp(2B)(\sin B + \cos B)) + 4A\exp(B)V^{2} \times$$

$$\times ((2C_{1}(1 - \exp(2B)) - 4C_{3}\exp(B)\sin(B))B^{3} +$$

$$+ A\exp(B)).$$

Найдем приближенное решение, взяв, как и в работах [2—4], аппроксимирующую функцию в виде $z(X) = a22_0(1 - X^2)^2$, соответствующем нулевому приближению (8). Подставив эту функцию в (12) и проведя преобразования, аналогичные предыдущему пункту, получим уравнение для определения $a22_0$:

$$\frac{\frac{256}{5}a22_{0}}{k_{1}k_{3}\operatorname{arcth}\left(\frac{\sqrt{a22_{0}}}{k_{1}}\right) + k_{2}k_{4}\operatorname{arctan}\left(\frac{\sqrt{a22_{0}}}{k_{2}}\right)}{2\sqrt{a22_{0}^{3}(1 - a22_{0})^{3}}} + \frac{V^{2}}{a22_{0}(1 - a22_{0})} + \frac{32}{15}q, \qquad (15)$$

$$k_1 = \sqrt{\sqrt{a22_0}(\sqrt{a22_0} + 1)}, \ k_2 = \sqrt{\sqrt{a22_0}(\sqrt{a22_0} - 1)},$$

$$k_3 = (3a22_0 - 2\sqrt{a22_0^3} - 1), \ k_4 = (3a22_0 + 2\sqrt{a22_0^3} - 1).$$

Уравнение для определения $a22_0$ является трансцендентным, в то время как зависимость $V = f(a22_0)$ имеет довольно простой вид.

3. Решение уравнения (4) методом Галеркина [6]. Возьмем аппроксимирующую функцию в виде

$$z(X) = a3_0 \Big[2C_1 \cosh(BX) + + 2C_3 \cos(BX) - \frac{A}{B^4} \Big],$$
(16)

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 4, 2007 -

43



Рис. З. Зависимости ОП от безразмерной разности потенциалов, построенные по выражениям:

 $1 - (8); 2 - (9); 3 - (13); 4 - (15); 5 - (10); 6 - (16). Вертикальная и горизонтальная линии соответствуют <math>V_{\rm cr}$ и $w_{\rm cr}$ [2, 3], q = -8,75

тогда

$$\int_{-1}^{1} z(x) \left(\frac{d^4 z(X)}{dX^4} - \frac{V^2}{\left(1 - z(X)\right)^2} - q \right) dx = 0.$$

Получающееся в результате интегрирования уравнение имеет громоздкий вид. Это уравнение относительно $a3_0$ — трансцендентное и может быть решено численно или графически.

Обсуждение результатов

Зависимости относительного прогиба (ОП) центральной линии прямоугольной пластинки от V при q = -8,75, q = 8,75 приведены на рис. 3, 4.

Большие, по сравнению с другими методами, ОП, вычисленные по формуле (13) при q = -8,75, видимо связаны с большой ошибкой при использовании итерационной формулы при z(X) < 0 и поэтому применение этого метода в таком случае нецелесообразно. Однако отсутствие экстремума при q = 8,75, на наш взгляд, неожиданно, так как при z < 0,5, итерационная формула, как сказано выше, дает ошибку меньше 4 %.

Вычисленные по выражению (10) ОП хорошо совпадают с результатами вычислений другими методами при q = -8,75 и имеют большие значения при q = 8,75.

Критические ОП (w_{cr}) и критические напряжения (V_{cr}), получающиеся из условия равенства нулю производной V по ОП, можно определить только при расчетах по формулам (10), (15) и (16). Причем, если при q = -8,75 все три метода дают близкие w_{cr} и V_{cr} , которые незначительно отличаются от аналогичных величин, полученных в работах [2, 3], то при q = 8,75



Рис. 4. Зависимости ОП от безразмерной разности потенциалов, построенные по выражениям:

 $1 - (8); 2 - (9); 3 - (13); 4 - (15); 5 - (10); 6 - (16). Вертикальная и горизонтальная линии соответствуют <math>V_{\rm cr}$ и $w_{\rm cr}$ [2, 3], q = 8,75

имеется заметное отличие между результатами, полученными этими методами.

Выводы

1. Получено дифференциальное уравнение, решение которого описывает прогибы длинной изотропной прямоугольной пластинки при совместном действии на нее электростатического притяжения и поперечной нагрузки.

2. Найдены приближенные решения полученного дифференциального уравнения для изотропной длинной прямоугольной жестко закрепленной по двум длинным сторонам пластинки несколькими приближенными методами.

3. При малых прогибах пластинки все рассмотренные методы дают близкие максимальные прогибы, в то время как максимальные прогибы пластинки, сравнимые с расстоянием между электродами, зависят от метода расчета.

Список литературы

1. Nathanson H. C., Newell W. E., Wickstrom R. A., Dayis J. R. The resonant gate transistor // IEEE Trans. on Electron Devices. 1967. N° 14. P. 117–133.

2. Гридчин В. А., Драгунов В. П. Физика микросистем. Ч. 1. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2004.

Драгунов В. П. Влияние формы упругого элемента на характеристики микромеханических систем // Микросистемная техника. 2004. № 1. С. 20—27.
 Драгунов В. П. Нелинейная модель упругого элемента

 Драгунов В. П. Нелинейная модель упругого элемента микромеханических систем // Микросистемная техника. 2004.
 № 6. С. 19—24.

 5. Тимошенко С. П., Войновский-Кригер С. Пластинки и оболочки. М.: Физматгиз, 1963.
 6. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных

 Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1970.
 Люстерник Л. А., Червоненкис О. А., Янпольский А. Р.

 Люстерник Л. А., Червоненкис О. А., Янпольский А. Р. Математический анализ. Вычисление элементарных функций. М.: Физматгиз, 1963. **А. Г. Захаров**, д-р техн. наук, проф., **В. Н. Котов**, канд. техн. наук, **С. А. Богданов**, ТРТУ, г. Таганрог

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА В БАРЬЕРАХ ШОТТКИ ТРАНЗИСТОРА С МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ БАЗОЙ

Проводится моделирование распределения потенциала в структуре полупроводник—металл—полупроводник в целях определения распределений легирующих примесей в областях эмиттера и коллектора для оптимизации параметров транзистора с металлической базой (ТМБ) и технологических режимов его формирования. Результаты моделирования могут быть использованы на этапе проектирования и разработки сенсорных элементов различных датчиков физических величин на основе ТМБ.

В настоящее время объектами исследования твердотельной электроники все в большей степени становятся тонкие пленки и многослойные гетерогенные наноструктуры на их основе. В таких структурах наблюдаются особенности электрофизических свойств, объясняемые законами квантовой механики [1]. Гетерогенные наноструктуры могут служить основой для создания новых дискретных полупроводниковых приборов, сенсорных элементов датчиков различных физических величин и активных элементов наноэлектроники. Одним из таких элементов является транзистор на основе гетероструктуры полупроводник-металл-полупроводник (ПМП). Он представляет собой униполярный прибор, называемый транзистором с металлической базой (ТМБ) и образованный двумя встречно-включенными диодами Шоттки. К числу достоинств ТМБ следует отнести высокие быстродействие и радиационную стойкость, определяемые размерами его базы и униполярностью, а также малые значения мощности рассеяния.

Важнейшие эксплуатационные характеристики ТМБ — коэффициенты усиления тока, верхняя граничная частота, коэффициент шума, интенсивность отказов и другие, определяются как механизмами токопрохождения в областях пространственного заряда (ОПЗ) эмиттера и коллектора, так и процессами, протекающими в нанометрическом слое базы. Особенности распределения потенциала в ОПЗ существенно влияют на механизм переноса носителей заряда в такой структуре.

В работе описано моделирование распределения потенциала в структуре ПМП в целях определения распределений примесей в областях эмиттера и коллектора для оптимизации параметров ТМБ и технологических режимов его формирования.

Рассмотрим структуру ТМБ с учетом следующих приближений:

- работа выхода электрона из тонкого слоя металла базы совпадает с работой выхода из объемного образца;
- слой металла базы не имеет сквозных пор.

Энергетическая диаграмма структуры ТМБ в равновесном состоянии показана на рис. 1 ($E_{gE} > E_{gC}$, концентрации донорной легирующей примеси подчиняются условию $N_{dE} < N_{dC}$).

Процесс переноса электронов в структуре ТМБ можно разделить на следующие этапы [2–4]:

- надбарьерный перенос и туннелирование через потенциальный барьер эмиттера *ψ_E* в область базы;
- перенос в слое базы, зависящий от электрон электронных и электрон—фононных взаимодействий, а также особенностей квантово-механического прохождения электронов через потенциальную яму;
- надбарьерный перенос через потенциальный барьер ер Шоттки ψ_{BC} и туннелирование через барьер ψ_C в область коллектора.

Таким образом, в ТМБ вероятны два основных механизма переноса носителей заряда — надбарьерный перенос и туннелирование.

Доля электронов, определяемая надбарьерным переносом через барьер ψ_{BC} , будет превышать туннельную составляющую потока электронов в случае, если высота барьера ψ_{BC} меньше барьера Шоттки со стороны эмиттера ψ_{BE} , а толщина металла *d* сравнима с длиной свободного пробега горячих электронов в базе.

Вместе с тем, доля электронов, попавших в коллектор за счет туннелирования через барьеры ψ_E и ψ_C , может увеличиваться при уменьшении ширины области пространственного заряда эмиттера W_E и коллектора W_C .

Условие $\psi_{BC} < \psi_{BE}$ достигается путем выбора материалов структуры ПМП и технологии формирования барьеров Шоттки. Изменение параметров барьеров ψ_E и ψ_C , а следовательно, и значений туннельной и надбарьерной составляющих потока электронов, осуществляется за счет использования полупроводников с различными значениями ширины запрещенных зон, изменения концентраций и законов распределения основных легирующих примесей в областях эмиттера и коллектора, а также за счет выбора материала проводящей базы (металл, силицид) [4—6].

Перспективным полупроводниковым материалом для формирования ТМБ как элемента экстремальной



- НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 4, 2007 –

электроники может быть карбид кремния SiC. Он имеет более 140 политипов [7], электрофизические свойства которых значительно отличаются, например, ширина запрещенной зоны политипов SiC 3C, 15R, 4H составляет (при 4 K) 2,39 эB, 2,98 эB, 3,26 эВ соответственно. Кроме того, большое значение для изготовления ТМБ на основе SiC имеет совместимость технологического процесса его обработки с уже хорошо отработанной технологией производства транзисторов на основе кремния.

Моделирование распределения потенциала в барьерах Шоттки транзистора с металлической базой выполним применительно к структуре SiC—Cr—SiC для наиболее распространенных политипов 3C, 15R и 4H.

Высоты потенциальных барьеров Шоттки для структур 3С—SiC—Cr, 15R—SiC—Cr, 4H—SiC—Cr составляют 0,5 В; 1,15 В; 1,5 В соответственно [8].

Исследование распределения потенциала в приповерхностной области полупроводника будем проводить на основе решения одномерного уравнения Пуассона

$$\frac{\partial^2 \psi}{dx^2} = -\frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \rho(\psi, x), \ \rho(\psi, x) = q\{p(\psi) - n(\psi) + N_d^+(\psi, x) - N_a^-(\psi, x)\}$$
(1)

с учетом граничных условий $\psi(0) = \psi_S$, $\psi(W) = 0$. Здесь $\psi = \psi(x)$ — распределение потенциала в области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника; ε_0 — электрическая постоянная вакуума; ε — диэлектрическая проницаемость кремния; $\rho(\psi, x)$ — объемная плотность зарядов в ОПЗ, в которой q — заряд электрона; $p(\psi)$, $n(\psi)$ — концентрации свободных носителей в ОПЗ полупроводника; $N_d^+(\psi, x)$ — концентрация ионизированных доноров основной легирующей примеси; $N_a^-(\psi, x)$ — концентрация ионизированных атомов акцепторной примеси; W — ширина ОПЗ; ψ_S — поверхностный потенциал.

Концентрации свободных носителей в ОПЗ для невырожденного полупроводника *n*-типа можно определить, используя известную методику [9]. Концентрация ионизированных доноров основной легирующей примеси при температуре T = 300 К, принималась равной $N_d^+(\psi, x) \approx N_d(x)$. Концентрацией ионизированных атомов акцепторной примеси пренебрегали, считая ее удовлетворяющей условию $N_a^-(\psi, x) \ll 10^{13}$ см⁻³.

Уравнение (1) решалось численно, методом разно-

стной аппроксимации [10]. Для удобства проведения сравнительного анализа рассматриваемые в работе законы распределения примесей и значения, использованных в них параметров, сведем в табл. 1.

Для описания сильнолегированных слоев вблизи границы раздела полупроводник—металл, формируемых ионной имплантацией, использовалось распределение Гаусса, обозначенное в табл. 1 цифрой 2, экспоненциальное распределение концентрации примеси, которое может быть сформировано в результате диффузии, рассматривалось как обозначенное цифрой 3 [11].

В приведенных в табл. 1 выражениях: N_0 — концентрация примеси в объеме полупроводника; Q доза легирования; R_P — средний проективный пробег ионов; ΔR_P — стандартное отклонение; P — ширина области неравномерного легирования.

Решив (1) для различных распределений примесей $N_d(x)$, получим распределения потенциалов, параметры которых (ширина ОПЗ W и высота барьера со стороны полупроводника $\psi(0)$) представлены в табл. 2. За ширину ОПЗ принималась величина W, при которой $|\psi(x)|_{x = W} \le 1$ мВ.

Анализ полученных результатов, показывает, что при равных высотах барьера со стороны эмиттера ψ_E , определяемых распределениями Гаусса и экспоненциальным, предпочтение следует отдать распределению примеси по закону Гаусса, поскольку ширина ОПЗ в этом случае значительно меньше. В области коллектора следует использовать равномерное распределение с наибольшей концентрацией основной легирующей примеси N_0 , при которой еще возможно формирование барьера Шоттки. Расчет для случая более высоких концентраций, чем $N_0 = 10^{17}$ см⁻³ не проводился, так как при $E_C - E_F \approx 3kT$ статистические функции дают погрешность около 5—7 %, и необходимо рассматривать случай вырождения полупроводникового материала.

На рис. 2 изображена энергетическая диаграмма гетероструктуры (4H—SiC)—Cr—(3C—SiC), полученная на основе моделирования распределения потенциала при распределениях основной легирующей примеси (*1е* и 2), показанных на вставке, начало координат для них соответствует границе раздела металл—полупроводник.

Оптимальные, по нашему мнению, распределения потенциала в областях пространственного заряда эмиттера и коллектора ТМБ достигаются при пространственном распределении примеси, описываемом в области эмиттера распределением примеси 2, а в области коллектора *1в*. Параметры энергетической

Таблица 1

Вилы	пасплелений	основной	пегипующей	плимеси
риды	распределении	UCHUBHUM	легирующей	примсси

1	2	3							
$N(x) = N_0$ a) $N_0 = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	$N(x) = N_0 + \frac{Q}{q\Delta R_P \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - R_P)^2}{2\Delta R_P^2}\right)$	$\begin{cases} 0 \le x \le P, \\ N(x) = N_0 \exp(-\beta(P-x)), \\ x > P, \ N(x) = N_0 \end{cases}$ $\beta = 8 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}, \ P = 512 \text{ HM}$							
б) $N_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$	$N_0 = 10^{13} \text{ cm}^{-3}, \Delta R_P = 30 \text{ HM},$ $Q = 0.25 \text{ MKK} \pi/\text{cm}^2, R_P = 50 \text{ HM}$	a) $N_0 = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$							
$s) N_0 = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$		$6) N_0 = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$							

Таблица 2

Параметры барьера Шоттки SiC-Cr

Mark	Высота барьера со стороны полупроводника ψ(0), В			Ширина ОПЗ <i>W</i> , нм			(<i>E_C</i> — <i>E_F</i>) пол	$\begin{array}{c c} (E_C-E_F) & \textbf{в} \ \text{нейтральной области} \\ \hline \\ $	
$N(\mathbf{x})$		политип		политип			политип		
	3 <i>C</i>	15 <i>R</i>	4 <i>H</i>	3 <i>C</i>	15 <i>R</i>	4 <i>H</i>	3 <i>C</i>	15 <i>R</i>	4 <i>H</i>
1a 16 1e 2 3a 36	0,108 0,277 0,346 0,108 0,108 0,227	$\begin{array}{c} 0,773\\ 0,892\\ 1,011\\ 0,773\\ 0,773\\ 0,892 \end{array}$	1,134 1,253 1,372 1,134 1,134 1,253	5220 668 77 43 5254 833	10 261 1086 114 78 10 276 1182	11 911 1239 128 98 11 907 1322	0,392 0,273 0,154 0,392 0,392 0,273	0,377 0,258 0,139 0,377 0,377 0,258	0,366 0,247 0,128 0,366 0,366 0,247

Параметры энергетической диаграммы ТМБ

Таблица 3

Эмиттер	База	Коллектор	$\Psi_{BE} - \Psi_{BC}, B$	$E_{FE} - E_{FC}$, B	<i>W_C</i> , нм	<i>W_E</i> , нм
15R—SiC	Cr	3C—SiC	0,65	0,224	77	78
4H—SiC	Cr	3C—SiC	1,0	0,212	77	98
4H—SiC	Cr	15R—SiC	0,35	0,227	114	98

диаграммы для ТМБ с распределениями примеси в эмиттере 2 и в коллекторе 1в представлены в табл. 3.

Таким образом, на основе моделирования распределения потенциала в областях пространственного заряда ТМБ можно сделать следующие выводы:

- в области коллектора целесообразно реализовать равномерное распределение основной легирующей примеси (1в) с наибольшей концентрацией, допускающей формирование барьера Шоттки; в области эмиттера использовать распределение примеси в соответствии с законом Гаусса (2);
- в случае формирования ТМБ на основе SiC для области эмиттера наиболее целесообразно использовать политип 4H с E_{gE} = 3,26 эB, для коллекторной области — политип 3C с E_{gC} = 2,39 эB.

Предложенный алгоритм моделирования можно использовать на этапе проектирования и разработки сенсорных элементов различных датчиков физических величин на основе ТМБ.



Рис. 2. Энергетическая диаграмма гетероструктуры (4H-SiC) $Cr - (3C - \hat{SiC})$

Дальнейшее уточнение модели необходимо проводить с учетом глубоких энергетических уровней (ГУ), обусловленных атомами металла базы, которые могут диффундировать в полупроводник в процессе формирования ТМБ. ГУ оказывают существенное влияние на ширину барьеров ψ_E и ψ_C , не изменяя их высоту в случае, если энергетическое положение ГУ превышает $|E_C - E_F|$ в объеме полупроводника и они сосредоточены в пределах ОПЗ барьеров Шоттки [12]. При этом следует учитывать также зарядовые состояния ГУ, а также их распределения, определяемые коэффициентами диффузии атомов металла в областях эмиттера и коллектора.

Список литературы

1. Шик А. Я., Бакуева Л. Г., Мусихин С. Ф. и др. Физика наноразмерных систем / Под ред. А. Я. Шика. СПб.: Наука, 2001. 160 c.

2. Кроуэлл К. Р., Зи С. М. Явления переноса горячих электронов и туннельный эффект в тонкопленочных структурах. С. 387-436 // Физика тонких пленок / Под ред. Г. Хасс и Р. Э. Тун. Т. 4. М.: Мир, 1970. 440 с.

 Колешко В. М., Белицкий В. Ф. Транзисторы с металли-ческой и сверхпроводниковой базой // Зарубежная электронная техника. 1989. № 6. С. 33-38.

4. Пожела Ю. К. Физика сверхбыстродействующих транзисторов. Вильнюс: Моклас, 1989.

5. Захаров А. Г., Молчанов Ю. И., Нестюрина Е. Е. Сравнительный анализ электрофизических свойств металлов для формирования транзистора с металлической базой // Известия ТРТУ. Таганрог, 1995. № 1. С. 178—182.

6. Захаров А. Г., Дубашев С. А., Колпачев А. Б. Квантовомеханическая модель гетероструктуры с тонким проводящим слоем // Известия ТРТУ. Таганрог, 1995. № 1. С. 167—171.

7. Справочник по электротехническим материалам / Под ред. Ю. В. Корицкого, В. В. Пасынкова, Б. М. Тареева. Т. 3. 3-е изд., перераб. Л.: Энергоатомиздат. 1988. 728 с.

8. Давыдов С. Ю. Простая модель расчета высоты барьеров Шоттки на контактах переходных металлов с политипами кар-бида кремния // ФТТ. 2004. Т. 46. № 12. С. 2135—2138.

9. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. М.: Энергия, 1973. 656 с.

10. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1983. 548 c

11. Зи С. М. Технология СБИС. Кн. 1. М.: Мир, 1986. 404 с. 12. Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М.: Мир, 1977. 562 с.

В. А. Палагин, канд. техн. наук, Е. В. Грицкевич, Е. А. Фризюк, Харьковский национальный университет радиоэлектроники

УТОЧНЕНИЕ МОДЕЛИ ЕМКОСТНЫХ Элементов мэмс

Уточняются принципы создания SPICE-моделей* чувствительных элементов емкостных датчиков микроэлектромеханических систем с точки зрения понятий классической механики.

Ввиду сложности и значительной трудоемкости разработки и изготовления опытных образцов устройств МЭМС большой интерес представляет моделирование структуры, функционирования и расчет параметров их элементов при проектировании.

В МЭМС электронная схема считывает сигналы с чувствительных элементов электромеханической схемы (резисторов, конденсаторов) и может управлять ими. Поэтому для определения характеристик необходимо разработать модели электронных и механических элементов, учитывающие воздействие физических величин на элементы устройств для составления системы уравнений, анализа и расчета их взаимодействия.

Общий подход к моделированию МЭМС преобразователей физических величин, оценка значения параметра в которых проводится по сигналу разбаланса (рассогласования), может быть определен следующими положениями:

1. При равенстве параметра исходному (заданному, эталонному) значению выходной сигнал (сигнал разбаланса, рассогласования, отличия от опорного уровня) равен нулю; условие реализуется мостовыми и компенсационными схемами измерений.

2. Выходной параметр при отклонении от положения равновесия представляется разложением функции, представляющей зависимость измеряемого параметра от воздействующей физической величины, в ряд Тейлора с необходимым для учета нелинейности и обеспечения точности числом членов разложения.

3. Коэффициенты в членах ряда, зависящие от других параметров (отличных от измеряемой физической величины), также могут быть разложены в ряд с необходимым числом производных по отклонениям этих параметров от исходных (нормальных) значений.

4. По результатам измерений характеристик преобразователей при ряде значений измеряемого и других влияющих параметров рассчитываются коэффициенты, обеспечивающие минимальное значение квадратической функции потерь. Подстановка значений коэффициентов (п. 3) в выражение измеряемого параметра (п. 2) позволяет определить все коэффициенты, а следовательно, и выходной параметр. Вопросам моделирования и расчета параметров МЭМС-устройств в литературе уделяется достаточно много внимания. В статье Шелепина Н. А. "Основные принципы создания SPICE-моделей микроэлектромеханических систем" были описаны модели тензорезистивных преобразователей и модели емкостных элементов [1].

Предложенные SPICE-модели дифференциальных конденсаторов несколько упрощены и в них допущен ряд неточностей. Нами поставлена задача построения более точной модели дифференциального конденсатора с использованием понятий классической механики.

Механические элементы устройств представляют собой участки механической системы, обладающие набором свойств, определяющим их реакцию на действие приложенных к ним сил. В общем случае реакция может содержать несколько составляющих, характеризующих различные свойства механических элементов, которые на эквивалентной схеме могут быть представлены совокупностью идеальных элементов.

Идеальными механическими элементами являются: элементы массы, элементы упругости и элементы трения, или просто масса, упругость, трение.

Масса определяет связь между силой и ускорением, приобретаемым механическим элементом под действием этой силы:

$$F = ma. \tag{1}$$

Упругость — элемент механической цепи, в котором при закреплении какой-либо из точек (или ряда точек) этого элемента и при приложении к другой его точке силы F относительному перемещению указанных точек противодействует только упругая сила. При этом сила упругости пропорциональна относительному перемещению x и коэффициенту упругости k:

$$F = kx, (2)$$

т. е. kx представляет собой реакцию упругой силы, уравновешивающую приложенную силу: упругость kравна отношению приложенной к упругому элементу в некоторой точке силы к перемещению под действием этой силы. Вместо упругости иногда используется понятие "жесткость". Обычно этот термин относится к свойствам некоторого упругого элемента, представленного определенной конструкцией. При кручении жесткостью называется произведение GJ_p [2, стр. 176], где J_p отражает влияние размеров поперечного сечения на деформируемость при кручении, G — модуль упругости при сдвиге.

Сила трения пропорциональна относительной скорости перемещения:

$$F = \eta \frac{dx}{dt}.$$
 (3)

Для моделирования используем физическую модель, представленную на рис. 1.

Математически эта модель может быть представлена в виде формулы [1]:

$$m\frac{d^{2}x}{dt^{2}} = ma - \eta\frac{dx}{dt} - kx + \frac{\varepsilon SV_{12}^{2}}{2(x_{0} + x)^{2}} - \frac{\varepsilon SV_{32}^{2}}{2(x_{0} - x)^{2}},$$
(4)

где η — коэффициент силы торможения (демпфирования); k — коэффициент жесткости упругого подве-

^{*} SPICE-модели предложены в работе Шелепина Н. А. "Основные принципы создания SPICE-моделей микроэлектромеханических систем", опубликованной в журнале "Микросистемная техника", 2004. № 9. С. 30—35.



Рис. 1. Схема замещения конденсатора зависимыми источниками тока:

1, 3 — неподвижные электроды; 2 — подвижный электрод

са; S — площадь электродов; x_0 — расстояние между подвижным и неподвижным электродами в состоянии покоя; ε — диэлектрическая постоянная.

В модели дифференциального конденсатора в случае линейных ускорений подвижная пластина конденсатора перемещается поступательно относительно неподвижных под воздействием внешнего ускорения,

т. е. лей

ствующей силой является сила
$$m \frac{d^2 x}{dt^2}$$
, где m

масса подвижной обкладки конденсатора. Для всякой механической системы в состоянии динамического равновесия $\Sigma F_i = 0$. В используемой модели сила

 $m\frac{d^2x}{dt^2}$ уравновешивается силой упругости подвеса kx

и демпфирования $\eta \frac{dx}{dt}$, а также разностью сил элек-

тростатического взаимодействия подвижной пластины с неподвижными.

Других сил, действующих на подвижную пластину, в системе нет. В формуле (4) член *та* должен быть 2

записан только один раз, так как $a = \frac{d^2 x}{dt^2}$

Тогда баланс сил представляется выражением

$$m\frac{d^2x}{dt^2} - \eta\frac{dx}{dt} - kx + \frac{\varepsilon SV_{12}^2}{2(x_0 + x)^2} - \frac{\varepsilon SV_{32}^2}{2(x_0 - x)^2} = 0.$$
 (5)

Для другого случая дифференциального конденсатора, подвижный электрод которого совершает вращательное перемещение относительно оси торсионов подвеса (рис. 2), активными обобщенными силами являются: крутящий момент, создаваемый неуравновешенной массой маятника под действием ускорения *a*, а также моменты электростатического взаимодействия частей подвижной пластины с неподвижными.

В статье Шелепина Н. А. [1] приведена следующая модель:

$$I\frac{d^{2}\alpha}{dt^{2}} = \frac{1}{2}a\rho Wh(L_{2}^{2} - L_{1}^{2})\cos^{2}\alpha - \lambda\frac{d\alpha}{dt} - f\alpha + M_{9c_{1}} + M_{9c_{2}}, \qquad (6)$$

где I — момент инерции маятника относительно оси торсионов; f — модуль кручения торсионов; λ — коэффициент силы торможения.

В механике отсутствует термин "модуль кручения", используемый в формуле (6), как не имеющий определенного значения для вала с выбранным поперечным сечением. Известны модули упругости Юнга *E* и модуль сдвига *G*, связанные со свойствами материала, а между собой — через коэффициент Пуассона. Если термин вводится для конкретного применения, то необходимо дать его определение, что в работе [1] отсутствует.

Угол закручивания торсионного подвеса α определяется зависимостью [2, стр. 175]

$$\alpha = \frac{M_{\rm K}l}{GJ_{\rm TOPC}},\tag{7}$$

где $M_{\rm K}$ — момент кручения торсиона; $J_{\rm торс}$ — полярный момент инерции поперечного сечения торсиона; G — модуль упругости при сдвиге; l — длина торсиона.

Жесткостью при кручении в механике считается произведение $GJ_{\text{торс}}$, т. е. формула момента сил упругости вследствие кручения торсионов $M_{\text{уп}} = -fa$, представленная в [1], должна быть записана в виде

$$M_{\rm K} = \frac{f\alpha}{l}$$
 (если принять, что $f = GJ_{\rm TOPC}$).

В данной формуле принципиально наличие длины торсиона *l*, являющейся конструктивным элементом торсиона, который должен выбираться в процессе моделирования, в формуле статьи [1] она отсутствует. Также необходимо отметить, что противодействие крутящему моменту создает осевой момент торсиона,



Рис. 2. Конструкция маятникового акселерометра: 1 — подложка; 2 — первый управляющий электрод; 3 — маят-



НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 4, 2007

а не пластины маятника, как ошибочно считает автор упомянутой статьи.

Полярный момент инерции *J* поперечного сечения *S* торсиона определяется по формуле

$$J = \int_{S} r^2 dS, \tag{8}$$

где r — расстояние элемента площади dS до оси вращения.

Формулы для расчета полярных моментов ряда профилей приведены в таблице [2].

Крутящий момент маятника создается за счет разности масс левой и правой части маятника, что отображено в формуле (9).

Крутящий момент, действующий на маятник вследствие внешнего ускорения, определяется выражением

$$M(a) = \frac{1}{2} a \rho W h (L_2^2 - L_1^2) \cos \alpha, \qquad (9)$$

где a — приложенное внешнее ускорение; α — угол поворота торсиона; ρ — плотность материала маятника; h — толщина маятника; W — ширина маятника; L_1, L_2 — длина левой и правой частей маятника.

Известно, что

$$M(a) = J \frac{d^2 \alpha}{dt^2},$$

где J — полярный момент инерции балки; $\frac{d^2 \alpha}{dt^2}$ — уг-

ловое ускорение.

Момент, действующий на маятник вследствие электростатического притяжения,

$$M_{\mathfrak{SC}} = M_{\mathfrak{SC}_1} + M_{\mathfrak{SC}_2}, \qquad (10)$$

Данные по кручению профилей

Форма сечения	Формула момента инерции сечения при кручении J _k	Примечания
	$J_k = \alpha b^4$	$m = \frac{h}{b} \qquad \alpha$ 1,0 0,14 1,5 0,294 2,0 0,457 3,0 0,79 4,0 1,123
	$J_k = \frac{(m - 0, 63)b^4}{3}$	$m = \frac{h}{b} \qquad \alpha$ $6,0 \qquad 1,789$ $8,0 \qquad 2,456$ $10,0 \qquad 3,123$ $m = \frac{h}{b} > 4$
	$J_k = \frac{16S^4}{\pi^3 bh(b^2 + h^2)}$	$\frac{h}{b} = m > 1;$ S — площадь сечения

где $M_{\mathfrak{IC}_1}$ и $M_{\mathfrak{IC}_2}$ — моменты электростатического притяжения левой и правой частей подвижной обкладки. Момент демпфирования

$$M_{\rm fl} = \eta \, \frac{d\alpha}{dt} \,, \tag{11}$$

где η — коэффициент силы торможения; $\frac{d\alpha}{dt}$ — угловая скорость поворота торсиона.

Результирующее уравнение угловых колебаний маятника представляет собой сумму действующих на него моментов:

$$\sum_{i}^{n} M_i = 0. \tag{12}$$

Уравнение колебаний маятника принимает следующий вид:

$$M(a) - M_{\rm K} + M_{\rm 9c} - M_{\rm A} = 0.$$
 (13)

Знаки моментов в уравнении (13) определяются в соответствии с направлением вращения. Вращающий момент уравновешивается силой упругости торсиона, пропорциональной *J*, а не моменту инерции балки.

Рассмотренные SPICE-модели дифференциальной МЭМС являются уточнением ранее предложенной модели [1]. Они отличаются более точной формулировкой понятий и принципов классической механики и исправлением следующих неточностей исходных моделей.

1. В модели дифференциального конденсатора с

поступательным перемещением электрода $a = \frac{d^2x}{d^2x}$

следовательно, в уравнении (5) активная побуждающая сила должна быть записана один раз.

2. В механике нет термина "модуль кручения", он не определен в работе и не корректно использован в формуле (6).

3. В формуле момента кручения принципиально наличие длины скручиваемой части торсиона, так как этот конструктивный параметр тоже должен выбираться, моделироваться в процессе проектирования.

4. В модели маятников дифференциального конденсатора (рис. 2) уравнение баланса обобщенных сил (моментов) составлено неправильно, так как кру-

тящему моменту балки
$$J \frac{d^2 \alpha}{dt^2} = M(a)$$
 противодейству-

ет момент кручения торсиона, а не балки. Момент кручения торсиона должен содержать длину *l* скручиваемой части торсиона.

Список литературы

1. Шелепин Н. А. Основные принципы создания SPICEмоделей микроэлектромеханических систем // Микросхемная техника. 2004. № 9. С. 30—35.

2. Беляев Н. М. Сопротивление материалов. Изд. 17-е. М.: Гос. изд-во физико-математической литературы, 1976. 856 с.

3. **Анурьев В. Н.** Справочник конструктора-машиностроителя: В 3 т. Изд. 3-е, перераб. и доп. М.: Машиностроение, 1982.

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 4, 2007 -

Элементы НМСТ

УДК 681.782.473:621.372.8.029.7

А. В. Царев, канд. физ.-мат. наук, Институт физики полупроводников, Сибирское отделение РАН, г. Новосибирск, tsarev@isp.nsc.ru

МУЛЬТИПЛЕКСОРЫ ДЛЯ WDM С НАНОФОТОННЫМИ ОТРАЖАТЕЛЯМИ — НОВЫЙ ПУТЬ К УПРАВЛЕНИЮ МНОГИМИ СОТНЯМИ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КАНАЛОВ

Обсуждается новый класс широко перестраиваемых оптических фильтров и мультиплексоров ввода/вывода (ROADM) на канальных оптических волноводах с нанофотонными наклонными отражателями. Они предназначены для гибких систем волоконно-оптической связи на основе спектрального уплотнения с расширенным числом частотных каналов (до 400 и более). Теоретические исследования и результаты численного моделирования методом FDTD ROADM показывают высокую перспективность новых предлагаемых мультиотражательных оптических элементов.

Введение

Среди перспективных информационных технологий важное место занимают научно-технические разработки для волоконно-оптических линий связи (ВОЛС) на основе частотного (спектрального) уплотнения (WDM) [1]. Без этой технологии невозможно обеспечить растущие потребности в объеме и скорости передачи данных, включая такие области, как Интернет, видео по требованию, кабельное ТВ, телеметрия и т. д. В настоящее время увеличение пропускной способности ВОЛС, в основном, обеспечивается за счет двух факторов: увеличения скорости передачи данных по одиночному спектральному каналу и увеличения числа спектральных каналов (за счет сужения линии фильтрации и применения более плотной сетки частот).

Повышение скорости передачи данных (с 2,5 до 10; 40 и 160 Гбит/с) сокращает длительность информационных оптических импульсов, что приводит к возрастающему влиянию дисперсии и нежелательному взаимному наложению импульсов в процессе их распространения по протяженному оптическому волокну. Для обеспечения работоспособности оптоволоконных систем приходится использовать дорогие оптические волокна (типа G.655, с ненулевой смещенной дисперсией), либо применять дополнительные компенсаторы дисперсии. Большинство волоконных сетей в мире и России используют дешевые стандартные одномодовые оптические волокна (типа G.652), доля которых в общем мировом объеме продаж превышает 90 %, и которые имеют в 4 раза худшие показатели по дисперсии, чем вышеупомянутое дорогое волокно G.655 (доля на рынке — 3,5 %) [2]. Следовательно, повышение пропускной способности ВОЛС за счет увеличения скорости передачи данных для большинства ВОЛС в настоящее время труднореализуемо и приводит к увеличению затрат.

Альтернативным и экономичным решением является увеличение числа спектральных каналов в уже существующих недорогих оптоволоконных линиях. Для обеспечения связи между различными абонентами волоконной сети на помощь приходят перестраиваемые оптические фильтры и мультиплексоры ввода/вывода (ROADM) [1], которые позволяют селективно извлекать и добавлять в маршрутную сеть оптические сигналы на произвольно заданной длине волны (без промежуточного преобразования из оптического в электрический сигнал и обратно).

В мире разработано и запатентовано несколько различных типов фильтров и мультиплексоров для WDM. Разнообразие применяемых технических решений [1] (на основе брэгговских решеток, кольцевых резонаторов, решеток на основе массива волноводов (AWG), и т. д.) показывает, что до настоящего времени не найдено "идеальной" конструкции для перестраиваемых фильтров и ROADM. С увеличением числа перестраиваемых каналов технические трудности создания перестраиваемых оптических элементов возрастают настолько, что многие важные параметры устройств становятся либо недостижимыми, либо их стоимость становится неприемлемо высокой для широкого внедрения.

Таким образом, разработка новых типов перестраиваемых фильтров и оптических мультиплексоров ввода/вывода для работы с высокоплотной сеткой частот (25 и 12,5 ГГц), является одной из важнейших задач, стоящих перед наукой и технологией сегодняшнего дня.

Технологии оптического мультиплексирования по длине волны

В настоящее время для переключения и перестройки длины волны фотонных устройств наиболее широко используются технологии на основе интегральной оптики, которые реализуются в планарных оптических схемах (PLCs) [1, 3] на различных базовых материалах (кварце, полимерах, кремнии, ниобате лития и др.).

Очень часто для целей управления используется термооптический эффект, который не вносит дополнительных потерь сигнала и не зависит от поляризации оптического излучения. Например, набор тонкопленочных нагревателей с линейно изменяемой длиной и шагом 50 мкм между смежными волноводами в мультиплексоре на основе AWG [4] обеспечивает перестройку длины волны в диапазоне 30 нм с частотным планом 0,8 нм (100 ГГц). К сожалению, данное решение становится неработоспособным с ростом числа перестраиваемых по длине волны каналов, поскольку устройство содержит слишком большое число волноводов, которые необходимо индивидуально настраивать на строго заданный сдвиг фаз проходящих по ним оптических волн.

Очень высокие технические параметры продемонстрированы у ROADM на брэгговских решетках и кольцевых резонаторах на основе улучшенных полимеров, имеющих чрезвычайно высокий термооптический коэффициент. Например, брэгговские решетки на основе таких полимеров показали рекордное значение крутизны перестройки длины волны по температуре (0,36 нм/°С), что позволяет обеспечить диапазон перестройки 37 нм при изменении управляющей температуры приблизительно в диапазоне 100 °С [3]. К сожалению, новые улучшенные полимеры еще недостаточно глубоко исследованы и нет надежных данных об их долговременной стабильности при таких больших изменениях температуры.

Изящное решение [6] для ROADM основано на статически индуцированных решетках напряжений в анизотропных волноводах ниобата лития (LiNbO₃). Устройство имеет очень быстрое время переключения ~50 нс, правда лишь в ограниченном диапазоне перестройки (24 нм). Устройства на основе акустооптического (АО) эффекта [7, 8] на том же самом материале легко обеспечивают очень большой диапазон перестройки, но имеют принципиальное ограничение на ширину линии фильтрации, что ограничивает число перестраиваемых каналов по длине волны. Чтобы уменьшить ширину линии (или увеличивать число перестраиваемых каналов), можно расположить последовательно несколько модулей из АО элементов по пути распространения света [8], использовать дополнительные интерливеры [9] или внешнюю дополнительную дифракционную решетку [10]. Однако все эти меры не обещают дешевых технологических решений для случая использования высокоплотного частотного плана (25 ГГц или меньше). Широкий диапазон перестройки и маленькая ширина линии могут быть одновременно получены на основе принципа нониуса (Vernier), который предполагает использование двух индивидуально перестраиваемых фильтров (с малой крутизной перестройки) с различными и сравнительно малыми свободными спектральными диапазонами (FSR1 и FSR2). При данном подходе можно использовать любой тип дизайна фильтров (на основе кольцевых резонаторов, решеток и отражателей Брэгга, и т. д.). Однако работоспособность ROADM может быть существенно нарушена многочисленными паразитными резонансами, наблюдаемыми в устройстве на оптических частотах, кратных значениям FSR1 и FSR2 [11]. Спектр доступных фотонных устройств для систем спектрального уплотнения включает также и другие (не планарные) технологии [12, 13].

Главным недостатком всех перечисленных (и хорошо зарекомендовавших себя) технологий является трудность, а чаще всего и практическая невозможность их эволюции для работы с высокоплотным частотным планом (менее 25 ГГц), который необходим для управления многими сотнями спектральных каналов в перспективных гибких сетях ВОЛС. Чтобы уменьшать стоимость эксплуатации отдельного частотного канала, необходимой для активной коммерциализации систем WDM, нами предложены перестраиваемые оптические фильтры и ROADM [14—16], основанные на базовых технологиях интегральной оптики и новой запатентованной мультиотражательной технологии фильтрации [17—21]. Данная технология и ее дизайн и обсуждаются в данной статье.

Мультиотражательная технология

Рождение мультиотражательной технологии фильтрации связано с инициативными научными исследованиями, направленными на разработку компактных акустооптических перестраиваемых фильтров (АОПФ) с повышенной спектральной разрешающей способностью, реально — в несколько раз лучшей, чем у любой другой совместимой технологии на основе акустооптики. Главная идея нового дизайна заключается в замене масштабных линзовых элементов "классической" архитектуры неколлинеарного АО фильтра на миниатюрные запатентованные мультиотражательные расширители пучка (МОРП) [17, 18], которые во многом объединяют достоинства голографического расширителя пучка [22, 23] и дифракционной решетки эшелона Майкельсона [24]. Предлагаемое устройство (рис. 1, см. третью сторону обложки) содержит два мультиотражательных расширителя пучка (8, 9), которые представляют собой канальные оптические волноводы 1, пересекаемые набором периодически расположенных частично отражающих наноразмерных полосок 7.

Вследствие того, что мультиотражательные расширители пучка обладают очень высокими дисперсионными свойствами (типичными для эшелона Майкельсона), данный фильтр имеет не только меньшие размеры, но и значительно более высокие спектральное разрешение и быстродействие (на порядок лучше, чем для конкурентных акустооптических технологий) [14]. Связанная рабочая пара расширителей образует многолучевой интерферометр, который за счет особым образом устроенной конструктивной интерференции многочисленных световых микропотоков осуществляет эффективную фильтрацию оптического излучения. Изюминка в том, что интерферометр отфильтровывает лишь те оптические микропотоки, которые складываются в фазе на выходе Drop расширителя пучка 9. И это условие конструктивной интерференции удовлетворяется только для определенной оптической длины волны, имеющей заданное направление распространения относительно оси расширителя пучка, определяемое углом расположения и периодом наноотражателей, длиной волны ПАВ, а также параметрами оптических волноводов. Варьируя частоту ПАВ, можно изменить направление распространения дифрагированного пучка, падающего на расширитель пучка 9, и, таким образом, обеспечить широкий диапазон перестройки оптической длины волны, которая будет динамически фильтроваться согласованной парой расширителей пучка.

Нами выполнено численное моделирование подобных акустооптических фильтров методом конечных разностей во временной области (FDTD) с использованием коммерческого пакета FullWAVE, специально разработанного компанией RSoft Design Group Inc. [25] для нужд интегральной оптики и фотоники.

Как известно, FDTD метод может рассматриваться в качестве численного эксперимента, однако он требует гигантских вычислительных ресурсов, как по времени вычислений, так и по оперативной памяти. Для решения поставленной задачи мы использовали известный метод эффективного показателя преломления (ЭПП) [26], который заменяет трехмерный (3D) волновод на его двумерный (2D) планарный аналог, позволяя получить ответ за реальное время. В ходе анализа воздействие ПАВ моделировалось эквивалентной стационарной дифракционной решеткой показателя преломления с апертурой L = 50 мкм (рис. 2, см. третью сторону обложки). Хорошо видно, что устройство с мультиотражательными расширителями пучка действительно способно осуществлять эффективную фильтрацию, а также перестройку длины волны оптического излучения путем изменения длины акустической волны Л.

На основе более детального анализа АОПФ [19, 20] можно показать, что он перестраивается также за счет изменения показателя преломления в области расположения полосковых волноводов с мультиотражателями 8, 9, например, под действием термооптического эффекта. Более того, АО ячейка Брэгга может быть вообще удалена с заменой плоского волновода на массив соединительных канальных волноводов (гребенчатых или полосковых), на которых дополнительно размещаются индивидуально управляемые фазосдвигающие оптические элементы (например, на основе локальных нагревателей) [15, 16].

Общий вид мультиотражательного ROADM на канальных волноводах и термооптических фазосдвигающих элементах [15, 16] показан на рис. 3 (см. третью сторону обложки). Он содержит четыре мультиотражательных расширителя пучка [17, 18], представляющих собой гребенчатые (rib) оптические волноводы в структурах кремний-на-изоляторе (КНИ), с наклонными частично отражающими полосками — наноотражателями. Между каждой парой расширителей пучка располагается набор соединительных гребенчатых волноводов поперечной ориентации, каждый из которых захватывает световой микропоток, отраженный от соответствующего элементарного отражателя.

По аналогии с работой АО фильтра перестройку рабочей длины волны устройства можно обеспечить, поворачивая фазовый фронт волны, а именно, внося линейно изменяющийся (от волновода к волноводу) оптический сдвиг фаз для микропотоков, которые проходят через массив оптических волноводов. Наиболее удобны фазосдвигающие элементы тонкой настройки в виде нагревателей, расположенных вдоль оси расширителей пучка (см. рис. 3). Они перестраиваются единственным сигналом, однако, в небольшом диапазоне, что обусловлено возможностью вариации сдвига фазы на малом интервале d между соседними отражателями (см. рис. 3, а) за счет изменения показателя преломления ΔN в области волновода. Термооптические элементы для широкодиапазонной (грубой) перестройки располагаются в другом месте вдоль массива полосковых волноводов (см. рис. 3) и, следовательно, могут быть достаточно длинными, чтобы обеспечить требуемый сдвиг фаз даже для малых приращений показателя преломления. Эти нагреватели могут управляться индивидуально или группами по схеме "модуля 2л", а именно, обеспечивая линейное изменение сдвига фазы (с точностью до значений кратных 2π) в пределах общего диапазона изменения, равного 2π , достаточного для перестройки длины волны в пределах всего FSR.

Данная мультиотражательная архитектура имеет все качества, необходимые для полнофункционального ROADM. А именно, конструктивная или деструктивная интерференция многочисленных микропотоков на выводе расширителей пучка делает возможным отфильтровать (Drop) любую желательную длину волны из полихромного оптического пучка In, добавить сигнал (Add) на этой длине волны и направить результирующий полихромный оптический сигнал на выход устройства (Through).

На рис. 4 (см. четвертую сторону обложки) приведены результаты численного моделирования методом 2D FDTD мультиотражательного ROADM. Устройство содержит три расширителя пучка с 16 частично отражающими идентичными полосками, наклоненными под углом 45°. Видно, что передаточная функции ROADM имеет многократные полосы фильтрации (Drop и Through), соответствующие различным порядкам конструктивной интерференции микропотоков, отраженных от многочисленных отражательных полосок расширителей пучка. Заметим, что общие ограничения метода FDTD делают невозможным исследовать реальные устройства со слишком большим числом отражателей (>100) ввиду их больших размеров. Однако его можно выполнить по лучевой модели с учетом многократной интерференции всех микропотоков, проходящих через устройство.

Примеры перестройки ROADM с 380 отражателями для работы с частотным планом 25 ГГц с прямоугольной ($\theta = 0^{\circ}$) и наклонной ($\theta = 60^{\circ}$) архитектурой представлены на рис. 5 (см. четвертую сторону обложки).

Отметим, что мультиотражательный ROADM с прямоугольной архитектурой (см. рис. 3, *а* и рис. 5, *а*) имеет (для элементов тонкой настройки) такую же крутизну температурной перестройки, как и другие ROADM, основанные на обычных решетках Брэгга или кольцевых резонаторах, а именно, $\Delta\lambda/\lambda = \Delta N/N =$ $= \alpha_T \Delta T$. Это требует нереальных значений изменения показателя преломления $\Delta N = 0,09$ и температуры $\Delta T = 482$ °C в сердцевине волноводов КНИ. Чтобы устранить это принципиальное ограничение, мультиотражательный ROADM перестраивается дискретным образом, например, с шагом FSR/8 с помощью нагревателей грубой настройки. Эти фазосдвигающие элементы имеют достаточную длину (L = 1 мм), чтобы обеспечить перестройку частоты в пределах всего FSR намного меньшим изменением (с фактором L/d) показателя преломления и температуры. Дальнейшая перестройка устройства уже в пределах любой небольшой части (FSR/8) полного диапазона управления осуществляется с помощью нагревателей тонкой подстройки [16].

Предложенный нами мультиотражательный ROADM с *наклонной* (см. рис. 3, *б* на четвертой стороне обложки) архитектурой ($\theta = 60^{\circ}$) имеет в 7,5 раз большую крутизну температурной перестройки [16], чем любые другие типы ROADM. Это позволяет непрерывно перестраивать длину волны фильтрации в пределах всего FSR за счет малых (65 °C, т. е. в 7,5 раз меньших) приращений температуры в одновременно

управляемых расширителях пучка In, Drop, Add и Through (см. рис. 5, δ). Отметим, что здесь не привлекается эффект нониуса, и следовательно, ROADM будет свободен от паразитных резонансов, наблюдаемых в устройствах, использующих этот принцип [11].

Кроме того, данная наклонная архитектура (см. рис. 3, б) обеспечивает близкие значения коэффициента отражения (R_{TE} и R_{TM}) для волн ортогональной поляризации и открывает очень простую возможность для разработки мультиотражательного ROADM с низкими значениями поляризационно зависимых потерь (PDL) [16] и поляризационно зависимых частот (PDF). Это имеет принципиальное значение при работе с высокоплотным частотным планом (меньше 25 ГГц). С этой целью в середине между двумя расширителями пучка располагается полуволновая пластинка 9 полиамида (polyimide) [27], вставленная в глубокую канавку на кремнии и осуществляющая вращение поляризации на 90° (см. рис. 3, а на четвертой стороне обложки). Ввиду симметрии устройства по отношению к поляризации предлагаемый ROADM должен иметь близкие к нулю значения как PDL, так и PDF. Альтернативный подход состоит в том, чтобы использовать два идентичных монополяризационных ROADM, включенных в устройство, содержащее делители и вращатели поляризации. А именно, входной сигнал разделяется на две поляризации (квази-ТЕ и квази-TM), TE-поляризация поворачивается на 90° и трансформируется в ТМ-поляризацию, затем оба сигнальных канала одновременно обрабатываются двумя ROADM. Тогда при выводе из устройства два набора сигналов (Drop и Through) объединятся попарно на двух смесителях поляризации, расположенных симметрично, чтобы обеспечить низкий PDL и PDF [16].

Результаты численного моделирования ROADM с 380 отражателями [15], оптимизированного для случая $R_{TE}/R_{TM} = 0.83$, показаны (для случая без полуволновой пластинки полиамида) на рис. 6 (см. четвертую сторону обложки). Благодаря специально подобранной функции аподизации коэффициентов отражения разных отражателей, устройство имеет очень низкий PDL, высокое подавление боковых лепестков сигнала Drop и хорошую режекцию сигнала Through, а также умеренные внутренние потери (приблизительно 1,4 дБ) для сигналов фильтрации IL_D и прохождения IL_T. Введение дополнительной полуволновой пластинки приведет к тому, что частотная характеристика устройства займет промежуточное положение между зависимостями для двух перпендикулярных поляризаций.

Заключение

В работе описан дизайн нового типа широкоперестраиваемых оптических мультиплексоров ввода/вывода, использующих мультиотражательные расширители на основе наклонных наноотражателей. Комбинация технологий изготовления волноводов, отражающих полосок и эффективных фазосдвигающих элементов с патентованной мультиотражательной технологией может обеспечить разработку новых типов перестраиваемых оптических устройств для гибких высокоплотных систем WDM с сеткой частот 50; 25 или 12,5 ГГц. Мультиотражательная фильтрующая технология имеет большой потенциал, поскольку позволяет перекрыть параметры многих конкурентоспособных технологий по числу перестраиваемых каналов, по длине волны (до 400), скорости переключения АОПФ (до 2 мкс) или крутизне температурной перестройки ROADM (до 0,6 нм/°С). Новый дизайн ROADM обеспечивает широкую перестройку (в пределах полного С- или L-диапазонов) за счет малого изменения температуры (меньше 65 °С), не применяя эффект нониуса (Vernier).

Мультиотражательная технология проходит стадию становления и ожидает своего часа экспериментального воплощения, исследования и демонстрации своих уникальных параметров в работающих элементах для ВОЛС. Практическая реализация данной технологии может открыть путь для уменьшения стоимости частотных каналов, необходимой для коммерциализации локальных сетей на основе WDM.

Данная работа выполнена при поддержке инновационного гранта РФФИ № 05-02-08118-оfi-а (рук. А. В. Царев).

Автор выражает благодарность профессорам Mario N. Armenise и Vittorio M. N. Passaro из Politecnico di Bari, Италия, а также канд. физ.-мат. наук Е. А. Колосовскому из Института физики полупроводников СО РАН за плодотворные и полезные обсуждения мультиотражательной фильтрующей технологии. Автор благодарен академику РАН Е. М. Дианову и член.-корр. РАН С. В. Богданову за дружескую поддержку данных исследований, а компании RSOFT Design Group, Inc за предоставление пользовательской лицензии и технической поддержки для комплекта программ автоматизированного проектирования фотонных устройств [25].

Список литературы

1. **Наний О. Е.** Основы технологии спектрального мультиплексирования каналов передачи (WDM) // Lightwave Russian edition. 2004. No 2. P. 47—52.

2. **Пичугин Д.** Волокно по-прежнему в избытке // Lightwave Russian edition. 2004. No 3. P. 16–17.

3. Eldada L. Polymer integrated optics: promise versus practicality // Proc. SPIE. 2002. Vol. 4642. P. 11–22.

4. Toyoda S., Ooba N., Kitoh T., Kurihara T., Maruno T. Wide tuning range and low operating power AWG-based thermo-optic wavelength tunable filter using polymer waveguides // Electronics Letters. 2001. Vol. 37. P. 1130–1132.

5. Doerr C., Stulz L., Levy D., Pafchek R., Cappuzzo M., Gomez L., Wong-Foy A., Chen E., Laskowski E., Bogert G., Richards G. Wavelength Add-Drop Node Using Silica Waveguide Integration // J. Lightwave Technol. 2004. Vol. 22. P. 2755–2762.

6. **Tang P., Eknoyan O., Taylor H.** Rapidly Tunable Optical Add-Drop Multiplexer (OADM) Using a Static-Strain-Induced Grating in LiNbO₃ // J. Lightwave Technol. 2003. Vol. 21. P. 236–245.

7. Herrmann H., Schäfer K., Schmidt Ch. Low-loss tunable integrated acoustooptical wavelength filter in LiNbO₃ with strong sidelobe suppression // IEEE Photon. Technol. Lett. 1998. Vol. 10. P. 120–122.

8. Nakazawa T., Taniguchi S., Seino M. Ti:LiNbO₃ Acousto-Optic Tunable Filter (AOTF) // FUJITSU Sci. Tech. J. 1999. **35**. 1. P. 107–112.

9. Barozzi G., Lo Papa M., Fontanella F., Meli F., Caccioli D., Donati S., Guidi M., Wong C., Wu K. Y., Liu J. Y. 25 GHz AOTF Based Configurable Add/Drop Node // Proc. ECOC. 2000. Vol. 4. P. 57–60.

10. Bitauld D., Zaquine I., Maruani A., Frey R. Uniform response high resolution tunable optical filtering using a grating-assisted acousto-optic device // Opt. Express. 2005. 13. P. 6438–6444.

11. Floriot J., Lemarchand F., Lequime M. Tunable double-cavity solid-spaced bandpass filter // Opt. Express. 2004. Vol. 12. P. 6289–6298. 12. Zhu Y., Shum P., Lu C., Swart P., Lacquet B., Spammer S. Promising compact wavelength-tunable optical add-drop multiplexer in dense wavelength-division multiplexing systems // Opt. Lett. 2004. Vol. 29. P. 682–684.

13. Marom D., Neilson D., Greywall D., Pai C., Basavanhally N., Aksyuk V., López D., Pardo F., Simon M., Low Y., Kolodner P., Bolle C. Wavelength-Selective 1 × K Switches Using Free-Space Optics and MEMS Micromirrors: Theory, Design, and Implementation // Lightwave Technol. 2005. Vol. 23. P. 1620–1630.

14. **Tsarev A.** A new type of small size acousto-optic tunablefilter with super narrow optical linewidth // Applied Physics B. 2001. V. 73. No 5–6. P. 495–498.

15. Passaro V. M. N., Magno F., Tsarev A. V. Investigation of thermo-optic effect and multi-reflector tunable filter/multiplexer in SOI waveguides // Optics Express. 2005. Vol. 13. Issue 9. P. 3429–3437.

16. **Tsarev A. V., Passaro V. M. N., Magno F.** Widely Tunable Reconfigurable Optical Add/Drop Multiplexers in Silicon-on-Insulator Technology: a New Approach // Silicon Photonics. Editor V. M. N. Passaro, publisher Research Signpost, Trivandrum, Kerala, India. 2006. Chapter 3. P. 47–77.

17. **Царев А. В.** Расширитель пучка. Патент Российской Федерации № 2183337, Бюл. № 16 от 10.06.2002.

18. **Tsarev A. V.** Beam-expanding device. United States Patent No 6, 836, 601. December 28, 2004.

19. Царев А. В. Акустооптический перестраиваемый фильтр. Патент Российской Федерации № 2182347. Бюл. № 13 от 10.05.2002.

20. **Tsarev A. V.** Acousto-optical variable filter. United States Patent No. 7, 092, 139. August 15, 2006.

21. **Tsarev A. V.** Tunable optical filters. United States Patent No 6, 999, 639. February 14, 2006.

22. Neuman V., Pitt C. W., Walpita L. M. Guided-wave holographic grating beam expander — fabrication and performance // Electronics Letters. 1981. V. 17. P. 165—166.

23. Миллер М., Нурлигареев Д. Х., Сычугов В. А., Тихомиров А. Е. Волоконный расширитель волноводного пучка света // Журнал технической физики. 1990. Т. 60. В. 4. С. 195–197.

24. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с. 25. Rsoft Photonic CAD Suite (BeamPROP 6.0, FullWAVE 4.0, BandSOLVE 2.0) by RSoft Design Group, Inc., single license, 2005.

26. Когельник Г. Теория диэлектрических волноводов // Интегральная оптика / Под. ред. Т. Тамира. М.: Мир., 1978. 344 с.

27. Inoue Y., Takahashi H., Ando S., Sawada T., Himeno A., Kawachi M. Elimination of Polarization Sensitivity in Silica-Based Wavelength Division Multiplexer Using a Polyimide Half Waveplate // Journal of Lightwave Technology. 1997. Vol. 15. No. 10. P. 1947—1957.

УДК 681.586

В. М. Колешко, д-р техн. наук, проф., **А. В. Сергейченко**,

Белорусский национальный технический университет, г. Минск

МЕТАЛЛООКСИДНЫЕ МИКРОЭЛЕКТРОННЫЕ ГАЗОВЫЕ СЕНСОРЫ: ОБЗОР. Ч. 2.* Многосенсорные структуры, интегральные сенсорные системы

Приведен обзор вариантов реализации многосенсорных структур на одном кристалле. Рассмотрены варианты монолитной интеграции первичных преобразователей и интегральной электронной схемы. Отмечены преимущества использования КМОП-технологии при создании интегральных сенсорных систем. В качестве основного источника использованы библиотеки патентов.

Используемые в качестве активных слоев металлооксидных микроэлектронных газовых сенсоров (ММГС) оксиды обладают чувствительностью ко многим газам и практически невозможно создать абсолютно селективный газовый сенсор. Проблематичным также становится адекватная оценка результатов измерений в случае появления посторонних газов. Эти и другие причины привели к созданию многосенсорных систем, в которых каждый отдельный сенсор обладает специфической чувствительностью.

Интеллектуальные системы газового анализа, называемые "электронный нос", построены на принципе анализа совокупности сигналов от некоторого числа сенсоров. Это может быть как набор отдельных сенсоров, так и многосенсорные структуры (матрицы). Последние отличаются более низким энергопотреблением, меньшими габаритными размерами и стоимостью в расчете на один сенсорный элемент.

Каждый чувствительный элемент (ЧЭ) совокупности сенсоров должен по своему реагировать на один и тот же компонент газовой смеси, что позволяет создать своеобразный отличительный "портрет" для определенного газа. Индивидуальность в чувствительности может достигаться различными путями: различие рабочих температур отдельных сенсоров при одинаковом активном слое (АС), использование различных материалов АС и слоев с различной морфологией, использование различного рода каталитических добавок, оценка характера изменения сигнала и т. п. На рисунке представлены основные варианты конструктивной реализации многосенсорных структур.

Одним из самых простых решений является формирование на одном кристалле однотипных сенсоров (на нашей схеме они представляют *матричный* вариант), например мембранного типа [1]. В данном случае каждый ЧЭ имеет собственный нагревательный элемент и может быть разогрет до определенной температуры, не влияя при этом на характеристики соседних элементов. В совокупности с особыми методами формирования АС это позволяет создавать матрицу с числом уникальных сенсоров, равным числу чувствительных элементов в ней [1—4].

Матричные кристаллы могут быть также консольного или мостового типа. В данном случае отдельные чувствительные элементы уже нельзя считать независимыми. Достаточно бывает всего одного нагревательного элемента. При этом, например, разогревается лишь свободный край консоли [5]. За счет однонаправленного теплостока в сторону закрепленной части по длине консоли создается градиент температуры. Значение градиента может как определяться лишь теплопроводностью материала консоли, так

^{*} Часть 1 опубликована в № 2, 2007 г.



От многосенсорных структур ММГС к интегральным системам

и задаваться специальным образом. В работе [6] на консоли предложено располагать две пары ЧЭ: высокои низкотемпературную. Каждая пара имеет свой нагревательный элемент. Между ними расположен температурный барьер. Это может быть утонение консоли, термоизолирующая вставка и т. д. В случае мостовой конструкции система оказывается двунаправленной.

Сложность работы с многосенсорными структурами состоит в том, что каждый ЧЭ в них, по сути, является независимым устройством, вносящим в результаты измерения свою, иногда трудно контролируемую ошибку. Процессы деградации у каждого элемента также индивидуальны. Результатом этих и других условий становится высокая сложность точного воспроизведения такой системы. Авторы работы [7] предложили конструкцию, которая является по своей сути эквивалентом матричного кристалла газовых сенсоров и лишена, по их мнению, большинства указанных недостатков. Сенсор представляет собой подложку, на которой сформировано несколько электродов (в базовом варианте их три), расположенных на разном расстоянии друг от друга. Причем расстояние между узкой парой меньше толщины активного слоя. Другой вариант конструкции: пары электродов по тому же принципу сформированы в толще АС. Узкая пара электродов определяет изменение характеристик области активного слоя, заключенной между ними. Широкая пара измеряет ток, протекающий практически через весь АС. При появлении искомого газа характеристики, определяемые обеими парами электродов, в итоге будут одинаковыми. Однако изменение сопротивления, измеряемое узкой парой, будет происходить с некоторой временной задержкой по отношению к сопротивлению широкой пары. В итоге выходные сигналы составляют петлю гистерезиса, ширина которой определяется временем, необходимым для диффузии газа через AC.

Для включения сенсоров в состав измерительных приборов используются различные схемы подключения. Наиболее часто это гибридные сборки. Однако такое исполнение становится неудовлетворительным, особенно в тех случаях, когда матрица насчитывает очень большое число сенсорных элементов.

Изделия микроэлектроники, выполненные по интегральной технологии, имеют такие характеристики как низкое энергопотребление, компактность и в силу массовости производства, низкую стоимость. Стремление интегрировать первичные преобразователи и интегральную схему обработки сигналов привело к появлению разработок, объединяющих на одном кремниевом кристалле газовые сенсоры и электронную схему, выполненные в едином технологическом процессе. Монолитная интеграция призвана заменить гибридное исполнение.

Возможны два варианта реализации такой интеграции: горизонтальный и вертикальный (см. рисунок).

В предложенном в работе [8] варианте и сенсорный элемент, и транзисторная схема формируются одно-

временно, так как нагревательный элемент представляет собой МОП-структуру. Тонкая диэлектрическая мембрана обеспечивает хорошую термоизоляцию.

В работе [9] предложено электронную схему и сенсорный элемент формировать последовательно. При этом интегральная схема расположена под сенсором. Термоизоляции в данном случае добиваются за счет того, что при нагреве сложная мембрана (состоит как минимум из двух диэлектрических слоев с различными температурными коэффициентами линейного расширения) выгибаясь, удаляется от микроэлектронной схемы.

Получение интегральных сенсорных систем возможно лишь при совместимости технологий изготовления сенсорных элементов и элементов интегральных схем. В этой связи наиболее подходящей оказалась КМОП-технология [10].

Применение КМОП-технологии дает следующие преимущества [11]:

- полная совместимость микроэлектронной технологии изготовления;
- возможность монолитной интеграции сенсорных элементов и элементов схемы;
- интеллектуальные возможности (микроконтроллер), реализуемые на чипе;
- чрезвычайно малые размеры и низкое потребление энергии;
- возможность изготовления в условиях стандартизированного промышленного производства;
- невысокая стоимость.

* * *

Большинство процессов, связанных как с производством, так и с жизнедеятельностью человеком, характеризуются своим "запахом". В связи с этим с каждым годом все шире становится применение микроэлектронных газовых сенсоров. Благодаря технологиям микро- и наноэлектроники они обладают часто уникальной чувствительностью. Возможность интегрального исполнения матричных многосенсорных систем в скором времени приведет к повсеместному использованию миниатюрных интеллектуальных устройств типа "электронный нос".

Список литературы

1. **Hat. 5, 356, 756 (USA).** Application of microsubstrates for materials processing.

2. Har. 5, 605, 612 (USA). Gas sensor and manufacturing method of the same.

- 3. **Πατ. 6, 265, 222 (USA).** Micro-machined thin film hydrogen gas sensor, and method of making and using the same.
 - 4. Пат. 2100801 (RU). Твердотельный газовый сенсор.
 - 5. Пат. 5, 019, 885 (USA). Gas detecting device.

6. **Hat. 6, 235, 243 (USA).** Gas sensor array for detecting individual gas constituents in a gas mixture.

7. **Hat. 5, 789, 659 (USA).** Monitoring of multiple-electrode gas sensors.

8. **Πат. 6, 111, 280 (USA).** Gas-sensing semiconductor devices.
 9. **Πат. 6, 329, 696 (USA).** Semiconductor device with electric converter element.

10. Wittvrouw A. at all. Why CMOS-integrated transducers? A review // Microsystem Technologies. 2000. V. 6. P. 192–199.

11. **Hierlemann A.** at all. Application-specific sensor systems based on CMOS chemical microsensors // Sensors and Actuators. B 70. 2000. P. 2-11.

УДК 621.382.049.77+531:546.621-31

Н. И. Мухуров, д-р техн. наук, **Г. И. Ефремов**, канд. техн. наук, Государственное научное учреждение "Институт электроники Национальной академии наук Беларуси"

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ МИКРОРЕЛЕ С МАССИВНЫМ ЯКОРЕМ

Анализируются особенности функционирования микрореле на электростатическом принципе действия с массивным якорем плоскопараллельной конструкции.

Введение

Среди наиболее динамично развивающихся направлений науки и техники следует выделить микроэлектромеханические системы (МЭМС) [1]. МЭМС представляют собой трехмерные микрообъекты, в которых характерные размеры элементов составляют микрометры и для их изготовления используются модифицированные базовые технологические операции, традиционно принятые в микроэлектронике. Одним из ключевых элементов электромеханических систем являются микроприводы (микроактюаторы), обеспечивающие возвратно-поступательное перемещение рабочих органов различных механических устройств. Из микроприводов разного типа наиболее широкое распространение получили электростатические [2]. Такие микроприводы используют энергию электрического поля для совершения движения. Из них достаточно перспективны электростатические микрореле различных конструктивных исполнений, в которых возврат в исходное положение подвижного элемента-якоря осуществляется за счет упругих держателей. Нами теоретически исследованы особенности функционирования таких микрореле, получены обобщенные выражения для расчетов и предложен ряд конструкций на основе анодного оксида алюминия (АОА) и традиционных технологических процессов, позволяющих существенно расширить и повысить эксплуатационные параметры широкого спектра систем разнообразного назначения [3, 4]. Цель работы используя разработанные методики расчета, проанализировать особенности влияния массы (веса) якоря на функционирование электростатических микрореле.

Аналитические выражения для расчета характеристик

Введем в микрореле плоскопараллельной конструкции якорь 1 с относительно большой массой, которая в статическом состоянии способна уменьшить межэлектродное расстояние t за счет прогиба упругих держателей 2 на предварительную величину y_1 (рис. 1). При подаче на электроды 3, 4 управляющего напряжения U электростатические силы F будут притягивать якорь при постоянном дополнении в виде силы тяжести якоря Q, и смещение y его продолжится уже при минимальном напряжении. В этом состоит принципиальное отличие новой схемы от электростатиче-



тического микрореле с массивным якорем

ского реле (ЭСР) с фиксированным предварительным смещением якоря, в которой якорь остается неподвижным, пока напряжение не достигнет такого значения, при котором сила F превысит реактивную силу P и отделит якорь от неподвижного упора.

Проведем анализ кинематики (рис. 2) на примере плоскопараллельной конструкции с "елочным" расположением держателей (на рис. 1 они показаны условно).

Действующие силы Q и F определяются формулами

$$Q = \frac{kEIq}{l^3} y_1 = Wd, \tag{1}$$

где k — коэффициент заделки; E — модуль упругости; I — момент инерции держателя; q — число держателей; l — длина держателя; W — объем якоря; d — удельный вес;

$$F = \frac{\varepsilon_0 S U^2}{2(t-y)^2},\tag{2}$$

где ε_0 — электрическая постоянная; *S* — площадь якоря. Реактивная сила

$$P = \frac{kEIq}{l^3} y. \tag{3}$$

$$F + Q = P, \tag{4}$$



Рис. 2. "Елочная" схема расположения держателей

откуда

$$U = \sqrt{\frac{2kEIq}{\epsilon_0 Sl^3} (t - y)^2 (y - y_1)},$$
 (5)

или в относительной форме

$$U = \sqrt{\frac{2kEIqt^{3}}{\epsilon_{0}Sl^{3}}(1-m)^{2}(m-m_{1})},$$
 (6)

где m = y/t, $m_1 = y_1/t$, диапазон изменения $m = m_1, ..., 1$. Обозначив согласно [3, 4]

$$C = \sqrt{\frac{2kEIqt^3}{\varepsilon_0 Sl^3}},$$
(7)

$$U^* = \sqrt{(1-m)^2(m-m_1)}, \qquad (8)$$

получим унифицированную формулу для расчета параметров микрореле:

$$U = CU^*, \tag{9}$$

где C — конструктивная константа; U^* — базовая функция.

Функция U^* качественно характеризует процесс изменения напряжения в равновесном режиме в диапазоне $m = m_1, ..., 1$ и графически представляет собой кривую вида параболы, у которой $U^* = 0$ при $m = m_1$ и m = 1 и U_{max} — в средней части при $m = m_0$. После U^*_{max} управляемое смещение якоря заканчивается и начинается его дальнейшее спонтанное перемещение в межэлектродном промежутке [3, 4]. Эта функция является общей для всех типоразмеров микрореле рассматриваемой схемы.

Константа C описывает количественное значение напряжения в конкретном микрореле, корректировка U достигается изменением входящих в (7) параметров.

Координата относительного положения якоря при U_{max} в межэлектродном промежутке m_0 рассчитывается путем дифференцирования выражения (8):

$$m_0 = \frac{2+m_1}{3} \pm \sqrt{\left(\frac{2+m_1}{3}\right)^2 - \frac{1+2m_1}{3}}.$$
 (10)

Необходимый для получения требуемой величины *y*₁ вес якоря и его размеры определяются из формулы (1):

$$W = \frac{kEIq}{dl^3} y_1 \tag{11}$$

и по соотношению

$$B = \frac{Q}{Sd}.$$
 (12)

Расчет значений $m_0(m_1)$ и $U^*(m, m_1)$ показывает, что применение массивного якоря снижает напряжение U_{max} и увеличивает координату, характеризующую относительное положение якоря в межэлектродном промежутке (рис. 3). Так, если при $m_1 = 0$ параметры базовой кривой $U_{\text{max}} = 0,38$, $m_0 = 0,33$, то при $m_1 = 0,33$ напряжение U_{max} снижается в 1,8 раза, координата m_0 возрастает в 1,68 раз, при $m_1 = 0,5$ параметры изменяются соответственно в 2,8 и 2,0 раза.

- НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 4, 2007 -



Анализ полученных результатов показывает, что срабатывание ЭСР по-прежнему происходит на 1/3 оставшегося межэлектродного расстояния $t - y_1$.

Представляется целесообразным численно сопоставить получившиеся зависимости $U^*(m, m_1)$ с традиционными $U^*(m)$.

Оценка эффективности использования массивного якоря

Расчет проведем на примере конкретного микрореле, чтобы оценить количественно электрические и механические параметры. Исходные данные микрореле: $l = 6 \cdot 10^{-4}$ м, $a = 6 \cdot 10^{-5}$ м, $b = 5 \cdot 10^{-6}$ м, $S = 2 \cdot 10^{-6}$ м², $t = 15 \cdot 10^{-6}$ м, $E = 1.4 \cdot 10^{11}$ H/м², $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, d = 2 кг/дм³ = $2 \cdot 10^4$ H/м³, $I = \frac{ab^3}{12} = 62.5 \cdot 10^{-23}m^4$, k = 3, q = 4 (см. рис. 1, 2).

Согласно (2), (3), (4) при подстановке t и y (в микрометрах), обозначенных соответственно t^* , y^* , полу-

чаем $F = 8,85 \cdot 10^{-6} \frac{U^2}{(15 - y^*)^2}$; $P = 4,86 \cdot 10^{-6}y^*$; $U = \sqrt{0,549(15 - y^*)^2(y^* - y_1^*)}$.

На рис. 4 представлены реактивная сила *P* держателей, электростатические силы *F* при постоянных напряжениях U=1 B, U=10 B $< U_p$, U=16,6 B $= U_p$, U=20 B $> U_p$, где U_p — рабочее напряжение; на рис. 5 — зависимость $U(y, y_1)$ в равновесном режиме при $y_1 = 0, y_1 = 3$ мкм $< y_0 = 5$ мкм, $y_1 = 5$ мкм $= y_0$, $y_1 = 7,5$ мкм $> y_0$.

Процесс включения при Q = 0 и $y_1 = 0$ происходит по традиционной схеме (см. рис. 4). При постоянных напряжениях реле срабатывает, когда зависимости F(y) и P(y) имеют точку касания, координаты которой определяют значения минимального рабочего напряжения $U_{p \min} = 16,6$ В при $m_0 = 5$ мкм. Напряжение U = 10 В $< U_{p \min}$ смещает якорь лишь на 1 мкм, а напряжение U = 20 В $> U_{p \min}$ создает значительный перевес электростатических сил *F* над ре-



Рис. 4. Численные зависимости F(y) при U = (1; 10; 16, 6; 20) В и P(y)

активными силами *P*, что, минуя этап регулируемого перемещения якоря, стимулирует "мгновенное" замыкание контактов. Последнее уменьшает возможность возникновения искрения и увеличивает контактное давление.

Предварительный прогиб у1 держателей на 3; 5; 7,5 мкм обеспечивается соответственно силами Q, равными (14,6; 24,3; 36,5) \cdot 10⁻⁶ H (рис. 5), далее в равновесном состоянии при постоянном повышении напряжения начинается также постепенное управляемое увеличение прогиба держателей на треть оставшегося межэлектродного расстояния и срабатывание реле соответственно при $U_p = 11,9$; 8,98; 5,86 В, $m_0 = 7; 8; 10$ мкм. Снижение напряжения достигается в 1,4; 1,8; 2,8 раз. В абсолютных числах разница напряжений составляет существенную величину: от 4,7 до 10,7 В. Требуемая толщина якоря согласно (12) составляет 360, 600, 900 мкм. Это большие значения, но они могут быть уменьшены при увеличении площади. Вместе с тем, повышенная толщина якоря улучшает его плоскостность и в итоге снижает градиент электростатических сил на якоре.





НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 4, 2007

Зависимости U(y) в традиционной схеме при межэлектродных расстояниях, равных $t_1 = t - t_1$, определяются соотношением

$$U = \sqrt{0.549(t_1^* - y^*)^2 y^*}.$$
 (13)

Следовательно, в равновесных режимах напряженное состояние держателей не изменяет характера зависимости U(t, y) потому, что "нулевая" нагрузка является лишь частным случаем равновесия.

Заключение

На основании изложенного можно сделать следующие выводы.

1. Вес якоря Q прогибает держатели и уменьшает межэлектродное расстояние, снижая напряжение $U_{\rm max}$ и смещая его относительную координату m_0 в сторону неподвижного электрода.

2. Параметры ЭСР с массивным якорем совпадают с параметрами традиционных реле, у которых межэлектродное расстояние равно $t - y_1$.

УДК 621.382

С. А. Жукова*, канд. техн. наук, Д. Ю. Обижаев**, О. В. Демичева*, канд. физ.-мат. наук, А. М. Алексеев*, канд. техн. наук, Л. Л. Клинова*, канд. техн. наук, М. М. Томишко*, д-р хим. наук * ФГУП НИФХИ им. Л. Я. Карпова, ** "Московский авиационно-технологический институт" — РГТУ им. К. Э. Циолковского, E-mail: svetlzhukova@yandex.ru

ГАЗОВЫЙ СЕНСОР НА МНОГОСТЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ, РАБОТАЮЩИЙ НА РЕГИСТРАЦИИ ЧЕТЫРЕХ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

Разработана конструкция и измерены характеристики макетных образцов газового сенсора, работающего на одновременной регистрации четырех электрофизических параметров. Сенсор позволяет определять концентрации четырех газов (водорода, углекислого газа, двуоксида углерода и метана) в газовой смеси. Нижний предел обнаружения газов составляет 0,0001 %. Чувствительным материалом служит композиционный полимерный материал на основе многостенных углеродных нанотрубок и полиимида.

Введение

Углеродные нанотрубки были обнаружены в 1991 г. и привлекли внимание множества групп исследователей из-за их уникальных электрических, механических и тепловых свойств. Экстраординарные свойст3. Использование массивного якоря в ЭСР целесообразно при формировании и корректировке субмикрометровых межэлектродных промежутков.

4. Массивный якорь представляется также перспективным в инерционных электростатических микросистемах с емкостными преобразователями входящих сигналов, в частности, в акселерометрах, вибраторах, датчиках перемещения и т. п.

Список литературы

1. **Нано**- и микросистемная техника. От исследований к разработкам / Сборник статей под ред. д. т. н., проф. П. П. Мальцева. М.: Техносфера, 2005. 592 с.

2. Иванов А. А., Мальцев П. П., Телец В. А. О направлениях развития микросистемной техники // Нано- и микросистемная техника. 2006. № 1. С. 2—12.

3. **Мухуров Н. И.** Алюмооксидные микро-наноструктуры для микроэлектромеханических систем. Минск: УП "Бестпринт". 2004. 166 с.

4. **Мухуров Н. И., Ефремов Г. И.** Моделирование и разработка перспективных микроэлектромеханических структур на основе анодного оксида алюминия // Нано- и микросистемная техника. 2006. № 1. С. 27—34.

ва являются результатом уникальной структуры нанотрубок. Углеродные нанотрубки имеют толщину практически в один молекулярный слой, т. е. каждый атом находится на поверхности, тем самым увеличивается площадь взаимодействия материала нанотрубки с внешней средой. В связи с этим углеродные нанотрубки нашли применение в качестве игольчатых щупов сканирующих зондовых микроскопов, в дисплеях с полевой эмиссией, высокопрочных композиционных материалах, электронных устройствах, а также чувствительных элементов газовых сенсоров [1, 2]. Сенсоры, имеющие размеры, сравнимые с размерами детектируемых молекул, являются миниатюрными, низкоэнергетичными, быстродействующими и высокочувствительными.

За последние два года в НИФХИ им. Л. Я. Карпова разработана технология термокаталитического синтеза углеродных многостенных нанотрубок с высокими электропроводностью (металлической) и магнитными свойствами [3, 4]. Они обладают высокой термостойкостью (более 2500 °С), прочностью (прессуются без наполнителя при 7000 МПа), химической стойкостью (не растворяются в щелочах и "царской водке"). В представленной разработке использованы сорбционные свойства нанотрубок.

В целом ряде устройств газовой сенсорики используются чувствительные материалы на основе полимерных композиционных материалов с углеродными сорбентами в качестве наполнителя. В работах [5, 6] авторы рассматривают различные конструкции исполнительных элементов газовых сенсоров с использованием полимер-углеродного композита. Исполнительные элементы таких сенсоров можно достаточно легко сформировать стандартными приемами технологии объемной или поверхностной микрообработки, в отличие от конструктивов на основе одиночных нанотрубок, где необходимо высокопрецизионное позиционирование последних относительно контактов.

Целью настоящей работы являлась разработка газового сенсора на многостенных углеродных нанотрубках, работающего на одновременной регистрации четырех электрофизических параметров в диапазоне концентраций газов: водорода (H₂) — 0,001—1 %; оксида углерода (CO) — 0,0001—1 %; метана (CH₄) — 0,001—1 %.

Состав чувствительного материала сенсора

В качестве материала чувствительного элемента сенсора использовали полимерные композиционные покрытия толщиной 0,3—0,5 мкм на основе раствора полиамидокислоты (полипиромеллитимида) в смеси диметилацетамида и ацетона с концентрацией сухого остатка 1 % (мас.) и концентрацией нанотрубок 100 г/л.

Покрытия получали методом термообработки смеси, состоящей из раствора полиамидокислоты с частицами наполнителя, нанесенной на твердую поверхность подложек методом центрифугирования. После нанесения смеси на подложки полученные покрытия подвергали сушке при 353—373 К в течение 30 мин и окончательной термообработке при температуре $558 \pm 0,5$ К в течение 30 мин, соответствующей полному протеканию процесса имидизации полиимидного связующего. В результате получали покрытия на основе полиимидов с наполнителем.

Конструкция и принцип действия сенсора

Сенсор — устройство преобразования изменения неэлектрической величины в изменение электрического сигнала [1]. При воздействии газовой среды на чувствительный элемент сенсора, представляющий собой пленочную структуру на основе полимерного композиционного материала, изменяются электрические параметры сенсора.

Разработанный сенсор представляет собой интегральную микросхему (рис. 1) размером 10×10 мм, состоящую из подложки 1 с выполненными на ней модулями четырех типов: модулем преобразования диэлектрической проницаемости чувствительного материала сенсора в изменение электрической емкости исполнительного элемента сенсора (емкостной модуль 2), модулями преобразования изменения электропроводности чувствительного материала в изменение электрического сопротивления исполнительного элемента сенсора с различным расстоянием между проводниками (резистивные модули 3), модулем преобразования изменения теплопроводности газовой среды в изменение электрического сопротивления исполнительного элемента сенсора (терморезистивный модуль 4) и модулем измерения минимального напряжения, при котором наблюдается выделение электронов с поверхности нанотрубок, с различными расстояниями между электродами (ионизационные модули 5).

Каждый кристалл сенсора содержит технологические знаки совмещения 6 (рис. 1). Размер и материал контактных площадок 7 были выбраны из условий



Рис. 1. Схема газового сенсора на многостенных углеродных нанотрубках, работающего на регистрации четырех электрофизических параметров:

1 - подложка; $2 -$ емкостной модуль; $3 -$ резистивные моду-
ли с различным расстоянием между проводниками; 4 — термо-
резистивный модуль; 5 — ионизационный модуль сенсора с
различным расстоянием между электродами; 6 — знаки совме-
щения; 7 — контактные площадки

воспроизводимого и качественного проведения процесса сварки.

Емкостной модуль сенсора представляет собой выполненный на поверхности диэлектрической подложки *1* (рис. 2) гребенчатый конденсатор *2* с нанесенными на его поверхность функциональными слоями: диэлектрическим (*3*) на основе низкотемпературного плазмохимического нитрида кремния и чувствительными (*4*).

Общую емкость такого гребенчатого конденсатора можно представить в виде суммы емкостей десяти соединенных вместе плоских конденсаторов. Общая емкость зависит от материалов подложки, диэлектрического слоя и чувствительного слоя, а также газовой среды над чувствительным слоем. В рабочем режиме сенсора изменяются главным образом составляющие емкости, определяемые диэлектрическими свойствами чувствительного материала 5, 6 (рис. 2) и газовой средой над чувствительным слоем 7. Составляющие емкости, определяемые свойствами подложки 8 и диэлектрического слоя 9-11 остаются практически неизменными вследствие незначительной газопроницаемости материалов защитного слоя и подложки.

Работа *резистивного модуля* сенсора основана на явлении изменения сопротивления чувствительного материала при воздействии на него различных газовых сред. Присутствие небольшого числа нанотрубок в диэлектрической полимерной матрице придает покрытиям из композиционного полимерного материала электропроводящие свойства. В результате сорбции нанотрубками газов резистивные свойства компози-



Рис. 2. Схематическое изображение модулей сенсора (обозначения даны в тексте)

ционного материала на основе полиимида и нанотрубок изменяются, что обусловливает чувствительность модуля к метану, оксиду и двуоксиду углерода и водорода, причем абсолютные значения изменения сопротивления при использовании различных газов различаются. Для обеспечения достаточного для измерения стандартной аппаратурой сопротивления и повышения воспроизводимости абсолютного значения сопротивления предложена конструкция, представляющая собой выполненную на поверхности подложки 1 (рис. 2) встречно-штыревую систему проводников 12, на поверхности которой сформирован чувствительный элемент.

В работе [7] исследователи использовали углеродные нанотрубки для создания миниатюрного газоионизационного сенсора. В ионизационных сенсорах детектируют газы путем измерения напряжения пробоя. Концентрация газа может быть определена путем измерения разрядного тока в устройстве. Однако существующие сенсоры являются слишком большими, потребляют много энергии и требуют "опасного" высокого напряжения для работы. Ајауап и его коллеги [8] сделали простое разрядное устройство, в котором катодом является тонкая пленка, содержащая миллионы многостенных нанотрубок. Анод изготовлен из алюминиевого листа. Отдельные нанотрубки в пленке создают очень высокие электрические поля на их концах и умноженный эффект действия всех нанотрубок ускоряет наступление пробоя. В этом случае газ может быть ионизирован при напряжении, на 65 % меньшем, чем в традиционных сенсорах. Было также

установлено, что ток разряда в таком устройстве был в 6 раз выше, чем в обычных устройствах. Это позволило сделать детектор, способный определять концентрации вредного газа на уровне 10^{-7} молей в литре (порядка 0,0001 %).

Нами предложена конструкция ионизационного модуля сенсора, элементы которого выполнены в плоскости подложки поверхностной микрообработкой. При подаче различного напряжения на электроды фиксируется минимальное напряжение, при котором начинает протекать ток через зазор между чувствительным элементом, имеющим электрический контакт с первым электродом 13 (рис. 2), и вторым электродом 14.

Для обеспечения восстановления характеристик модуля в его конструкции предусмотрены пленочные нихромовые нагревательные элементы, которые приводят в рабочее состояние в конце каждого цикла работы сенсора.

Терморезистивный модуль сенсора представляет собой выполненный на подложке с контактами 15 (рис. 2) терморезистивный элемент 16 со сформированными на его поверхности защитным слоем 17 на основе низкотемпературного плазмохимического нитрида кремния и слоем чувствительного

материала. Чувствительный материал служит для увеличения чувствительности терморезистора (за счет повышенного поглощения теплоты нанотрубками). Действие терморезистивного модуля сенсора основано на прямопропорциональной зависимости между сопротивлением терморезистивного материала и температурой окружающей среды. После помещения сенсора в рабочую газовую среду чувствительный элемент терморезистивного модуля нагревается с помощью пленочного нагревателя, размещенного под структурой модуля, до определенной температуры, а затем питание на нагревателе отключается. Через фиксированный интервал времени (менее 0,5 с) снимаются показания сопротивления и по предварительно определенным значениям сопротивления образца в различных газовых средах находится состав газовой среды.

При помещении сенсора в рабочую газовую среду изменения электрической емкости, сопротивления и напряжения сенсора фиксируются измерительной аппаратурой (омметром, вольтметром и измерителем емкости) и с помощью сформированной предварительно базы данных (набора зависимостей изменения электрофизических параметров от концентрации газов в смеси) определяется газовый состав исследуемой среды.

Технология изготовления сенсора

Разработанное конструктивное решение сенсора представляет собой пленочную интегральную микро-



Рис. 3. Технологическая схема изготовления сенсора (a); микрофотография фрагмента сенсора (δ) и фотография нанотрубок, использованных при формировании чувствительного материала, полученная с помощью электронного микроскопа (s)

схему, элементы которой выполнены в виде различного рода пленок, нанесенных на поверхность диэлектрической подложки. Все модули сенсора выполняются в одном технологическом цикле на одной и той же подложке по групповой технологии.

На рис. 3, *а* схематически показана технология изготовления сенсора, на рис. 3, δ — микрофотография фрагмента сенсора, полученного по данной технологии, а на рис. 3, *в* — фотография нанотрубок, использованных при формировании чувствительного материала, полученная с помощью электронного микроскопа.

Исследования влияния газовой среды на характеристики сенсора

На рис. 4 представлены результаты исследований влияния состава газовой смеси на сопротивление резистивного модуля сенсора.

Выбранная концентрация наполнителя (около 100 г/л) обеспечивает сопротивление образцов от единиц до сотен килоом и зависит от толщины композиционного материала.

Нами были изготовлены образцы с различным сопротивлением и исследовано влияние различных газов на их сопротивление. Концентрация газов в смеси с воздухом составляла 10 % (об.).

Оказалось, что при введении в воздух 10 % (об.) диоксида углерода, водорода и метана происходит увеличение сопротивления. Наибольший эффект на-



Рис. 4. Результаты исследования характеристик резистивного и емкостного модуля сенсора:

a — влияние концентрации газов на изменение сопротивления образца; δ — зависимости емкости образца от концентрации газов

блюдается при использовании диоксида углерода, наименьший — при использовании водорода, причем для образцов с большим исходным сопротивлением относительное приращение сопротивления увеличивается больше.

На рис. 4, *а* представлены результаты измерения изменения сопротивления образца с исходным сопротивлением резистивного модуля около 6 кОм при воздействии газовых смесей.

Таким образом, образцы обладают чувствительностью к метану, оксиду и диоксиду углерода и водороду, причем абсолютные значения изменения сопротивления при использовании различных газов различаются.

Исследования электрической емкости емкостного модуля сенсора при воздействии различных газовых сред показали, что емкость образцов изменяется при воздействии газовых смесей, причем характер изменения емкости различается в случае использования различных газов в смеси с воздухом.

При воздействии на образец воздушной смеси с повышенным содержанием водорода наблюдается резкое повышение электрической емкости образца в начальный момент времени с последующим выходом на плато. Для смеси воздуха с оксидами углерода характер изменения емкости образца аналогичен, однако абсолютные приращения емкости значительно меньше. Для смеси воздуха с метаном, напротив, наблюдается уменьшение емкости образца (рис. 4, *б*).



Рис. 5. Результаты исследования характеристик терморезистивного и ионизационного модуля сенсора:

a — разность температуры образца при остывании в газовой смеси и воздухе; δ — зависимость минимального напряжения ионизационного модуля сенсора от концентрации газов; ϵ — диаграмма, иллюстрирующая корреляцию теплопроводности газов [9] и времени остывания образца

Результаты исследования характеристик терморезистивного модуля при воздействии на сенсор газовой среды представлены на рис. 5, *a*, *e*. В качестве терморезистивного слоя в конструкции сенсора использовали пленки диоксида ванадия, полученные методом реактивного магнетронного распыления ванадиевой мишени. Зависимости разности температуры образца при остывании в газовой смеси и воздухе от времени остывания представлены на рис. 5, *a*. Полученные зависимости коррелируют со значениями теплопроводности газов: чем больше теплопроводность газа, тем меньше время остывания образца (рис. 5, *e*).

На рис. 5, б представлены результаты исследования зависимости минимального напряжения иониза-

ционного модуля сенсора от концентрации газов. Характер зависимостей для исследуемых газовых сред одинаков, а абсолютные значения напряжения пробоя различаются.

Рабочие характеристики сенсора

В результате проведенных испытаний были определены следующие характеристики сенсора: габаритные размеры сенсора — 10×10 мм, высота около 0,5 мм; наименование детектируемых газов — H₂, CO, CO₂, CH₄; рабочий диапазон концентраций газов — от 0,0001 до 1 % (об.); время реакции — менее 1 с; время восстановления — менее 60 с; погрешность измерений — менее 0,00005 % (об.); число измеряемых электрофизических параметров — 4.

Заключение

Разработана конструкция и получены макетные образцы газового наносенсора, работающего на одновременной регистрации четырех электрофизических параметров. Наносенсор позволяет определять концентрации четырех газов (водорода, углекислого газа, диоксида углерода и метана) в газовой смеси. Нижний предел обнаружения газов составляет 0,0001 %. Наносенсор представляет собой интегральную микросхему размером 10×10 мм, в состав которой входят четыре модуля (резистивный, терморезистивный, емкостной и ионизационный). Чувствительным материалом служит композиционный полимерный материал на основе многостенных углеродных нанотрубок.

Разработанная технология изготовления сенсора позволяет получать образцы сенсоров групповыми методами изготовления интегральных микросхем с использованием стандартного технологического оборудования для микроэлектроники.

Список литературы

1. Э**гтинс. Б.** Химические и биологические сенсоры. М.: Техносфера, 2005. 336 с.

2. Уайтсайдс Дж., Эйглер Д., Андерс Р. и др. Нанотехнология в ближайшем десятилетии. Прогноз направления исследований / Под ред. М. К. Роко, Р. С. Уильямса и П. Аливисатоса: Пер. с англ. М.: Мир, 2002. 292 с.

3. Томишко М. М., Алексеев А. М., Томишко А. Г., Клинова Л. Л. и др. Углеродные нанотрубки — основа материалов будущего // Нанотехника. 2004. № 1. С. 10—15.

4. Томишко М. М., Демичева О. В., Шклярова Е. И., Анцишкина Н. Д. Магнитные свойства металлсодержащих углеродных нанотрубок, полученных термокаталитическим методом // Нанотехника. 2005. № 2. С. 12–15.

5. Zee F., Judy J. Micromachined polymer-based chemical gas sensor array // Sensors and Actuators B 72. 2001. P. 120–128.

6. Zee F., Judy J. MEMS Chemical Gas Sensor // Proceedings of the 13th Biennial University / Government / Industry Microelectronics Symposium, 20–23 June 1999. P. 150–200.

7. Sazonova V. et al. A tunable carbon nanotube electromechanical oscillator // Nature. 2004. V. 431. P. 284–287.

8. **Ajayan P.** et al. Carbon nanotube capacitance detects vapours / http://nanotechweb.org (march 2005)

9. Физические величины: Справочник / А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др.; Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 4, 2007 -

УДК 681.12.8

С. В. Сажнев*, канд. техн. наук,
В. Н. Тимофеев**, д-р техн. наук, проф.,
М. А. Фомичев**,
Х. А. Миркурбанов***, канд. техн. наук,
* ЗАО "Элточприбор",
** МИЭТ ТУ,
*** ЗАО "Электронточмаш"

ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НИТЕВИДНЫХ ПЕРВИЧНЫХ ТЕРМОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ В ГАЗОВЫХ РАСХОДОМЕРАХ

Давление и термическое нагружение терморезистора в преобразователе определяют его долговечность и электрофизические характеристики, обусловленные напряженно-деформированным состоянием и действием температуры. Отсюда при разработке приборов важно оценить деформации и напряжения в терморезисторе, а также их влияние на изменение его сопротивления. Дан анализ физико-механических характеристик первичных нитевидных микропреобразователей, находящихся в газовом потоке. Из полученных результатов следует, что для измерителей малых потоков более перспективно применение в качестве датчика трехнитяного микропреобразователя на диафрагме.

В термоанемометрических микросистемах способ измерения расхода и скорости потока газов базируется на контроле равновесия между нагретым элементом и движущейся средой. Поэтому принцип работы термоанемометра основан на сравнении теряемого тепловым источником количества теплоты и скорости потока газа [1, 2]. Такой прибор позволяет измерять как массовый, так и объемный расход в широком диапазоне расходов газа. Миниатюризация термоанемометрического преобразователя позволяет повысить скорость срабатывания прибора и точность дозирования, что особенно важно при малых расходах.

В работе [3] описано применение подобных преобразователей в газовых расходомерах для научного и технологического оборудования.

Цель данной статьи, являющейся продолжением работы [3], — анализ физико-механических характеристик нитевидных первичных преобразователей, находящихся в газовом потоке.

Давление и термическое нагружение терморезистора в преобразователе, формирующие напряженнодеформированное состояние, определяют его долговечность и электрофизические характеристики. Отсюда при разработке приборов важно оценить деформации и напряжения в терморезисторе, а также их влияние на изменение его сопротивления.

Классификация термомикросистем

Термомикросистемы работают на принципе преобразования тепловой энергии в электрический сигнал. В таких системах тепловой источник (линейный,



Рис. 1. Схемы измерения скорости газового потока: *а* — одноэлементные первичные преобразователи; *б* — трехэлементные первичные преобразователи

точечный) формирует в окрестности температурное поле, зависящее от воздействия среды, что регистрирует компонент системы — терморезистор. Измеряющие элементы преобразователей имеют нитевидную форму.

В термоанемометрических приборах измерения расхода газа или скорости газового потока можно выделить два основных способа измерения [1]. Первый основан на измерении мощности или падения сопротивления на нагретом терморезисторе (нагревателе), находящемся в потоке газа (рис. 1, *a*). Второй способ основан на использовании трехэлементного преобразователя, содержащего три терморезистора (рис. 1, δ). Средний терморезистор ($R_{\rm H}$) является нагревателем, отдающим теплоту набегающему газовому потоку. Изменение сопротивления второго терморезистора R_2 , расположенного после нагревателя, который нагревается набегающим газовым потоком, соответствует скорости (расходу) газового потока.



Рис. 2. Схемы нитевидных преобразователей на подложке в газовом потоке:

подложка (диафрагма); 2 — терморезистор (нагреватель);
 5 — терморезисторы; 4 — нагреватель



Рис. 3. Схема распределения температуры в окрестностях нитевидного преобразователя при скоростях потока v = 0 (1) и v > 0 (2)

Сопротивление первого резистора R_1 , расположенного до нагревателя, соответствующего исходной температуре газового потока, сравнивается с сопротивлением второго терморезистора, что повышает точность измерения.

По конструктивному признаку преобразователи с нитевидными элементами можно разделить на "свободные", омываемые потоком, и пленочные. Первые имеют две опоры, между которыми подвешены нити, во вторых нити расположены на мембране, находящейся в газовом потоке. Схемы преобразователей на мембране и их расположение в потоке газа приведены на рис. 2.

Общий вид поля температуры в окрестностях нитевидного трехэлементного преобразователя приведен на рис. 3. При нулевой скорости газового потока распределение температуры вокруг нагревателя симметричное. При скорости потока v > 0 температурное поле несимметричное. Первый терморезистор находится вне зоны нагрева, его температура соответствует исходной температуре газа. Второй нагревается набегающим газовым потоком, его температура определяется расстоянием от нагревателя и скоростью газового потока. Оптимизация такого преобразователя состоит в выборе расстояний l_1 и l_2 из условия получения наибольшей чувствительности прибора.

Напряженно-деформированное состояние и собственная частота колебаний свободной нити терморезистора в газовом потоке

На свободную, закрепленную на опорах нить (терморезистор), находящуюся в газовом потоке, действует распределенная нагрузка от давления газа, движущегося в канале. Напряженное состояние нити определяется ее прогибом, причем тем больше, чем выше скорость газового потока.

Относительное изменение сопротивления терморезистора будет соответствовать упругой деформации, определяющей тензорезистивный эффект, и тепловому нагружению, определяющему терморезистивный эффект.

Частота колебаний нити, обусловленная действием внешнего источника, при равенстве собственной частоте колебаний нити может привести к резонансу системы, что вызовет колебания нити с большой амплитудой, а следовательно, и к появлению ложного знакопеременного сигнала на преобразователе, а в ряде случаев — и к разрушению. С учетом сказанного представляет интерес проанализировать напряженнодеформированное состояние нити и оценить ее собственную частоту.

На рис. 4 приведена схема нагружения нити (терморезистора) газовым потоком. Моделью системы является упругодеформируемый стержень прямоугольного сечения с защемленными концами, нагруженный поперечной равномерно распределенной нагрузкой.

Исходное дифференциальное уравнение, связывающее прогиб с нагрузкой, имеет вид

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{M(x)}{EJ},\tag{1}$$

где M(x) — момент в сечении стержня; E — модуль упругости материала стержня; $J = \frac{bh^3}{12}$ — момент инерции сечения стержня; h, b — высота и ширина сечения стержня.

В результате решения упругой задачи напряженно-деформированного состояния в стержне с защемленными концами, нагруженного распределенной нагрузкой, получено уравнение упругой линии в виде

$$y = -\frac{ql^3}{24EJ} \left(-2x + \frac{x^2}{l} + 2\frac{x^3}{l^2} - \frac{x^4}{l^3} \right),$$
(2)

где *q* — равномерно распределенная нагрузка на стержень.

Максимальный прогиб в середине стержня при

 $x = \frac{l}{2}$ определится из уравнения (2):

$$y_{\text{max}} = -\frac{qI^A}{42,6EJ}.$$
(3)

Производная от уравнения (2) по *х* дает уравнение угла поворота сечения стержня в пролете:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{ql^3}{24EJ} \left(-1 + \frac{x}{l} + 3\frac{x^2}{l^2} - 2\frac{x^3}{l^3} \right).$$
(4)

В середине пролета стержня при $x = \frac{l}{2}$ угол пово-

рота сечения равен нулю.

Жесткость стержня есть отношение максимального прогиба к нагрузке:

$$K = \frac{y}{ql} = \frac{42,6EJ}{l^3}.$$
 (5)



Рис. 4. Схема внешнего нагружения нити в потоке газа

Собственная линейная частота системы определится из уравнения

$$f = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K}{m}},\tag{6}$$

где *m* — масса стержня (терморезистора); ω_0 — круговая частота.

Для оценки нормального напряжения в сечении стержня воспользуемся уравнением

$$\sigma = \frac{M(x)}{W},\tag{7}$$

где *M*(*x*) — изгибающий момент в сечении балки; $W = \frac{bh^2}{6}$ — момент сопротивления сечения.

Момент в сечении определим из уравнения (1), дважды проинтегрировав уравнение (2) и подставив его в (1). После преобразований получим

$$M = \frac{ql^2}{24} \left(2 + \frac{12x}{l} - \frac{12x^2}{l^2} \right).$$
(8)

Максимальный момент в середине пролета при $x = \frac{l}{2}$ определяется выражением

$$M = \frac{5}{24} q l^2. (9)$$

Подставляя (9) в (7), получим расчетное уравнение для максимального напряжения в стержне:

$$\sigma_{\max} = \frac{5ql^26}{24bh^2} = 1,25\frac{ql^2}{bh^2}.$$
 (10)

При симметричном течении лобовое сопротивление на терморезисторе определится как

$$P = C_x S \rho \frac{U^2}{2}, \qquad (11)$$

где U — скорость течения газового потока; S = lh площадь миделевого сечения, т. е. площадь проекции нити на плоскость, перпендикулярную вектору скорости; С_х – коэффициент лобового сопротивления; р — плотность газа.

Погонная нагрузка q равна отношению P к его длине, т. е.

$$q = \frac{P}{l} = C_x h \rho \frac{U^2}{2}.$$
 (12)

Используя полученные выше уравнения, оценим напряжения и собственную частоту кремниевого нитевидного терморезистора длиной 300 мкм и сечениями 2 × 2 мкм и 10 × 10 мкм при плотности кремния $\rho_{Si} = 230 \text{ кг/m}^3$ и плотности воздуха $\rho_B = 1,2928 \text{ кг/m}^3$ [5]. Терморезистор находится в газовом (воздушном) потоке, движущемся со скоростями 2000-10000 мм/с с температурой 100 и 50 °С.

Коэффициент лобового сопротивления С_х принимаем равным единице из условия предельного сопротивления при обтекании газовым потоком стержня с прямоугольным сечением. Распределенная нагрузка на

Таблица 1 Динамические характеристики кремниевого нитевидного терморезистора сечением 10 × 10 мкм в потоке воздуха

$q \cdot 10^3$, Н/м	0,026	0,16	0,31	0,64
U, мм/с	2000	5000	7000	10 000
$\sigma_{max} \cdot 10^3$, МПа	2,93	18,6	34,8	72,0
<i>f</i> , кГц		1	60	

Таблица 2

Динамические характеристики кремниевого нитевидного терморезистора сечением 2 × 2 мкм в потоке воздуха

$q \cdot 10^3$, Н/м	0,0052	0,032	0,062	0,128
U, мм/с	2000	5000	7000	10 000
$\sigma_{max} \cdot 10^3$, МПа	0.073	0,45	0.87	1,79
f, кГц	,	28	3,6	

терморезистор от действия воздушного потока при скорости U = 5000 мм/с составляет $q = 1.62 \cdot 10^{-4}$ H/м.

В табл. 1 и 2 приведены результаты расчета динамических характеристик нитевидного терморезистора с сечениями 10 × 10 мкм и 2 × 2 мкм, находящегося в потоке воздуха, движущегося со скоростями 2000-10 000 мм/с.

Из анализа результатов расчета следует, что уровень напряжения в терморезисторе от действия газового потока незначительный и даже при наличии концентраторов напряжения в теле терморезистора им можно пренебречь.

Собственная частота терморезистора велика, что исключает вероятность резонанса в приборе при действии внешних реальных источников колебаний.

Оценка термонапряжений и относительного изменения сопротивления в нитевидных терморезисторах на диафрагме

Нитевидные терморезисторы в виде ленты на диафрагме формируются путем напыления или эпитаксии. Такие терморезисторы свободны с трех сторон, что аналогично расположению обычных фольговых тензорезисторов. Схема температурной деформации подобных резисторов показана на рис. 5.

Изменение сопротивления в нитевидном терморезисторе на диафрагме при внешнем термическом воз-



1 — подложка (диафрагма); 2 — терморезистор

- НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 4, 2007 —

действии зависит от механического воздействия, связанного с термическими напряжениями в двухслойной структуре, и термического воздействия на удельное сопротивление.

Относительные изменения сопротивления в резисторах при механическом и термическом воздействиях определится соотношением

$$\frac{dR}{R} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dl}{l} + \frac{dF}{F}$$

где $\frac{dl}{l}$ — относительное изменение длины резистора

на диафрагме; $\frac{d\rho}{\rho}$ — относительное изменение удель-

ного сопротивления материала резистора; $\frac{dF}{F}$ — от-

носительное изменение площади поперечного сечения резистора.

При площади поперечного сечения $F = a \cdot b$ (рис. 5) уравнение для относительного изменения сопротивления $\frac{dR}{R}$ запишется в виде

$$\frac{dR}{R} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dl}{l} + \frac{db}{b} - \frac{da}{a}.$$
 (13)

В общем случае относительные изменения удельного сопротивления материала терморезистора определится как

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial\rho}{\partial\varepsilon_1} d\varepsilon_1 + \frac{\partial\rho}{\partial\varepsilon_2} d\varepsilon_2 + \frac{\partial\rho}{\partial\varepsilon_3} d\varepsilon_3 + \frac{\partial\rho}{\partial T} dT \right),$$
(14)

где $d\varepsilon_1$, $d\varepsilon_2$, $d\varepsilon_3$ — изменения деформации резистивного слоя по длине, ширине и толщине соответственно; dT — изменение температуры.

Введем обозначения

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \varepsilon_1} = G_1; \ \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \varepsilon_2} = G_2; \ \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \varepsilon_3} = G_3; \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} = G_T.$$
(15)

С учетом обозначений уравнение (14) принимает вид

$$\frac{d\rho}{\rho} = G_1 d\varepsilon_1 + G_2 d\varepsilon_2 + G_3 d\varepsilon_3 + G_T dT.$$
(16)

Толщина пленочных терморезисторов не превышает 0,2 мкм. Толщина диафрагмы составляет десятки микрометров. Поскольку жесткости резистивного слоя много меньше жесткости диафрагмы, можно считать, что относительные деформации резистивного слоя совпадают с деформациями диафрагмы. При этом связь резистивного слоя с диафрагмой считается "жесткой". В этом случае относительные деформации при температурном нагружении можно представить в виде

$$d\varepsilon_1; \ d\varepsilon_2 = d\varepsilon_1; \ d\varepsilon_3 = \upsilon d\varepsilon_1, \tag{17}$$

где v — коэффициент Пуассона резистивного слоя для изотропной структуры. Уравнение (16) с учетом (17) принимает вид

$$\frac{d\rho}{\rho} = d\varepsilon_1 (G_1 + G_2 - \upsilon G_3) + G_{\mathrm{T}} dT.$$
(18)

Подставляя (18) в (13) имеем

$$\frac{dR}{R} = d\varepsilon_1 (G_1 + G_2 - \upsilon G_3 + 1 + 1 - \upsilon) + G_{\rm T} dT.$$
(19)

Коэффициент тензочувствительности определится как

$$k_0 = G_1 + G_2 - \upsilon G_3 + 2 - \upsilon.$$
 (20)

Коэффициент термочувствительности равен $k_{\rm T} = G_{\rm T}$. При $G_1 = G_2 = G_3 = G$, что соответствует изотропной структуре, имеем

$$k_0 = (G+1)(2-\upsilon).$$
(21)

В общем виде относительное изменение сопротивления терморезистора запишется в виде

$$\frac{dR}{R} = k_0 d\varepsilon_1 + k_{\rm T} dT.$$
⁽²²⁾

Коэффициент $k_{\rm T}$ равен температурному коэффициенту сопротивления материала терморезистора.

По данным работы [6], коэффициент тензочувствительности тонкопленочных резисторов составляет 1,3—1,75. При $\upsilon = 0,25$ и $k_0 = 1,75$ из формулы (21) следует G = 0. При $k_0 < 1,75$ значение G < 0. Следовательно, вклад изменения удельного сопротивления от термической деформации незначительный и им можно пренебречь.

Оценку термонапряжений в терморезисторе при изменении температуры на ΔT можно провести по формуле

$$\sigma = E_{\rm p}(\alpha_{\rm p} - \alpha_{\rm I})\Delta T = E\Delta\alpha\Delta T, \qquad (23)$$

где α_p, α_д — КЛТР материала резистора и диафрагмы. Как следует из уравнения (23), термонапряжение определяется разностью КЛТР материалов терморезистора и подложки, а также температурой Δ*T*. Поскольку σ влияет на сопротивление терморезистора, представляет интерес оценить вклад тензорезистив-

ного эффекта в изменение $\frac{\Delta R}{R}$ при изменении ΔT .

В качестве материалов терморезисторов в разрабатываемых приборах используют металлические и полупроводниковые пленки, сформированные на диафрагме. В табл. 3 приведены теплофизические характеристики наиболее применяемых материалов нитевидных терморезисторов.

В табл. 4 приведены расчетные значения термонапряжений в пленочных терморезисторах, а также изменения сопротивления тензорезисторов от тензорезистивного эффекта (THP) и от терморезистивного эффекта (TPP). Рассмотрены наиболее применяемые сочетания материалов терморезисторов и подложки,

Таблица 3

Характеристики материалов терморезисторов

Параметр			Ma	атериал		
Параметр	Si	Pt	Au	Ni	SiNx	Полимер
КЛТР·10 ⁶ , 1/°С	3,5	9,0	14,0	13,0	3,3	6,0
K, %/°C $E_{\rm p} \cdot 10^{-5},$ МПа	0,0013 1,7	0,0039 1,7	0,0036 0,8	0,0035 2,1	0,0015 1,7	0,08

Таблица 4

100

64

0.14

36

36,14

Аи-Пл.

50

32

 $7 \cdot 10^{-2}$

18

18,07

Пополот	Материал тензорезистор-подложка								
Параметр	Si—SiNx		Pt—SiNx		Ni—SiNx		Si—Пл.		
$ \begin{array}{l} \Delta T, \ ^{\circ}\mathrm{C} \\ \sigma_{\mathrm{T}}, \ \mathrm{M}\Pi \mathrm{a} \\ \mathrm{THP} \ \frac{\Delta R}{R} \ , \ \% \end{array} $	$50 \\ 1,7 \\ 1,75 \cdot 10^{-3}$	$ \begin{array}{r} 100 \\ 3,1 \\ 3,19 \cdot 10^{-3} \end{array} $	$50 \\ 48,4 \\ 5 \cdot 10^{-2}$	100 96,9 0,1	$50 \\ 101,8 \\ 8,4 \cdot 10^{-2}$	100 203,7 0,17	$50 \\ -21,3 \\ 2,2 \cdot 10^{-2}$	$ \begin{array}{r} 100 \\ -42,5 \\ 4,4 \cdot 10^{-2} \end{array} $	7 ·
TPP $\frac{\Delta R}{R}$, %	6,5	13	20	39	17	35	6,5	13	
$\Sigma \frac{\Delta R}{R}, \%$	6,5	13,0	20,5	39,10	17,08	35,17	6,52	13,04	1

Расчетные значения термонапряжений и изменения сопротивления терморезистора

используемые в термомикросистемах. Для сравнения величин температура газового потока принималась равной 50 и 100 °С.

Из анализа табл. 4 следует, что наименьшие термонапряжения наблюдаются в терморезисторе в сочетании материалов Si-SiNx с близкими КЛТР. Такое напряжение ($\sigma \approx 3,5$ МПа) много меньше предела прочности кремния, равного ~200 МПа [7, 8]. Для сочетания Pt-SiNx, где КЛТР для терморезистора примерно в 4 раза выше КЛТР подложки, имеем $\sigma \approx$ ≈ 100 МПа. Напряжение сопоставимо с пределом текучести σ_{T} [7]. Можно ожидать релаксации напряжения за счет структурных изменений. Такие изменения

приведут к нестабильности измерения $\Sigma \frac{\Delta R}{R}$ с ростом

числа циклов температурного нагружения преобразователя.

Для сочетания Ni-SiNx КЛТР Ni в ~4 раза выше КЛТР подложки. В этом случае термонапряжение в терморезисторе составит ~200 МПа, что близко к пределу текучести Ni [7]. В таком сочетании можно ожидать невысокую долговечность терморезистора, особенно при наличии в материале терморезистора структурных дефектов.

Для сочетания Si—полимер термонапряжения в терморезисторе составляют ~20 % от прочности кремния. В случае наличия в структуре терморезистора концентраторов напряжения (пора, трещина) значение σ на концентраторе может превышать предел прочности Si, что приведет к локальному разрушению.

Вклад тензорезистивного и терморезистивного эффектов в изменение сопротивления тензорезистора также определяется разностью КЛТР пары материалов. Так, для сочетания Si—SiNx, где Δα мала, вклад тензорезистивного эффекта в изменение $\Sigma \frac{\Delta R}{R}$ незначительный и им можно пренебречь. Наибольший вклад ~0,3 % соответствует сочетанию материалов Ni-SiNx и Au-полимер. С уменьшением темпе-

ратуры ΔT до 50 °C вклад ТНР в $\sum \frac{\Delta R}{R}$ сохраняется тем

же самым. Следовательно, изменение $\frac{\Delta R}{R}$ терморезистора определяется терморезистивным эффектом.

На основании приведенных результатов расчета, приведенных в табл. 4, можно выделить два основных требования к конструкции микропреобразователей:

разница между КЛТР для тензорезистора и подложки должна быть минимальной;

температура тензорезистора, а следовательно, и расстояние его до нагревателя должны выбираться из условия $\sigma \ll \sigma_b$, где σ_b — предел прочности (текучести) материала терморезистора.

Заключение

Из проведенных исследований следует, что для дозаторов с малыми расходами газов наиболее перспективно применение в качестве датчика трехнитяного микропреобразователя на диафрагме. "Свободные" трехнитяные преобразователи не обладают достаточной долговечностью из-за адсорбции на поверхности нити посторонних примесей, изменяющих параметры терморезистора. Такие преобразователи целесообразно использовать в системах с особо чистым газом.

Изменение сопротивления терморезисторов на диафрагме определяется терморезистивным эффектом. Рост разницы в КЛТР пары материалов тензорезистор-диафрагма приводит к росту нормальных напряжений в теле тензорезистора, что снижает его долговечность.

Список литературы

1. Кремлевский П. П. Расходомеры и счетчики количества: Справочник Кн. 1. СПб.: Политехника, 2002. 409 с.

2. Лурье В. И., Поломошнов С. А., Чаплыгин Ю. А. Исследование выходной характеристики трехэлементного термоанемометрического преобразователя скорости потока газа // Матер. конф. "Электроника и информатика — 2005". V Международная научно-техническая конференция. Ч. 1. М.: МИЭТ, 2005. С. 76—77.

3. Сажнев С. В., Фомичев М. А., Тимофеев В. Н. Применение нитевидных первичных преобразователей в термоконвективных газовых расходомерах // Нано- и микросистемная техника. 2006. № 1. С. 39—43.

4. Тимошенко С. Н., Гуер Дж. Теория упругости. М.: Наука, 1975. 575 c.

5. Физические величины: Справочник / Под ред. И. Г. Григорьева. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1200 с.

6. Лугин А. Н., Литвинов А. Н. Анализ продольной и поперечной тензочувствительности тонкопленочных резисторов // Изв. вузов. Сер. "Электроника". 2001. № 5. С. 48.

7. Энциклопедия неорганических материалов. Т. 1. Киев: ГРУСЭ, 1977. 840 с.

8. Машиностроение. Энциклопедия / Ред. совет: К. В. Фролов (пред.) и др. Технология, оборудование и системы управления в электронном машиностроении. Т. 3-8 / Ю. В. Панфилов, Л. К. Ковалев, В. А. Блохин и др. Под общ. ред. Ю. В. Панфилова. М.: Машиностроение, 2000. 744 с.

УДК 621.38

А. В. Хабаров, ВНИИ "Сигнал", Владимирская обл., г. Ковров

СПОСОБ ОБЪЕДИНЕНИЯ МИКРООБЪЕКТОВ ДЛЯ УВЕЛИЧЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ И ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ СЕНСОРОВ

Предложен способ объединения микрообъектов в целях увеличения энергетических возможностей объектов, чувствительности и пространственного разрешения сенсоров.

Введение

В настоящее время одним из наиболее перспективных направлений развития микросистем является объединение микрообъектов в группы для решения различных задач. При групповом применении микрообъекты приобретают возможности. недостижимые для каждого объекта по отдельности. Это, в первую очередь, относится к энергетическим характеристикам и характеристикам пространственного разрешения сенсоров микрообъекта. Мощность излучающих устройств и возможности антенн, установленных на каждом из объектов, ограничены требованиями минимальной массы и габаритных размеров объекта. поэтому двусторонняя связь с отдельным микрообъектом возможна лишь на небольших расстояниях, а для получения высокого пространственного разрешения пригодны лишь сенсоры, работающие в оптическом диапазоне [1]. Чувствительность оптических сенсоров резко снижается при работе микрообъектов в условиях запыления, задымления, в непрозрачных средах.

Возможности пространственного разрешения сенсоров, установленных на каждом из объектов, могут быть существенно расширены за счет совместной обработки информации от них. Кроме того, возможно существенное увеличение излучаемой группой объектов мощности в заданном направлении и увеличение чувствительности в режиме приема за счет синфазного сложения излучений микрообъектов в этом направлении.

Задача осуществления синфазного сложения сигналов для пространственно распределенных объектов соответствует задаче объединения антенн, установленных на каждом из объектов, в антенную решетку.

Антенная решетка (AP) состоит из собственно антенн-сенсоров и диаграммо-образующей схемы (ДОС) (рис. 1). В большинстве существующих AP ДОС выполняет также функции передачи мощности к элементам решетки. Это накладывает ограничения на конструкцию AP, связанные с необходимостью минимизации рассеяния энергии ДОС в свободное пространство. Но для активных AP, в которых каждый элемент имеет автономное питание, названные ограничения снимаются. В этом случае ДОС может выполнять лишь функции передачи информации и AP может быть реализована из пространственно разнесенных объектов с общим каналом связи.

Для реализации AP с заданной пространственной диаграммой направленности (ДН) излучения/приема требуется синтез. В процессе синтеза определяются амплитуды и фазы весовых коэффициентов, с которыми складываются сигналы в ДОС (вектор весовых коэффициентов ДОС — ВВК). Синтез большинством известных методов [2, 3] требует определения координат антенных элементов (АЭ) с точностью до десятых долей длины волны, что в случае установки АЭ на случайно расположенных или перемещающихся объектах подразумевает наличие на объекте высокоточной системы навигации и накладывает ограничения на минимальную длину волны. Например, одна из наиболее точных в настоящее время систем навигации GPS обеспечивает точность позиционирования до 1 м, что означает для систем, объекты в которых осуществляют позиционирование с ее помощью, ограничение используемой длины волны диапазоном 10 м.

Существует метод синтеза AP, основанный на использовании алгоритма адаптации путем сравнения с эталоном [4]. Метод требует моделирования сигнально-помеховой ситуации с последующим применением алгоритма адаптации. Направление и форма главного максимума, расположение нулей ДН синтезируемой AP задаются через амплитуды и направления прихода моделируемых сигналов и помех. На основе метода разработана прикладная программа синтеза AP [5, 6], находящаяся в свободном доступе в сети Интернет [7].

В прикладной программе [5, 6] при моделировании сигнально-помеховой ситуации координаты элементов, амплитуды и направления прихода сигналов и помех задаются пользователем. Однако в собственно алгоритме адаптации путем сравнения с эталоном, применяющемся для синтеза, координаты элементов не используются, что позволяет применить метод также и для синтеза АР из элементов с неизвестными координатами. В этом случае моделирование сигнальнопомеховой ситуации должно проводиться с использованием реальных источников сигналов. В дальней зоне от АР, работающей в режиме приема, в направлениях, в которых требуется сформировать максимумы или нули общей ДН, должны располагаться передатчики, с помощью которых имитируются сигналы и помехи. Весовые коэффициенты ДОС при этом подстраиваются по тому же алгоритму синтеза, но с подстанов-





кой в формулы не расчетных, а реальных выходных сигналов приемников объектов и реального выходного сигнала ДОС, что, помимо учета координат, позволяет учесть также реальные коэффициенты передачи приемников объектов и их собственные ДН.

Применение метода синтеза AP с использованием алгоритма адаптации при объединении случайно расположенных антенн в решетку

На основе метода синтеза АР [4] был предложен метод объединения случайно расположенных антенн в АР для увеличения дальности связи с группой микророботов [8]. Объединение происходит следующим образом.

Выходной сигнал в классической AP, структурная схема которой в режиме приема изображена на рис. 1, описывается формулой

$$g(t) = \sum_{i=1}^{N} w_i u_i(t).$$
 (1)

Сигналы от удаленного источника с комплексной огибающей t принимаются N пространственно разнесенными антеннами, на выходах которых образуются сигналы $u_1(t), ..., u_N(t)$. Эти сигналы суммируются в ДОС с комплексными весовыми коэффициентами $w_1, ..., w_N$, выбор которых определяет форму ДН решетки.

Для системы пространственно распределенных излучателей, изображенной на рис. 2, сумма сигналов излучателей $v_1(t)$, ..., $v_N(t)$ в точке с координатами x, y, z определяется формулой

$$g(t) = \sum_{n=1}^{N} h_n(x, y, z) v_n(t),$$
 (2)

где $h_n(x, y, z)$ — комплексные коэффициенты, которые определяются параметрами среды распространения и расположением излучателей.

Схожесть выражений (1) и (2) позволяет реализовать ДОС путем переизлучения принимаемых микрообъектами сигналов во внешнюю среду и приема суммарного сигнала в какой-либо точке. Коэффициенты $h_n(x, y, z)$ в (2) не могут быть изменены, но необходимые значения фаз и амплитуд при суммировании могут быть обеспечены с помощью установки соот-





Рис. 3. Структурная схема системы для формирования АР из антенн, расположенных случайным образом

ветствующих амплитуд и фаз излучаемых сигналов $v_1(t), ..., v_N(t)$.

Структурная схема системы для формирования AP из AЭ, расположенных случайным образом и связанных с точкой приема через переизлучение принятого сигнала во внешнюю среду, представлена на рис. 3.

На рис. 3 приняты следующие обозначения: МШУ — малошумящий усилитель; АД — амплитудный детектор; ФД — фазовый детектор; Г — гетеродин; ФВ — фазовращатель; АТ — аттенюатор; f_c сигнал синхронизации; $h'_n(x, y, z)$ — комплексные коэффициенты, учитывающие параметры среды распространения, расположение излучателей и набег фазы сигнала синхронизации.

Передатчик, в направлении которого требуется сформировать главный максимум, в заранее заданные моменты времени излучает эталонный сигнал $S_{9}(t)$ с известным законом изменения амплитуды, а весовые коэффициенты $w_1, ..., w_N$ изменяются по формулам [4].

$$\Delta \operatorname{Re} w_{n} = -k_{1} \sum_{i=1}^{Nr} \left(\left(1 - \frac{k_{2} |S_{i}|}{|g_{i}|} \right) \left(\operatorname{Re} u_{ni} \operatorname{Re} g_{i} + \operatorname{Im} u_{ni} \operatorname{Im} g_{i} \right) \right); \qquad (3)$$

$$\Delta \operatorname{Im} w_n = -k_1 \sum_{i=1}^{Nr} \left(\left(1 - \frac{k_2 |S_{\ni i}|}{|g_i|} \right) (\operatorname{Re} u_{ni} \operatorname{Im} g_i - \operatorname{Im} u_{ni} \operatorname{Re} g_i) \right),$$

где k_1 , k_2 — постоянные коэффициенты; Nr — число обучающих реализаций; $|g_i|$, $|S_{3i}|$ — амплитуды, соответственно, сигнала в точке приема и эталонного сигнала.

При изменении весовых коэффициентов по формулам (3) обеспечивается синтез АР с ДН, имеющей максимум в направлении на источник эталонного сигнала и нули в направлении на все прочие источ-



Рис. 5. Итоговая ДН АР из 10 микрообъектов

ier 6.51 - ... 🕅 Сущести

💾 🚱 🗐 🕼 🐌 🕱 😿 💾 Total C

ники. Диаграмма направленности, которую требуется получить в результате синтеза, задается числом и расположением источников.

Система, структурная схема которой изображена на рис. 3, работоспособна в случае сравнительно медленного изменения принимаемого сигнала по сравнению со скоростью передачи информации между элементами в системе. Это связано с тем, что принято предположение об одновременности измерения параметров сигналов, принимаемых микрообъектами, и параметров сигнала на выходе ДОС. Подобное ограничение допустимо, например, для случая акустических сенсоров и передачи информации между микрообъектами по радиоканалу.

> Система со структурной схемой, показанной на рис. 3, может работать и при соизмеримых скоростях изменения принимаемого сигнала и передачи информации между объектами и при выполнении дополнительных условий в части обеспечения синхронизации.

Характеристики АР со случайным расположением элементов

Характеристики АР, образованной группой микрообъектов со случайным расположением, исследовали с помощью компьютерного моделирования. Для моделирования использовалась доработанная программа [5, 6], позволяющая после доработки оценить также влияние собственных шумов приемников микрообъектов, шумов радиоканала, неточности измерения амплитуды и фазы принимаемого микрообъектами сигнала, несовпадения частот синхронизации микрообъектов и частоты удаленного передатчика, коэффициент усиления системы за счет синфазного сложения сигналов микрообъектов. Диалог ввода данных доработанной программы представлен на рис. 4.

Максимальный коэффициент направленного действия (КНД) АР при расстояниях между элементами АР, превышающих длину волны, приближенно равен числу элементов N [3].

Известно, что при расстоянии между элементами, превышающем половину длины волны, возникает опасность возникновения побочных главных максимумов ДН. Однако для решеток, состоящих из большого числа случайно расположенных элементов, вероятность синфазного сложения сигналов в какомлибо направлении, отличающемся от направления главного максимума, мала.

Результаты компьютерного моделирования синтеза АР из микрообъектов с нормальным случайным распределением координат по трем осям в идеальных условиях (отсутствие шумов и неточности измерения) приведены на рис. 5—7.

На рис. 5—7 приведены типовые ДН систем из 10, 100 и 1000 элементов, соответственно, после проведения син-
теза. Здесь N — эквивалентное число элементов (число элементов идеальной AP, при котором получается такое же усиление, как и у AP, ДН которых изображена на рисунках); *К* показывает, насколько полученная AP отличается от идеальной (в %).

На рис. 8 показана зависимость максимального уровня бокового излучения от числа объектов в группе. Зависимость построена для объектов, случайно равномерно расположенных на прямой линии, расстояние между крайними объектами равно $10\lambda N$, где λ — длина волны, N — число АЭ. Для нормального распределения значений координат объектов со стандартным отклонением $5\lambda N$ по прямой линии значения максимального уровня бокового излучения отличаются от приведенной на рис. 5 зависимости не более чем на 1 дБ.

На рис. 9 приведены зависимости максимального уровня бокового излучения от расстояния между крайними объектами для равномерного распределения координат объектов, расположенных на прямой линии.

На рис. 10 приведены зависимости ширины ДН по половинной мощности от числа объектов в группе также для случая линейного расположения микрообъектов. Для равномерного случайного распределения объектов расстояние между крайними объектами равно $10\lambda N$. Для нормального распределения среднее квадратическое отклонение равно $5\lambda N$. Для сравнения на рис. 10 приведен также график зависимости инженерной оценки ширины ДН по половинной мощности идеальной ли-

нейной антенны: $\theta_{0,5} = 51 \frac{\lambda}{D}$ для $D = 10\lambda N$.









0



АР из 100 объектов

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 4, 2007 -



Рис. 10. Зависимости ширины ДН по половинной мощности от числа объектов в группе

лирования, на рис. 10 показаны средние значения ширины ДН из 10 случаев моделирования.

Заключение

Для синтеза AP из объектов с неизвестными координатами, объединенных общим каналом связи, может быть применен метод, использующий адаптивный алгоритм подавления помех [4].

В результате объединения антенн, расположенных на различных объектах, в единую AP общая излучаемая группой объектов мощность может быть увеличена в N раз по сравнению с излучаемой мощностью единичного объекта. Максимальный уровень бокового излучения уменьшается при увеличении числа объектов и слабо зависит от размеров AP, образованной из антенн, установленных на объектах. Ширина ДН полученной AP в случае равномерного распределения объектов связана с размерами AP зависимостью, схожей с зависимостью инженерной оценки ширины ДН идеальной линейной антенны (ИЛА). Для нормального закона распределения объектов со стандартным отклонением, в 2 раза меньшим размера ИЛА, полученные значения ширины ДН AP меньше ширины ДН ИЛА на 20—60 %. Разрешение AP, образованной группой объектов, может изменяться путем рассредоточения или сосредоточения объектов без существенного изменения уровня бокового излучения.

Список литературы

1. **Федоринин В. Н.** Микрооптоэлектромеханические системы для приемников инфракрасного диапазона волн // Нано- и микросистемная техника. 2005. № 1.

 Бахрах Л. Д., Кременецкий С. Д. Синтез излучающих систем. М.: Сов. радио, 1974.
Сазонов Д. М. Антенны и устройства СВЧ. М.: Высшая

 Сазонов Д. М. Антенны и устроиства СБЧ. М.: Высшая школа, 1988.
Хабаров А. В. Синтез антенных решеток с использовани-

4. Хабаров А. Б. Синтез антенных решеток с использованием доработанного алгоритма Уидроу для адаптивных антенн // Антенны. 2005. № 6.

5. Хабаров А. В. Программа для синтеза антенных решеток // Антенны. 2006. № 7. С. 58—63.

6. Хабаров А. Программа определения токов в элементах антенной решетки по заданной диаграмме направленности // Радио. 2005. № 10. С. 66—67.

 Программа Sintez [Электронный ресурс]. ftp://ftp.radio.ru/ pub/2005/10/sintez.exe

8. Хабаров А. В. Организация канала связи с группой микророботов // Приложение к журналу "Мехатроника, Автоматизация, Управление", 2006. № 8. С. 14—17.

Справочные страницы

УДК 802.0(075.8)

К. Д. Яшин, канд. техн. наук, доц., Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники (г. Минск), Е. В. Лацапнёв,

ОАО "Банковский процессинговый центр" (г. Минск)

АНГЛО-РУССКИЙ ТЕРМИНОЛОГИЧЕСКИЙ СПРАВОЧНИК ПО МИКРО-И НАНОСИСТЕМНОЙ ТЕХНИКЕ

Даны термины, наиболее широко употребляемые словосочетания и аббревиатуры по микро- и наносистемной технике, а также технологии их изготовления.

R

Radical — радикал. Реактивный атом или группа атомов, полученных бомбардировкой энергетическим электроном

молекулы нейтрального газа. Примеры: O_2^+ ; Ar^+ ; CF_3^+ и др.

Radio Frequency (RF) — радиочастота, высокая частота. Это общее понятие, которое относится к области спектра электромагнитных волн от 3 кГц до 300 ГГц. В этот диапазон включены сверхвысокие частоты от 300 МГц до 300 ГГц.

Range — диапазон. Область изменения какой-либо величины, охват, объем чего-либо. Например, диапазон показаний средства измерений — область значений шкалы, ограниченной конечным и начальным значениями шкалы; диапазон радиочастот — участки, на которые условно разделена вся область радиочастот.

Rapid Thermal Processing (RTP) — быстрая термообработка. Процесс быстрого увеличения температуры полупроводниковой пластины посредством помещения ее в нагретую печь на очень короткий интервал времени. Для быстрого нагрева в печи используются галогенные кварцевые лампы, которые, выделяя тепло, обеспечивают температуру до 800 °C.

RCA clean — технология очистки RCA. Технология жидкой очистки, которая состоит из трех различных ступеней: удаление органических загрязняющих веществ с поверхности подложки с использованием раствора $NH_4OH:H_2O_2:H_2O =$ = 1:1:5; удаление слоя оксида, который может образоваться, с использованием раствора HF:H₂O = 1:50; удаление ионных загрязняющих веществ или тяжелых металлов раствором HCl:H₂O₂:H₂O = 1:1:6. Называется эта технология RCA по названию корпорации Radio Corporation of America (Paдио Корпорация Америки), сотрудники которой изобрели рабочую формулу для этой технологии очистки.

Reaction Injection Molding (RIM) — реактивное литьевое формование, реактивное литье под давлением. Технологический процесс, сочетающий в себе расплавление смеси некоторых материалов и заполнение этой расплавленной смесью микроформы под давлением. Одновременно с этими физическими процессами в смеси нагретых материалов протекают химические реакции с изменением результирующего состава наполнителя микроформы.

Reactive Ion Etching (RIE) — реактивное ионное травление. Технология, которая объединяет травление агрессивным газом и распыление ионов. Под действием реактивноионного травления вещество подложки селективно удаляется в вертикальном направлении вследствие как химической реакции, так и физической бомбардировки (распыления) ионами и радикалами, полученными в плазме. В отличие от анизотропного травления, в котором направление эрозии зависит от ориентации кристалла вещества подложки, при реактивно-ионном травлении направление удаления материала определяется только направление ионов. Этот вид травления меньше подтравливает грани (края) профиля под маской, чем жидкостное травление.

Reactivity — реактивность, химическая активность. Способность химического вещества вступать в химическую реакцию и высвобождать энергию. Газ моносилан SiH₄ широко применяется в технологии МЭМС для получения тонких пленок. Но есть побочный эффект. SiH₄ обладает высокой химической активностью. Вследствие этого моносилан при взаимодействии с кислородом и влагой воздуха самопроизвольно воспламеняется. Реакция окисления SiH₄ протекает с выделением очень большого количества энергии.

Recombinant DNA — рекомбинантная ДНК. Молекула дезоксирибонуклеиновой кислоты, полученная соединением "ин витро" (*in vitro*) разных фрагментов ДНК, принадлежащих к разным биологическим видам (например, ДНК бактерии и млекопитающего; в естественных условиях нет таких гибридных молекул) или относящихся к одному и тому же виду, искусственно соединенных в структуру с необычным сочетанием генетических элементов. Один из интереснейших объектов исследований в нанобиоинформационных технологиях и генной инженерии.

Recrystallization — рекристаллизация. Процесс, в ходе которого происходит неоднократная кристаллизация материала в результате термической обработки (отжига). Это процесс роста одних кристаллических зерен поликристалла за счет других. Протекает особенно интенсивно в пластически деформированных материалах. Рекристаллизация — это наиболее общий метод, используемый для очистки твердых веществ (например, кремния) от примесей. Этот процесс очистки твердого вещества от нежелательных примесей основан на использовании относительно высокой растворимости этих примесей в выбранном "растворителе" и выявлении (выделении, выталкивании) примесей из основного очищаемого вещества.

Redistribution — перераспределение. Модификация (изменение) концентрации легирующей примеси вследствие окисления (оксидирования) кремния. Возникает в ходе диффузии. При термическом окислении кремния легирующая примесь, первоначально располагавшаяся в кремнии, перераспределяется между Si и SiO₂. Такое перераспределение может привести к резкому изменению концентрации примеси при переходе через границу раздела.

Reduced system — уменьшенная система. Система со сниженным порядком. Математическое понятие. Под сниженным порядком понимается понижение степени дифференциальных уравнений для увеличения скорости моделирования свойств (тепловых, электрических, механических) МЭМС-устройств без существенной потери качества результатов.

Reduction — восстановление (вещества). Химическая реакция, в ходе которой атомы элемента присоединяют электроны и увеличивают свою отрицательную валентность. Восстановление нейтрализует положительные ионы в водном растворе. Восстановитель — вещество, способное отдавать электроны другому веществу (окислителю).

Reflow — оплавление. Высокотемпературный процесс, который заставляет углы изоляционного слоя оксида обтекать для увеличения сглаживания ступеньки покрытия. Пример: оплавление фосфоросиликатного (или борофосфоросиликатного) стекла сглаживает поверхностный рельеф микроструктуры. Это улучшает воспроизведение ступенчатого рельефа при его покрытии металлической пленкой и способствует облегчению формирования топологического рисунка металлизации. Для того чтобы еще дополнительно сгладить боковые стенки окон, вскрытых в фосфоросиликатном стекле, и тем самым сделать максимально возможным формирование слоя металлизации по этим стенкам, часто после вытравливания окон используют дополнительный высокотемпературный отжиг (так называемый процесс повторного оплавления).

Refractive index — коэффициент преломления, абсолютный показатель преломления. Величина, равная отношению скорости *с* световой волны в вакууме к фазовой скорости *v* в некоторой среде: n = c/v. Показатель преломления зависит от свойств вещества и длины волны излучения. Существуют оптически анизотропные вещества, в которых показатель преломления зависит от направления и поляризации света.

Refractory — тугоплавкость. Вещество, очень устойчивое к высокотемпературным процессам. Тугоплавкие металлы (титан, вольфрам, тантал) широко используются в микромашинной технологии.

Registration overlay — послойное совмещение, совмещение слоев. Процедура послойного совмещения фотошаблонов. Характеризуется точностью положения всех слоев изображений элементов микроизделия относительно предыдущих слоев изображений. Такого рода проверка проводится всегда перед запуском каждого нового комплекта фотошаблонов в производство микроизделий. Часто выполняется на тестовых полупроводниковых пластинах, но это же можно сделать и с помощью инструментов САПР.

Release etch — высвобождение травлением. Технологическая операция, в ходе которой все жертвенные материалы удаляются для освобождения структурных слоев и получения перемещаемой микроструктуры.

Released layers — высвобожденные слои. Слои со сформированным рисунком, содержащие самостоятельные (свободно стоящие) механические структуры, оставшиеся после удаления жертвенных слоев посредством поверхностной микрообработки.

Remanent polarization — остаточная поляризация. Характерна для веществ, называемых электретами. Эти вещества способны сохранять поляризованное состояние и при снятии электрического поля. Точнее, это значение амплитуды поляризации при значении напряженности электрического поля E = 0.

Repeatability — повторяемость. Способность инструмента выдавать при определенных условиях использования близкие ответные реакции при повторных приложениях одинаковых задающих воздействий.

Replication — дублирование, тиражирование. Дублирование оригинала с использованием литья, тиснения или формовки. В биотехнологии репликация — это синтез новой ДНК-копии с уже существующей молекулы ДНК.

Reproducibility (of measurement) — воспроизводимость измерений. Точность соответствия между результатами измерений одинаковой измеряемой величины, при котором каждое отдельное измерение выполняется с изменением условий измерения: метода измерения; блока наблюдения; измерительного инструмента; размещения; условий использования; времени.

Residual stress — остаточное напряжение. Напряжение в материале, не подверженном внешним силам или температурному градиенту. Зависит от взаимодействия между де-

фектами внутри элемента и исходного напряжения, которому его подвергали.

Resistance — сопротивление. Мера способности тела противодействовать и ограничивать прохождение через него постоянного электрического тока. Единица измерения в системе СИ — Ом.

Resolution — разрешающая способность. Минимально обнаружимое изменение во входном сигнале микроустройства. В оптике, микроэлектронике, технологии МЭМС — минимальное изображение, минимальное расстояние между различимыми объектами, которое можно четко различить.

Resonator — резонатор. Система или тело, в которых можно наблюдать явление резонанса. Резонаторы бывают акустические и электрические. Микрорезонатор — это устройство, в котором осциллятор (генератор колебаний) сформирован с помощью кремниевой технологии микрообработки. Микроустройство резонирует вследствие воздействия электростатической или электромагнитной силы. Физические свойства осциллятора, например напряжение, изменяются даже при незначительных изменениях во внешней среде (температуры, давления, концентрации), что приводит к изменению резонансной частоты. Резонаторы используют в разнообразных датчиках вибраций для улучшения их чувствительности. Например, ИК-датчик (инфракрасный сенсор) использует изменения резонансной частоты, возникающие вследствие ослабления напряжений (релаксация напряжений) в осцилляторе, когда он абсорбирует инфракрасные лучи и подвергается тепловому расширению. Сенсор давления использует изменения резонансной частоты из-за деформации осциллятора под действием давления.

Response characteristic — частотная характеристика, чувствительность. Взаимосвязь между входным воздействием и соответствующей реакцией системы.

Response time — время реакции, инерционность. Интервал времени между моментом времени, когда входное воздействие подвергается резкому изменению, и моментом времени, когда реакция системы достигает и остается постоянной в определенном интервале.

Reticle — промежуточный фотооригинал. Маска (фотошаблон), используемая в установке совмещения и последовательного шагового мультиплицирования.

Retrograde well — ретроградный карман. Конструктивный и технологический подход к формированию карманов в КМОП-структурах. Ретроградный карман состоит из легированной области с вертикальным распределением примеси таким образом, что наименьшая концентрация наблюдается на поверхности подложки и самая высокая — на дне кармана. Для формирования ретроградных карманов используют высокоэнергетическую ионную имплантацию.

Reynolds number — число Рейнольдса. Число Рейнольдса Re — наиболее широко известное и наиболее часто используемое характеристическое число. Оно показывает соотношение между инерционными силами и силами трения или вязкости в потоке жидкости. Число Рейнольдса используется главным образом для характеристики режима потока. При числе Рейнольдса ниже критического поток будет ламинарным; выше критического развивается вихревой поток, скорость и давление которого изменяются стохастически около среднего значения. Часто зависящее от длины число Рейнольдса используется для того, чтобы вычислить точное расстояние, при котором поток становится не ламинарным, а вихревым. Толщина граничного слоя в теории пограничного ламинарного слоя обратно пропорциональна корню из числа Рейнольдса. Если число Рейнольдса становится слишком большим или слишком маленьким, это приводит к упрощению уравнения Навье-Стокса. Если кинематическая вязкость $v = \eta / \rho$ стремится к нулю, то число Рейнольдса стремится к бесконечности $\text{Re} \rightarrow \infty$. Случай потока идеальной жидкости (уравнение Эйлера) обоснован только в том случае, если число Рейнольдса очень велико.

Случай Re $\rightarrow 0$ получен для очень вязких жидкостей ($\eta \rightarrow \infty$); для потока жидкости в вакуумных трубах ($\rho \rightarrow 0$); для потока вокруг маленьких тел ($L \rightarrow 0$); для потоков с низкой скоростью ($v \rightarrow 0$). В этих случаях инерционными силами можно пренебрегать, посредством чего нелинейная составляющая в уравнении Навье—Стокса обращается в ноль и решение существенно упрощается. Зависимость режима потока от числа Рейнольдса: ламинарный поток Re < 4; формирование попутного потока 4 < Re < 40; периодический попутный поток 40 < Re < 300; нерегулярный попутный поток $5 \cdot 10^3 < \text{Re} < 2 \cdot 10^5$ (отделение граничного слоя).

RF MEMS — ВЧ МЭМС. МЭМС, работающие в радиочастотном диапазоне: катушки индуктивности, переключатели, преобразователи частоты, антенны и т. д.

RF sputtering — высокочастотное распыление, напыление. Система распыления с определенной конфигурацией катодов, анодов и источником ВЧ излучения, которая позволяет напылять металлические или изолирующие пленки в инертной или реактивной атмосферах.

Rhodopsin — родопсин, зрительный пигмент. Молекула протеина, который играет ключевую роль в преобразовании света в визуальный сигнал в глазу человека.

RiboNucleic Acid (RNA) — рибонуклеиновая кислота (РНК). РНК так же, как ДНК, представляет собой полимер, мономерами которого являются нуклеотиды. Азотистые основания трех нуклеотидов те же самые, что входят в состав ДНК (аденин, гуанин, цитозин), четвертое — урацил, присутствует в молекуле РНК вместо тимина. Нуклеотиды РНК отличаются от нуклеотидов ДНК также по строению входящего в их состав углевода: они включают другую пентозу рибозу (вместо дезоксирибозы). В цепочке РНК нуклеотиды соединяются путем образования ковалентных связей между дезоксирибозой одного нуклеотида и остатком фосфорной кислоты другого. РНК переносят информацию о последовательности аминокислот в белках, т. е. о структуре белков от хромосом к месту их синтеза, и участвуют в синтезе белков. Существует несколько видов РНК. Их названия обусловлены выполняемой функцией или местонахождением в клетке. Большую часть РНК цитоплазмы (до 80-90 %) составляет рибосомальная РНК (рРНК), содержащаяся в рибосомах. Молекулы рРНК относительно невелики и состоят из 3-5 тыс. нуклеотидов. Другой вид РНК — информационные (иРНК), переносящие к рибосомам информацию о последовательности аминокислот в белках, которые должны синтезироваться. Размер этих РНК зависит от длины участка ДНК, на котором они были синтезированы. Молекулы иРНК могут состоять из 300-30000 нуклеотидов. Транспортные РНК (тРНК) включают 76-85 нуклеотидов и выполняют несколько функций. Они доставляют аминокислоты к месту синтеза белка, "узнают" (по принципу комплементарности) триплет иРНК, соответствующий переносимой аминокислоте, осуществляют точную ориентацию аминокислоты на рибосоме. РНК один из объектов исследований в нанобиоинформационных технологиях.

Right-hand orthogonal crystallographic axial set — правосторонняя ортогональная кристаллографическая осевая группа.

Rinse — промывка. Технология, которая использует очень чистую воду для нейтрализации или удаления веществ, загрязняющих подложку.

Rochelle salt — сегнетова соль. Это типичный сегнетоэлектрик.

Rotary actuator — актюатор вращения. Любой актюатор, который совершает вращательное движение. Требования, которым должен соответствовать микроактюатор: большой вращающий момент, достигаемый в компактной конструкции устройства; очень маленькое трение; сохранение положения без приложения энергии. Имеются различные типы микроактюаторов вращения: пьезоэлектрический, электромагнитный, электростатический, пневматический, гидравлический и актюатор памяти формы.

Дисплеи-невидимки: появление через полтора года

Ученые из Северо-Западного Университета США (*Northwestern University*) заложили основу того, что можно с уверенностью назвать "прозрачной электроникой".

Представьте себе защитный шлем военных, на защитном лицевом пластике которого можно выводить карту местности, интерактивный компас и другую полезную информацию.

Или же другой пример — лобовое стекло автомобиля, половина которого, при желании водителя, вдруг преобразуется в дисплей, отображающий карту местности или показывающий состояние узлов машины. Как только надобность в нем проходит, "дисплей" исчезает. И это уже не научная фантастика, а реальные достижения двух профессоров химии — Тобина Маркса (*Tobin J. Marks*) и Владимира Ипатьева (*Vladimir N. Ipatieff*).

Разработанная ими технология позволяет наносить быстродействующие прозрачные транзисторы на стеклянную или пластмассовую поверхности. При этом прозрачные дисплеи должны быть недорогими, так как ученые применили одну из самых перспективных технологий нанопроизводства — самосборку органических молекул в матрицы транзисторов.

Ранее ученые уже работали над разработкой новых типов дисплеев высокого качества и прозрачной электроники на основе органических полимеров. Это привело к появлению OLED, FOLED и PHOLED-дисплеев, которые успешно используются в мобильных телефонах и цифровых фотои видеокамерах. Однако эти дисплеи не были прозрачными, несмотря на все преимущества использования органических транзисторов. Появившееся недавно семейство TO-LED-дисплеев пока слишком дорогостоящее для массового применения в бытовой технике, поэтому исследователи и R & D лаборатории крупных компаний заинтересованы в появлении простой и достаточно недорогой технологии прозрачных дисплеев.

И вот ученым из Северо-Западного Университета удалось разработать технологию изготовления прозрачных транзисторов и соединяющих их проводников-нитей в составе дисплея. При этом полученная учеными картинка характеризуется высоким качеством и яркими оттенками (рис. 1, 2).

Основа прозрачных тонкопленочных транзисторов полупроводниковая из оксида индия с многоуровневыми органическими молекулами, нанесенными методом самосборки. Тот факт, что элементы оксида индия можно синтезировать при комнатной температуре, дает возможность надеяться, что производство прозрачных дисплеев будет сравнительно недорогим и массовым благодаря технологиям самосборки.

Как показали тесты транзисторных пленок, их фотохарактеристики по качеству превышают аналогичные показатели традиционных кремниевых транзисторов в LCD-панелях и приближаются к показателям поликремниевых транзисторов класса *high-end*. Это, без сомнения, можно назвать выдающимся результатом. Как говорит Тобин Маркс, новые дисплеи будут давать человеку ощущения того, что изображения, текст и видеоролики "висят" в пространстве и это будет достаточно удобно, так как поле обзора человека не будет занято "пустым" монитором в то время, когда на нем нет информации.

Маркс и его коллеги организовали компанию *Polyera*, которая будет заниматься коммерциализацией "прозрачных экранов". Уже через 12—18 месяцев ученые обещают представить на суд общественности прототип первого дисплея.

Об этих достижениях и своих планах на будущее ученые сообщили в ноябрьском номере журнала "Nature Materials".

Источник: EurekAlert: New research could lead to 'invisible' electronics (http://www.eurekalert.org/pub_releases/2006-12/nunrc122206.php)

Адениновые хвосты помогут сделать генные чипы массовыми

Исследователи из Национального Института Стандартов и технологий (*NIST*) и Университета Мэриленда (*Uni*versity of Maryland — UMD) продемонстрировали простую и эффективную технику химического присоединения отдельных цепей ДНК к золотой поверхности.

Это открытие ученых достаточно важно, так как на основе золотых пластинок с матрицами, состоящими из цепей ДНК можно создать наносенсоры, идентифицирующие ряд генов. Эти генные чипы будут весьма полезны как в биотехнологической промышленности, так и в медицине. С их помощью можно будет на ранних стадиях идентифицировать то или иное генетическое заболевание.

Ранее короткие фрагменты цепочек ДНК ученые могли присоединять к стеклянным, кремниевым и золотым поверхностям, однако процесс этот довольно трудоемкий и сенсоры, произведенные таким образом, зачастую не выходят за пределы лабораторий, где были сконструированы.

Новый метод основан на использовании длинных цепей, состоящих из одного типа оснований — аденина. Как оказалось, длинные адениновые хвосты имеют высокую степень адгезии к золотой поверхности, поэтому ученым удалось бы-



Рис. 1, 2. Уже существующие прозрачные ТОLED-дисплеи



Рис. 3. Схема "прилипания" ДНК-фрагментов к подложке

- НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 4, 2007 –

стро и эффективно прикрепить цепочки ДНК, просто нанеся их на подложку (рис. 3). Как уверены ученые, их открытие позволит сделать генные чипы массовой продукцией.

Источник: EurekAlert: Adenine 'tails' make tailored anchors for DNA (http://www.eurekalert.org/pub_releases/2006-12/nios-am122-206.php)

Свет протянули по нанокабелю

Физикам из Бостонского колледжа (*Boston College*) удалось пропустить свет через кабель, в сотни раз меньший по диаметру, чем человеческий волос.

Вообще-то считается, что свет не может пройти сквозь отверстие меньшее, чем его длина волны. Однако физикам из Бостона удалось пропустить пучок света с длинами волны, колеблющихся от 750 до 380 нм через нанокабель диаметром около 300 нм! Коаксиальный нанокабель, через который ученым удалось "протянуть" световой пучок, не первое их достижение. Еще в 2004 г. эта же команда представила антенну нанометровых размеров, которая "ловила" свет так же, как обычные антенны ловят радиоволны.

Нанокабель состоит из основной металлической жилы, окруженной слоем изолятора. Однако поверх изолятора ученые нанесли дополнительный слой металла. Полученный коаксиальный кабель имел диаметр 300 нм. Передачу же световых волн по такому тонкому кабелю удалось организовать благодаря коаксиальной структуре проводник изолятор—проводник.

Как говорят ученые, их открытие поможет улучшить современные солнечные элементы и даже сконструировать новый класс оптоволоконных устройств передачи данных.

Источник: EurekAlert: BC physicists transmit visible light through miniature cable (http://www.eurekalert.org/pub_releases/2007-01/bc-bpt010407.php)

Модуляция ДНК нанотрубками

Ученые из Китайской Академии наук (*Chinese Academy of Sciences*) установили, что однослойные углеродные нанотрубки могут влиять на ДНК человека.

Многие раковые клетки вызывают экспрессию гена, отвечающего за синтез энзима теломеразы, который помогает раковым клеткам продолжать неконтролируемое деление и благодаря этому начинается неконтролируемый рост опухоли. Оказалось, что углеродные нанотрубки могут влиять на процесс синтеза энзима теломеразы. Как сообщает *Nanotechweb*, они "модулируют" процесс экспрессии гена и останавливают возникновение теломеров. Поэтому нанотрубки косвенно не допускают рост клеток *in vivo*.

Как говорят ученые, это открытие позволит разработать более эффективные методы раковой терапии.

Источник: Nanotechweb.org: Carbon nanotubes can modulate DNA (http://nanotechweb.org/articles/news/6/1/1/1)

Гибриды nano-CMOS появятся в 2010 году

Компания *Hewlett-Packard* сегодня объявила об исследовании, которое может внести революционное нововведение в микроэлектронику. Суть исследования *HP* заключается в создании массивов программируемых полевых транзисторов (*field programmable gate arrays* — *FPGAs*), плотность упаковки которых в 8 раз превышает современные CMOS-аналоги. При этом суммарная рассеиваемая мощность устройств будет значительно ниже, поэтому у производителей микроэлектронных компонентов есть возможность делать процессоры и чипы памяти еще меньше.

Фундамент для развития этой технологии *HP* заложила несколько лет назад, когда были созданы кросс-матрицы из

нанопроводников, в которых каждое пересечение нанонитей формировало нанотранзистор.

Год назад, когда компания *HP* опубликовала результаты исследования Дмитрия Струкова (*Dmitri Strukov*) и Константина Лихарева (*Konstantin Likharev*) из Университета Стони Брук, Нью-Йорк (*Stony Brook University in New York*), научное сообщество было удивлено возможностями и перспективами наноэлектроники. Тогда же *HP* продемонстрировала план развития наноэлектроники к 2010 г., который постепенно подтверждается достижениями компании.

Матрица квантовых ключей, представленная в прошлом году, изменилась на "программируемое соединение нанопроводников" ("field programmable nanowire interconnect — FPNI), на основе которого Грэг Снайдер (Greg Snider) и Стэн Уильяме (Stan Williams) разработали архитектуру построения чипов и логики.

Ученые представили также работоспособный чип, использующий 15-нанометровые нанотранзисторы, сформированные матрицей перекрещивающихся нитей, соединенных с 45-нанометровой CMOS электроникой. Как говорят ученые, чипы на этой основе могут поступить в массовое производство уже в 2010 г.

Благодаря гибридизации CMOS и FPNI полученные чипы в 4 раза меньше, чем их простые CMOS-аналоги. Стэн считает, что будущее — за распараллеливанием чипов, благодаря уменьшению гибридных компонентов.

Грэг и Стэн также представили прототип чипа, работающего на 4, 5-нанометровых FPNI-соединениях, однако их массовое применение в микроэлектронике может наступить только в 2020 г. Крайне важно также то, что чипы по FPGAтехнологии и модифицированной FPNI можно будет производить на обычных производственных линиях CMOSмикроэлектроники, незначительно их модернизировав.

Источник: PhysOrg: Hybrid nano-CMOS chips could be far denser, but cooler (http://www.physorg.com/news88196140.html)

Нанотрубки-гибриды: наноэлектроника получит новые проводники

Команда ученых из Политехнического института Ренсслеера (*Rensselaer Polytechnic Institute*) создала гибридную структуру, соединяющую лучшие свойства углеродных нанотрубок и металлических нанопроводников.

Как сообщает *EyrekAlert*, новый наноматериал может расширить применение углеродных нанотрубок в электронных компонентах. Необычно высокая электропроводность нанотрубок делает их отличным материалом для проводников, соединяющих наноэлектронные компоненты в пределах одного чипа. Однако технологии, позволяющие соединять нанотрубки к кремниевым или металлическим контактам до сих пор были недоработанными, вследствие чего нанотрубки нельзя было использовать в микроэлектронной промышленности.

Как говорит один из исследователей, Фунг Суонг Оу (*Fung Suong Ou*), решение этой проблемы было достаточно изящным — ученые смогли создать гибридный материал, соединяющий проводящие и механические свойства углеродных нанотрубок и медных нитей.



Рис. 4. Гибридная нанотрубка с медью внутри (Rensselaer/Fung Suong Ou) Технология изготовления гибрида достаточно проста: тонкие медные или золотые нити помещают в печь, в которой находится смесь, богатая углеродом, и через некоторое время нити "обрастают" снаружи нанотрубками (рис. 4).

Как говорят исследователи, кроме меди и золота, нанотрубки можно наращивать и на других металлических материалах.

Источник: EurekAlert: Hybrid structures combine strengths of carbon nanotubes and nanowires (http://www.eurekalert.org/ pub_releases/2007-01/rpi-hsc010807.php)

Наночастицы-убийцы

Оказывается, что наночастицы могут атаковать раковые опухоли. Так, как сообщает *Nanotechweb*, ученые из Соединенного Королевства разработали новую систему доставки наночастиц внутрь раковых опухолей.

Исследователи из Института Бернхама (*Burnham Institute*) решили лишить опухоль кровоснабжения, закупорив подходящие к ней кровеносные сосуды наночастицами. Как только специально сконструированные наночастицы попадают в "тело опухоли", то благодаря специальным белковым маркерам они остаются внутри и осаждаются на стенках сосудов, вызывая тем самым закупоривание сосудов в тканях опухоли (рис. 5). Благодаря этому около 20 % сосудов опухоли оказываются закупоренными, что приводит к остановке ракообразования.



Рис. 5. Наночастицы в опухолевой ткани

Сейчас ученые пытаются с помощью наночастиц не только блокировать сосуды, но доставить внутрь опухоли медицинские препараты, разрушающие ее.

Источник: Nanotechweb: Nanoparticles attack tumours (http:// nanotechweb.org/articles/news/6/l/4/1)

Наноштампы печатают 3D-электронику

Команда исследователей из Университета Иллинойса Урбана-Шампейн (University of Illinois, Urbana-Champaign) разработала технологию печати, позволяющую объединять различные виды электронных компонентов в составе одного устройства.

Так, ученым удалось создать ультратонкую пленку, содержащую углеродные нанотрубки и наноразмерные формы нитрида галлия. Благодаря этому была получена пленка, состоящая из FET-транзисторов.

"Наша задача — создание необычных классов электронных устройств, которые можно сделать с помощью традиционных производственных приемов, основанных на "вафлях", — сказал Джон Роджерс (John Rogers) из Университета Урбана-Шампейн. — Прототипы, которыми мы занимаемся, достаточно разнообразны, среди них особое внимание мы уделяем сверхтонким гибким дисплеям, которые будут полезны в медицинских диагностических приборах".

Для того, чтобы сделать подобные устройства, ученые синтезировали массивы углеродных нанотрубок и нанораз-



Рис. 6. Напечатанная матрица MOSFET-транзисторов

мерные матрицы проводников из нитрида галлия, кремния и арсенида галлия. Следующим шагом было использование технологии "эластомерного штампа", благодаря которой удалось "напечатать" наноматериалы на подложке.

В исследовании ученые применили штамп из полидиметилсилоксана, к которому благодаря силам Ван-Дер-Ваальса прилипли наноматериалы. Затем, убрав подложку, ученые получили "штамп с чернилами", который "отпечатали" на тонкой пленке жидкого полимера. После нанесения было установлено, что полимер остался прозрачным, в то время как на пленке появилась матрица MOSFET-транзисторов (рис. 6).

Этот же метод позволяет напечатать транзисторы не только на пленке, но и на пластике, и на стекле. "Благодаря разработанной нами технологии мы можем интегрировать микроэлектронику с такими материалами, как низкотемпературные пластики, а это может привести к появлению целого ряда бытовых приборов", — говорит Роджерс.

Более того, как показали последующие исследования, ученым удалось напечатать еще несколько слоев поверх уже работающей матрицы транзисторов! Как говорит Роджерс, была разработана технология производства трехмерных гетерогенных электронных структур — 3D heterogeneous electronics. Эта уникальная концепция может изменить облик современной бытовой электроники. С помощью технологии многослойной печати можно будет интегрировать процессор, память и дисплей в одном устройстве, создав, например, интерактивную газету, которая будет и хранителем информации, и воспроизводящим устройством одновременно. Также многослойные пленки смогут найти применение в различных медицинских имплантантах.

Теперь команда ученых сосредоточена на разработке и конструировании прототипов 3*D*-пленочных устройств. Сейчас их основная задача — создание принтера, способного печатать "умные пленки" размером 300 × 400 мм. Более того, намерения коммерциализовать технологию гибкой 3*D*-электроники высказала недавно основанная компания Semprius.

Источник: Nanotechweb.org: Printing nanomaterials brings 3-D electronics (http://nanotechweb.org/articles/news/6/l/2/l)

Нанодетектор увидит рождение звезд

Новый миниатюрный наносенсор расскажет астронавтам о рождении звездных систем и планет.

Учеными из Университета Дельфта (*Delft University of Technology*) и Института нанотехнологий Кавли (*Kavli Institute of Nanoscience*) создан "горячий электронный болометр", работающий на фундаментальнейшем принципе электродинамики.

Со школьной скамьи известно, что при нагревании проводника изменяется его электрическое сопротивление.



Рис. 7. Наноболометр (Delft University of Technology)

Принцип этот известен давно, но материалы для наносенсора появились только сегодня.

Космическое излучение, которое ученые до сих пор не могли обнаружить, теперь станет "видимым" благодаря кусочку сверхпроводника нитрита ниобия нанометровых размеров, из которого сделано "сердце" болометра (рис. 7).

Детектор работает на терагерцовых частотах, это именно те частоты, которые больше всего интересуют ученых-климатологов и астрофизиков.

Микроскопическая золотая антенна принимает космическое терагерцовое излучение и посылает его на кусочек сверхпроводника, который работает в качестве чувствительного термометра.

Благодаря наносенсору ученые из Дельфта поставили мировой рекорд по приему космического излучения с частотой выше 1,5 ТГц.

Как говорят ученые, наноболометры будут установлены в обсерватории в Антарктике (НЕАТ), и на новом космическом аппарате ESPRIT.

Источник: PhysOrg: New nano-detector very promising for remote cosmic realms (http://www.physorg.com/news88256927.html)

CONTENTS

Gurovich B. A., Kuleshova E. A., Prikhodko K. E., Domantovsky A. G., Maslakov K. I. The Development of Selective Removal of Atoms Method for Controlled Production Micro and Nano Multilayer Patterns for Various Applications	2
Gassmann Sh., Ibendorf I., Pagelj L. Realization of Flowing-Injecting Analysis with the Help of Technologies of Printed	10
Shanovalov V. I. Models of Reactive Sputtering at Thin Films Synthesis	14
Nenochatenko V. A. The Structure of Thin Domain Walls in Ferroelectric BaTiO ₂	27
Zubreeva A. A., Pedjko B. B. Research of Opportunities of Formation of Optical Images on Polar Cuts of Monocrystals Lithium Niobate LiNbO ₃	34
Abramov D. V., Arakelyan S. M., Galkin A. F., Klimovsky I. I., Kucherik A. O., Prokoshev V. G. Nanostructures on the Graphite Sample Surface in the Laser Radiation Field	39
Lubimsky V. M. Bend of a Long Rectangular Isotropic Plate under Action of an Electrostatic Attraction and Cross Loading	41
Zakharov A. G., Kotov V. N., Bogdanov S. A. Modelling of Potential Distribution in Barriers Schottky of the Transistor with Metal Base	45
Palagin V. A., Gritskevich E. V., Friziuk E. A. Correction of Model of Capacity Elements of MicroElectroMechanical Systems	48
Tearev A. V. Multiplexers for WDM with Nanophotonics Reflectors — a New Way to Management of Multi-Hundreds Optical Wavelength Channels	51
Koleshko V. M., Sergeichenko A. V. Mettalloxide Microelectronic Gas Sensors: Review V.2. Multisensor Structures, Integrated Sensor Systems.	55
Mukhurov N. I., Efremov G. I. Electrostatical Microrelays with Massive Anchor	57
Zhukova S. A., Obizhaev D. Yu., Demicheva O. V., Alekseev A. M., Klinova L. L., Tomishko M. M. Gas Sensor Control on Multiwall Carbon Nanotubes, Working on Registration of Four Electrophysical Parameters	60
Sajnev S. V., Timofeev V. N., Fomichev M. A., Mirkurbanov H. A. Physicomechanical Characteristics Threadlike Primary Thermo Converters in Gas Flow Meters	65
Khabarov A. V. Way of Association of Microobjects for Increase in Sensitivity and the Spatial Resolution of Sensor Controls	70

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@zknet.ru; http://www.microsystems.ru

Адрес редакции журнала: 107076, Москва, Стромынский пер., 4/1. Телефон редакции журнала (495) 269-5510. E-mail: nmst@zknet.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 И. С. Павлова. Корректор Е. В. Комиссарова

Сдано в набор 19.02.2007. Подписано в печать 23.03.2007. Формат 60×88 1/8. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 9,8. Уч.-изд. л. 11,97. Заказ 419. Цена договорная

Отпечатано в Подольской типографии — филиал ОАО "ЧПК", 142110, г. Подольск, ул. Кирова, 15

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 4, 2007