

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА

№ 7 ◆ 2005

ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ МЕЖДИСЦИПЛИНАРНЫЙ ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ И ПРИКЛАДНОЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

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

Издаётся с 1999 г.

Главный редактор
Мальцев П. П.

Зам. гл. редактора
Лучинин В. В.

Редакционный совет:

Аристов В. В.
Асеев А. Л.
Васильев В. В.
Гапонов С. В.
Каляев И. А.
Климов Д. М.
Ковалчук М. В.
Лифшиц В. Г.
Мокеров В. Г.
Никитов С. А.
Чаплыгин Ю. А.
Шевченко В. Я.

Редакционная коллегия:

Антонов Б. И.
Астахов М. В.
Белоус А. И.
Быков В. А.
Васильев А. 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.
Кузин А. Ю.
Мокров Е. А.
Норенков И. П.
Панич А. Е.
Панфилов Ю. В.
Петросян К. О.
Петрунин В. Ф.
Путилов А. В.
Пятышев Е. Н.
Сауров А. Н.
Сигов А. С.
Степанов Ю. И.
Сухопаров А. И.
Телец В. 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

Трушин В. Н., Маркелов А. С., Жолудев А. А., Чупрунов Е. В. Экспериментальные методы термоиндуцированного управления параметрами рентгеновских дифракционных максимумов кристаллов	2
Корнилов В. М., Лачинов А. Н., Логинов Б. А. Создание и исследование квазинульмерных структур методами сканирующей тунNELьной микроскопии	8
Левонян Л. В., Кочарян В. Р. Рентгеновская френелевская топография кристалла с вогнутой поверхностью в скользящей геометрии при наличии поверхностной акустической волны	12

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ МНСТ

Голубь Б. И., Гусев А. Н. Процессная модель управления качеством измерителя теплового излучения	17
Мамедов А. К. Аппроксимация частотных характеристик структур с барьером Шоттки	22

МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНСТ

Рембеза Е. С., Рембеза С. И., Домашевская Э. П., Гречкина М. В., Агапов Б. Л. Влияние атомного состава оксидных нанокомпозитов на основе SnO_2 на их структуру	25
Смирнова И. В., Мошников В. А., Шилова О. А., Ярославцев Н. П., Ильин А. С. Исследование методом внутреннего трения состава и структуры стекловидных боросиликатных пленок, полученных из золей	28

ЭЛЕМЕНТЫ МНСТ

Алексенко А. Г., Балан Н. Н. Анализ эффекта схлопывания электродов электростатических актиоаторов (PULL-IN INSTABILITY) В MEMS- и NEMS- устройствах	31
---	----

ПРИМЕНЕНИЕ МНСТ

Марков В. Н., Степанов Д. Н. Распознание протяженных ферромагнитных объектов на основе полей остаточной намагниченности	42
--	----

НОВОСТИ НАНОТЕХНОЛОГИЙ

СТРАНИЧКА РФФИ

ИНФОРМАЦИЯ

Contents

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

Аннотации статей журнала на русском и английском языках и требования к оформлению
статей доступны на сайте журнала: <http://www.microsystems.ru>.

ПОДПИСКА:

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

ФАНОТЕХНОЛОГИИ И ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

УДК 548.732

**В. Н. Трушин, канд. физ.-мат. наук, А. С. Маркелов,
А. А. Жолудев, канд. физ.-мат. наук,
Е. В. Чупрунов, д-р физ.-мат. наук, проф.**
Нижегородский государственный университет
им. Н. И. Лобачевского

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ТЕРМОИНДУЦИРОВАННОГО УПРАВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРАМИ РЕНТГЕНОВСКИХ ДИФРАКЦИОННЫХ МАКСИМУМОВ КРИСТАЛЛОВ

Приведены результаты исследований влияния теплового воздействия светового пучка на смещение дифракционных максимумов кристаллов. На примере рентгеновских дифракционных максимумов кристаллов CaCO_3 , кремния (Si) и KH_2PO_4 (KDP) показана возможность корректировки сходимости рентгеновских пучков путем управления тепловым воздействием светового пучка на поверхность частей кристалла. Рассмотрен возможный механизм формирования рентгеновского изображения с использованием соответствующего оптического изображения в качестве шаблона.

Одной из важнейших задач рентгеновской дифракционной оптики является разработка способов коррекции параметров рентгеновского излучения. Ряд методов решения этой задачи основан на использовании внешних воздействий на дифрагирующий кристалл. Такими воздействиями могут быть созданные на поверхности кристалла поверхностные акустические волны, наложение внешнего электрического поля, облучение кристалла лазерным пучком и др. [1–4].

Для решения задач фокусировки рентгеновских пучков необходимо придать определенную форму поверхности фокусирующего элемента. Для решения этой задачи обычно используется инструментальная коррекция формы отражающего элемента создания управляемого поля деформаций [5, 6].

В ряде случаев рентгеновские пучки с управляемыми параметрами удобно получать, используя тепловое воздействие на дифра-

гирующий кристалл. Проиллюстрируем это положение на примере корректировки угловой сходимости рентгеновского пучка с

использованием дифракции на кристалле кальцита (CaCO_3) [7]. Кристалл CaCO_3 , [пластина размером $20 \times 15 \times 4$ мм, вырезанная под углом 35° по отношению к кристаллографической плоскости (228)] крепился с помощью герметика на поверхности приставки, которая одновременно служила "холодильником". Температура холодильника (22°C) поддерживалась с помощью термостата. Нагрев поверхности образца со стороны области дифракции осуществлялся световым излучением проекционной лампы и контролировался термопарой на поверхности поглощающего покрытия. Схема освещения образца представлена на рис. 1, a.

На рис. 1, б показаны кривые качания рентгеновского дифракционного максимума (РДМ) (228), снятые на двухкристальном рентгеновском спектрометре при разных температурах левой области

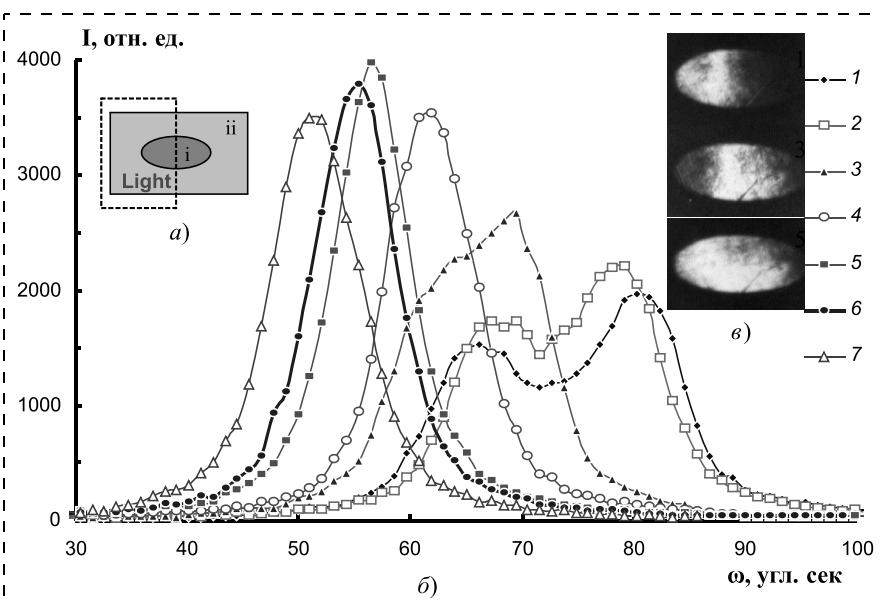


Рис. 1. Изменение структуры РДМ (228) при светоиндуцированном нагреве левой части образца:

a — схема освещения поверхности образца; i — область дифракции; ii — образец (штриховой линией обозначена граница освещения); б — кривые качания 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, полученные при нагреве левой области поверхности образца до температур 22, 28, 30, 43, 49, 58 и 72°C , соответственно; в — топограммы участка поверхности кристалла, полученные в тех же условиях освещения, при которых были сняты кривые 1, 3, 5

поверхности образца. В качестве источника рентгеновского излучения применялась рентгеновская трубка с $\text{CuK}\alpha_1$ излучением и площадью фокусного пятна $0,4 \times 8$ мм. В качестве монохроматора использовался германий (Ge) (511), вырезанный параллельно плоскости (111).

Исходная кривая качания 1, снятая без освещения, состоит из двух максимумов, относительное положение которых определяется начальной разориентировкой областей дифракции кристалла. Исходное взаимное положение разориентированных областей кристалла определялось рентгеновским топографическим методом (рис. 1, в, топограмма 1). На рис. 1, в также представлены топограммы (3, 5) поверхности образца, полученные в процессе воздействия светового пучка на левую область его поверхности. При светоиндуцированном увеличении температуры левой части поверхности образца, совпадающей с одним из двух блоков кристалла, кривая качания (КК) в целом смещается в сторону уменьшения углов и одновременно наблюдается уменьшение расстояния между ее максимумами. При температуре освещаемой области 49°C оба максимума КК сливаются (кривая 5).

Изменения формы и углового смещения КК, представленные на рис. 1, определяются термоиндуцированным рассогласованием углового положения РДМ и изменением расходимости дифрагированных рентгеновских пучков, вызванных неоднородным освещением поверхности образца. Отсюда следует, что путем определенного светоиндуцированного теплового воздействия на специально подобранный кристалл можно управлять угловым рассогласованием брэгговских отражений и корректировать расходимость рентгеновских пучков.

Процесс управления рассогласованием брэгговских отражений

упрощается, если в качестве дифракционного элемента использовать отдельные ориентированные определенным образом кристаллы.

Монокристаллические пластины CaCO_3 площадью 8×15 мм, толщиной 1 мм закреплялись с помощью герметика на охлаждаемой поверхности с зазором 0,5 мм и углом разориентировки $\omega = 90^\circ$ [8]. Рентгеновская схема эксперимента была аналогичной вышеизложенной.

На рис. 2, а представлена схема освещения кристалла и семейство кривых качания РДМ (040), полученных при светоиндуцированном изменении температуры левой и правой частей дифракционного элемента.

Из рис. 2, б, в видно, что КК от левой (1) и правой (2) частей образца при увеличении его температуры смещаются в сторону больших углов. В первом случае при освещении поверхности левого образца значение рассогла-

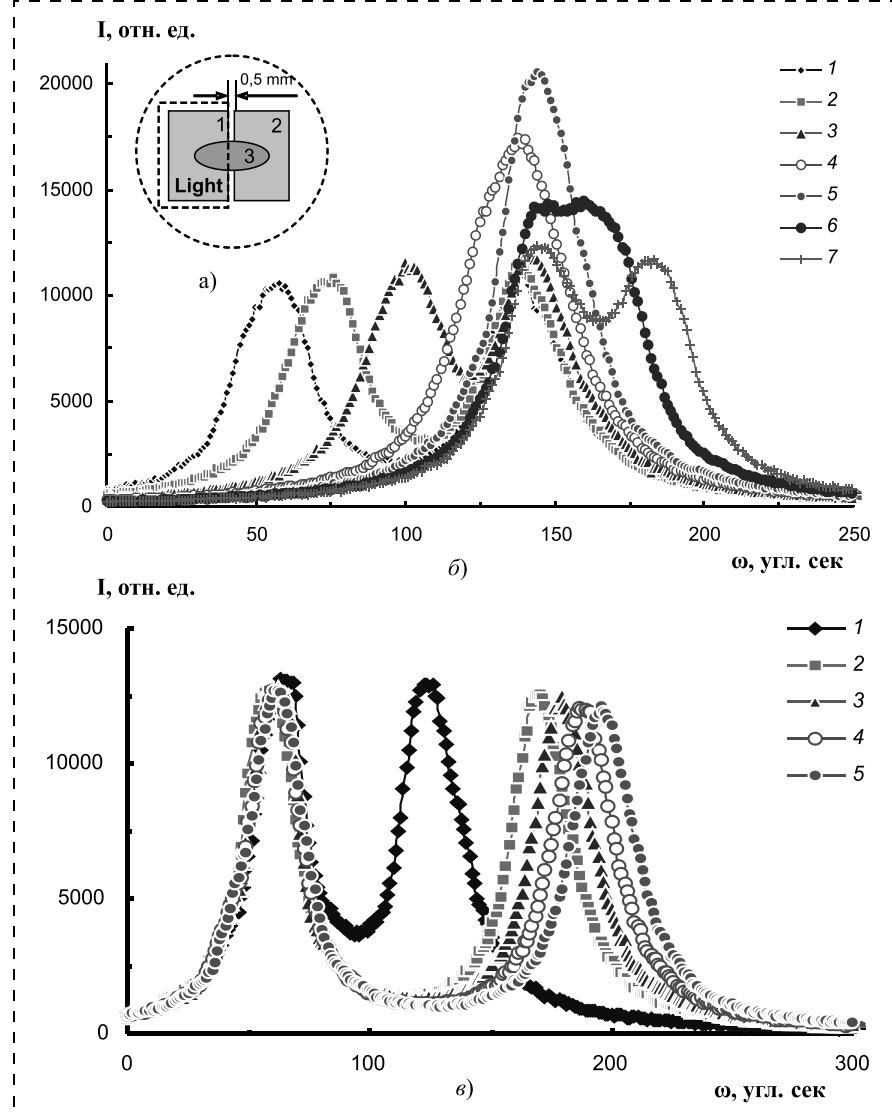


Рис. 2. Изменение углов рассогласования дифракционных максимумов кальция (040) при светоиндуцированном нагреве левой и правой частей образца:
а — схема освещения разориентированных частей кристалла, где 1, 2 — части кристалла; 3 — область дифракции; б — кривые качания 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, снятые при светоиндуцированном нагреве правого образца до температур 20, 22, 31, 44, 53, 58, 69 и 77°C , соответственно; в — кривые качания 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, снятые при светоиндуцированном нагреве левой части поверхности образца до температур 20, 27, 37, 45, 52, 59 и 64°C , соответственно

сования брэгговских отражений уменьшается, во втором случае — увеличивается. Кривые, соответствующие неосвещенным частям образца, углового положения не меняют.

Температурная зависимость угла брэгговского отражения θ_{ij} для точки поверхности кристалла с координатами ij может быть записана следующим образом [7]:

$$\theta_{ij} = \arcsin(\lambda/(2(d_{0ij} + d_{0ij}\alpha\Delta t_{ij})), \quad (1)$$

где θ_{ij} — брэгговский угол для (hkl) плоскостей в точке с координатами ij ; t_{ij} — температура поверхности кристалла в точке с координатой ij ; λ — длина волн; α — коэффициент теплового расширения кристалла в направлении вектора обратной решетки; $d_{ij} = d_{0ij} + \Delta d_{ij}$; d_{0ij} — межплоскостное расстояние в точке поверхности кристалла при температуре t_0 ; t_0 — температура неосвещенной области кристалла; Δd_{ij} — изменение межплоскостного расстояния в точке с координатами ij , вызванное изменением температуры Δt_{ij} в этой точке.

У кристалла кальцита ярко выражена анизотропия теплового

расширения, причем компоненты тензора α_{ij} имеют разные знаки ($\alpha_{11} = -5,7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $\alpha_{33} = 24 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$). Поэтому, термоиндуцированные смещения для РДМ с вектором H , близким по направлению к оси c , имеют большее значение и противоположный знак по отношению к направлению $(0K0)$.

На рис. 3 показано семейство кривых качания РДМ (228) при светоиндуцированном изменении температуры правого образца. Начальная разориентировка кривых качания от левого (левая кривая) и правого образцов составляла 160° . При светоиндуцированном повышении температуры поверхности правого образца соответствующая ему правая кривая качания смещается в сторону меньших углов и при температуре 53°C сливаются с левой кривой качания. При дальнейшем увеличении температуры кривые расходятся.

Температура, при которой происходит слияние максимумов КК от двух образцов, зависит от начальной разориентировки их кристаллических областей, а также от значения коэффициента

теплового расширения (КТР) в направлении вектора обратной решетки H .

Применение описанного способа корректировки сходимости рентгеновских пучков ограничивается свойствами кристаллов, которые используются в качестве дифракционных элементов. Более универсальным решением этой задачи может быть использование термомеханических свойств специально изготовленных подложек, способных изменять форму ее поверхности в зависимости от температуры нагрева (аналог бипластины). Это позволит управлять угловым рассогласованием РДМ от дифракционных элементов, закрепленных на ее поверхности, в более широких пределах.

Нами исследована возможность корректировки углового смещения РДМ кристаллов путем равномерного нагрева биметаллической подложки, на которой крепились исследуемые образцы.

Подложка изготавливалась из материалов, имеющих различные коэффициенты теплового расширения. В данном случае использовались титан и медь, тепловые расширения которых $8,6$ и $16,5 (10^{-6} \text{ K}^{-1})$, соответственно [9]. С обратной стороны пластины толщиной 2 mm , изготовленной из титана, фрезерованием сделаны пазы глубиной $1,2 \text{ mm}$ и шириной 2 mm , в которые впрессованы медные пластинки (рис. 4, a). Изготовленная таким образом подложка шлифованием делалась плоскопараллельной. В этом случае радиус и направление изгиба подложки зависят от ее температуры. В качестве дифракционного элемента использовали монокристаллические образцы Si размерами $5 \times 5 \text{ mm}$, толщиной $0,5 \text{ mm}$ с ориентацией поверхности $\langle 110 \rangle$, полученные распиливанием одной пластины. Пластины закрепляли на подложке с помощью эпоксидной смолы.

Схема эксперимента и способ крепления образцов и подложки

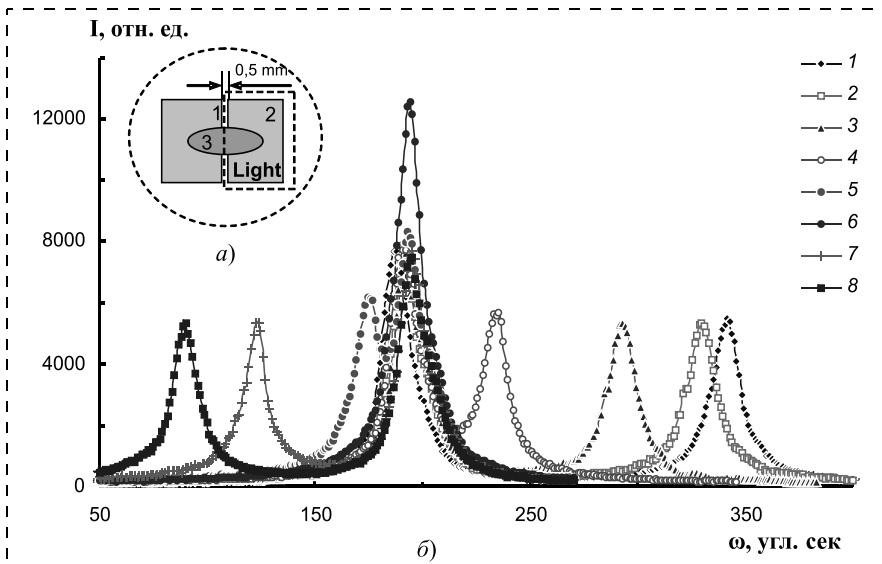


Рис. 3. Изменение углов рассогласования дифракционных максимумов кальцита (228) при светоиндуцированном нагреве правой части образца:

a — схема освещения системы двух разориентированных частей кристалла, где 1, 2 — части кристалла; 3 — область дифракции; *б* — кривые качания 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, снятые при светоиндуцированном нагреве поверхности правого образца до температур 20, 22, 31, 44, 53, 58, 69 и 77°C , соответственно

были аналогичны изложенным выше. На рис. 4, б представлено семейство кривых качания РДМ (333) кристалла Si, снятых при различных температурах "холодильника".

Из графиков видно, что при нагреве подложки наблюдается изменение углового положения и формы КК. Эти изменения вызваны изменениями углов рассогласования дифракционных максимумов от кристаллов и их деформациями, инициированными изменением радиуса кривизны подложки, а также тем, что они жестко закреплены на подложке. Деформацию в образцах можно свести к минимуму, если изменить конструкцию подложки. С этой целью на поверхности подложки, на границе крепления образцов необходимо сделать углубления, что позволит позиционировать деформацию подложки. Использование эластичного клея, такого как силиконовый герметик, также позволит уменьшить деформацию образцов. Формой кривизны поверхности подложки можно управлять путем изменения размеров углублений и позиционирования термопрасширяющихся элементов в подложке. Возможные схемы конструкций таких подложек показаны на рис. 5.

Нами исследована также возможность управления сходимостью рентгеновских дифрагированных пучков путем термоиндуцированного изменения радиуса кривизны кристаллов. В качестве образца использовали монокристаллическую пластину XY-среза кристалла KDP толщиной 2 мм. На обратной стороне образца вытравливали углубления в виде полос глубиной 1 мм, шириной 2 мм. Полосы травления заполняли смесью эпоксидной смолы и порошка меди. Образец крепили протравленной стороной к "холодильнику" с помощью герметика. Рентгеновские топограммы образца, снятые при температуре 49 и 25 °С приведены на рис. 6 (б, в). Из топограмм видно,

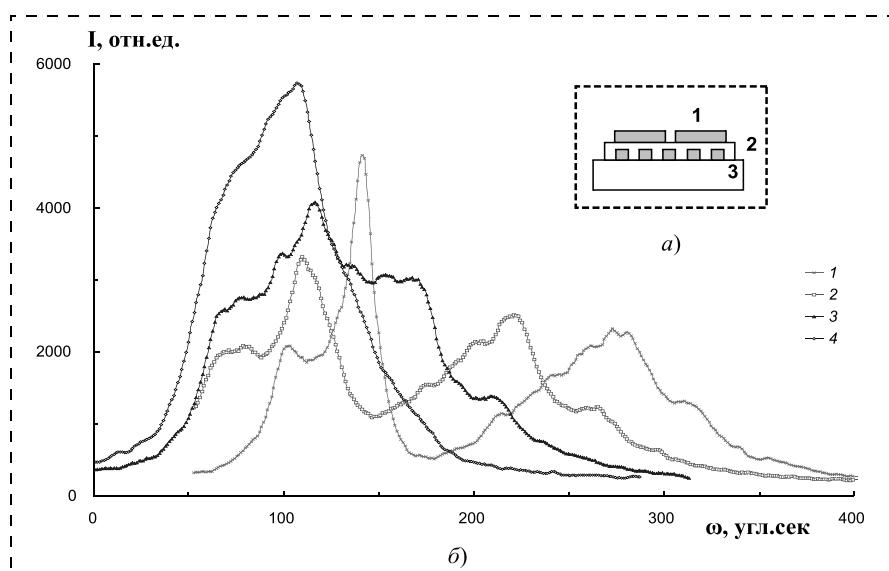


Рис. 4. Изменение параметров кривых качания дифракционных максимумов кристаллов кремния (333) при однородном нагреве подложки (титан-медь):
а — схема крепления образцов и подложки; 1 — левый и правый образцы; 2 — подложка; 3 — "холодильник"; б — кривые качания 1, 2, 3, 4 Si, снятые при нагреве подложки до температуры 20, 30, 45 и 60 °С, соответственно

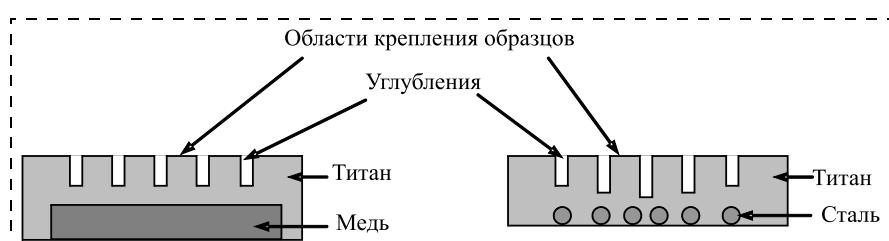


Рис. 5. Схемы конструкций подложек кристаллов, используемых для управления сходимостью рентгеновских пучков

что при нагреве происходит изгибание всего образца, о чем свидетельствует характерная картина дифракционного контраста. При этом кинетика зависимости кривизны образца определяется в основном разностью тепловых расширений кристалла KDP и эпоксидной смолы. Семейство кривых качания РДМ кристалла KDP (620), полученных при различной температуре "холодильника", представлено на рис. 6, а.

Из рис. 6, а видно, что при повышении температуры образца, происходит уменьшение полуширины КК, которое как мы считаем, главным образом, связано с уменьшением первоначальной кривизны образца.

Приведенные выше экспериментальные данные показывают

некоторые возможности теплового управления параметрами рентгеновских максимумов.

Преимуществом светоиндуцированного теплового воздействия на кристаллы является возможность локального изменения параметров РДМ кристалла, что позволяет получать пространственно-неоднородные рентгеновские пучки переменной интенсивности (рентгеновские изображения), функционально связанные с оптическим изображением, используемым в качестве шаблона [10].

Механизм формирования рентгеновских изображений в рассматриваемом случае может быть объяснен различием между интенсивностью лучей, дифрагированных от рассогласованных по

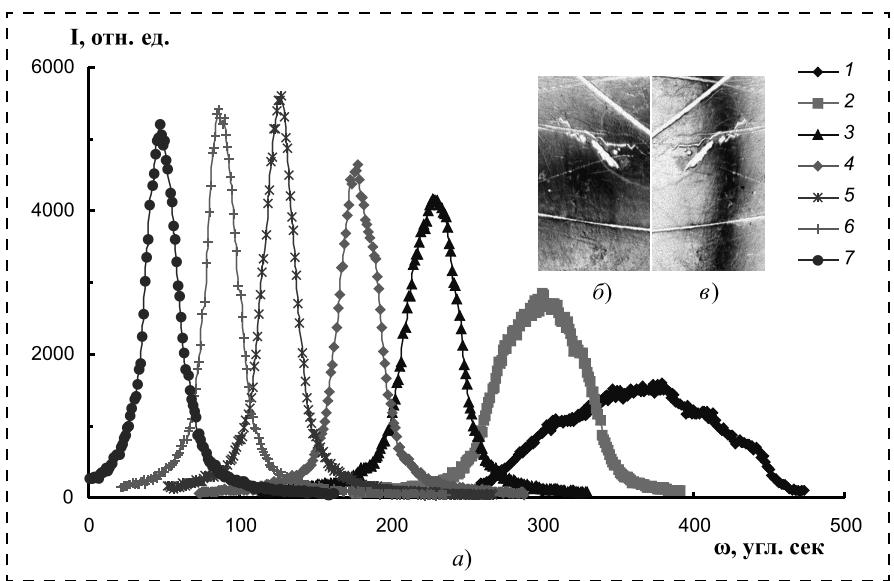


Рис. 6. Кривые качания 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, полученные при однородном нагреве кристалла KDP до температуры 25, 31, 37, 43, 49, 55 и 60 °С, соответственно (а). Топограммы поверхности кристалла, снятые при температуре 25 и 49 °С, соответственно (б, в)

углам областей поверхности кристалла. Рассогласование вызвано неоднородными температурными деформациями, распределение которых определяется пространственно-временной структурой оптического изображения. Действие фактора рассогласования брэгговских отражений на локальное искажение кристаллической решетки заключается в том, что вследствие углового расхождения брэгговских отражений искаженный и основной участки кристалла не могут одинаковым образом находиться в отражающем положении. При установке всей поверхности кристалла на брэгговский максимум искаженный участок оказывается частично или полностью вне отражения. Другой фактор, влияющий на контраст рентгеновских изображений, определяется динамическими эффектами, проявление которых зависит от степени совершенства образца, значения и направления температурного градиента и вызванного им градиента деформации кристалла. Кроме того, в кристаллах с блочной структурой контраст определяется начальным рассогласованием областей дифракции.

На рис. 7, а показаны кривые

качания 1, 2, полученные от черненной поверхности Z среза кристалла KDP (226), снятые в исходном состоянии (кривая 1) и при освещении светом от проекционной лампы (кривая 2). Освещение осуществлялось через транспарант в виде буквы S. Изменение температуры области освещения по отношению к неосвещенной области составляло

2,5 °С. В данных условиях освещения от поверхности кристалла (по Брэггу) снимались топограммы. На рис. 7, б–д приведены топограммы части поверхности кристалла, снятые в различных точках кривой качания (положение точек указано стрелками). Контраст топограмм зависит от положения рабочей точки на кривой качания. Топограмма б соответствовала угловому положению освещаемой области, в – области сдвинутой на границу света и тени, г и д – областям вне освещения.

Разрешающая способность данного метода формирования изображения зависит от рентгенооптической схемы, схемы освещения поверхности образца, а также от физических свойств кристалла и поглощающего покрытия. В условиях эксперимента она составляла не менее 80 линий на дюйм. Для оценки возможностей данного метода было проведено моделирование формирования рентгеновского изображения для условия, соответствующего данному эксперименту.

Нами рассчитывалось температурное поле на глубине 5 мкм

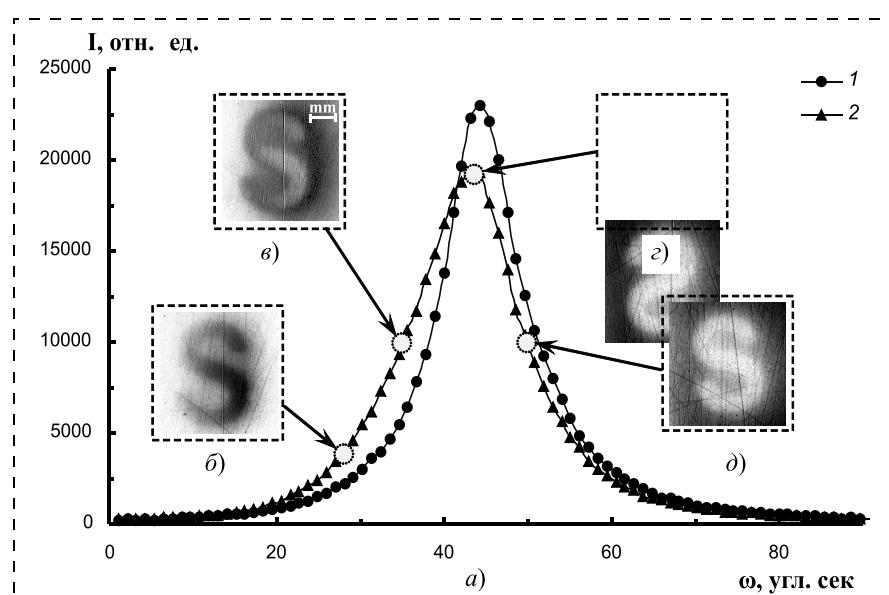


Рис. 7. Кривые качания 1, 2, полученные от черненной поверхности Z среза кристалла KDP (226), снятые в исходном состоянии (кривая 1) и при освещении светом части поверхности кристалла (б–д), полученные в разных точках на кривой качания 2 (положение точек указано стрелками)

от поверхности кристалла KDP (без учета анизотропии теплопроводности). Расчет проводился в специализированной программе для решения дифференциальных уравнений в частных производных.

Расчет выполнялся для образца размерами $30 \times 10 \text{ мм}^2$ в виде двухслойной структуры. Первый слой (поглощающее покрытие) толщиной 20 мкм с коэффициентом теплопроводности $\chi = 0,3 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, второй слой (кристалл KDP) толщиной 5 мкм и $\chi = 1,256 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$.

На поверхности образца задавались области теплового воздействия в виде букв "HMCT".

Решалось стационарное уравнение теплопроводности вида

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\chi \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\chi \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\chi \frac{\partial T}{\partial z} \right) = 0$$

при граничных условиях:

$T = T_0 = 295 \text{ К}$ на задней поверхности;

$\chi \frac{\partial T}{\partial n} + Q = 0$ на поверхности образца в области воздействия ($Q = 2000 \text{ Вт}/\text{м}^2$);

$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$ — тепловой поток через боковые грани образца принимался равным 0.

Начальные условия:

$$T = T_h = 295 \text{ К},$$

где T — температура; χ — коэффициент теплопроводности; Q — поток теплоты на части границы, который считается положительным, если теплота теряется структурой; T_0 — температура охлаждаемой поверхности; T_h — начальное распределение температуры; n — нормаль к поверхности.

На рис. 8 приведены данные моделирования температурного поля (рис. 8, а) в кристалле на глубине 5 мкм (на глубине, равной половине длины проникновения рентгеновских лучей вглубь кри-

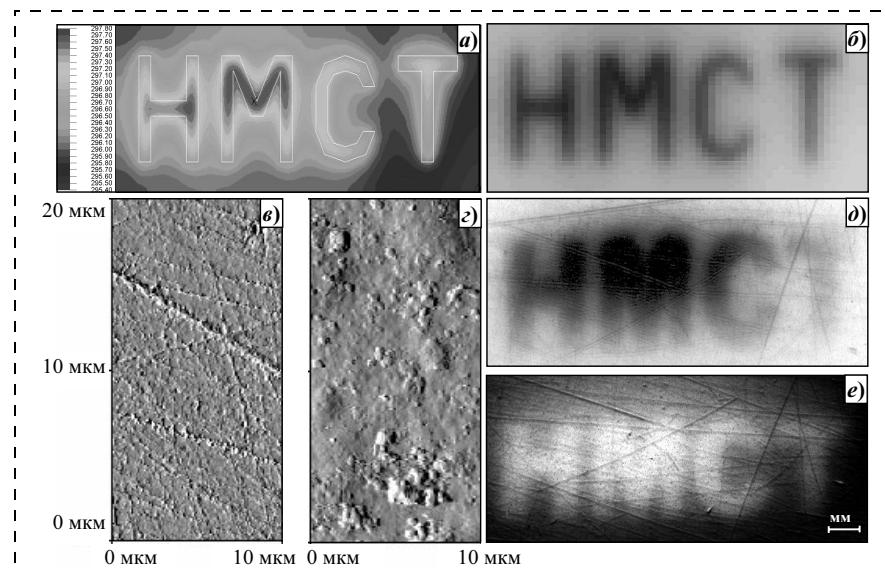


Рис. 8. Результаты расчета температурного поля (а) и моделирования теоретической топограммы (б), проведенные для случая, соответствующего условию получения экспериментальной топограммы (в), (д) и (е) топография поверхности кристалла и поглощающего покрытия, соответственно, (д, е) — экспериментальные топограммы, снятые на правом и левом склонах кривой качания

сталла). Результаты расчета температурного поля являлись данными для моделирования теоретической топограммы (рис. 8, б).

Для моделирования топограммы была разработана специальная программа. Входными данными для расчета служили: коэффициент теплового расширения кристалла, полуширина КК, полученной без воздействия, длина волны рентгеновского излучения и рассчитанное распределение температуры на глубине 5 мкм. В заданном распределении выделялись области равной температуры, для которых рассчитывались теоретические КК, с интенсивностью, пропорциональной площади областей равной температуры, а угловой сдвиг, рассчитанный по формуле (1), соответствовал температуре данных областей. Результирующая КК являлась суммой КК от всех областей. Выбирая рабочую точку на КК проекцией на кривую от соответствующей области, получили значения интенсивности на топограмме для этой области, которые затем переводились в цвет.

Некоторое несоответствие теоретической и экспериментальной

кривых связано с несовершенством кристалла и поглощающего покрытия, что хорошо видно из изображений их поверхностей, снятых на сканирующем зондовом микроскопе. Разрешающая способность сформированных таким образом рентгеновских изображений определяется многими факторами, к числу наиболее значимых можно отнести теплопроводность, термоупругие параметры и совершенство структуры кристалла.

Таким образом, с помощью теплового воздействия светового пучка на поверхность дифрагирующего кристалла можно локально корректировать его параметры, управлять пространственным распределением интенсивности в рентгеновском пучке. Используя тепловое воздействие светового пучка на поверхность кристаллов, можно (в пределах ширины кривой качания) изменять угловую расходимость рентгеновских пучков и осуществлять подстройку дифракционного элемента под брэгговское условие дифракции [11, 12].

Данный метод корректировки параметров дифрагирующего кри-

сталла может быть использован в рентгеновской дифрактометрии в случаях, когда необходимо интерактивно, заданным образом изменять ширину кривой качения монохроматора. Это позволит, например, изменять размер области дифракционного отражения от исследуемого кристалла. Возможность создания с помощью светового пучка на поверхности кристалла или многослойной структуре необходимого профиля тепловой деформации позволяет управлять их дисперсионными свойствами, что является важным в фокусирующих оптических системах.

Список литературы

1. Иржак Д. В., Рощупкин Д. В., Бузанов О. А. и др. Дифракция рентгеновского излучения на кристалле $\text{La}_3\text{Ca}_5\text{SiO}_{14}$, промодулированном по-
- верхностной акустической волной // Поверхность. 2003. Вып. 1. С. 42–47.
2. Трушин В. Н., Рыжкова Т. М., Чистякова Е. Л., Чупрунов Е. В., Хохлов А. Ф. Особенности дифракции рентгеновских лучей на кристаллах группы KDP в электрическом поле // Докл. АН. 1993. Т. 331. Вып. 3. С. 308–310.
3. Жолудев А. А., Трушин В. Н., Чупрунов Е. В., Хохлов А. Ф. Особенности влияния импульсного освещения на дифракцию рентгеновских лучей и фоторефрактивные свойства $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ // Кристаллография. 1993. Т. 38. Вып. 3. С. 140–144.
4. Трушин В. Н., Рыжкова Т. М., Фаддеев М. А., Чистякова Е. Л., Чупрунов Е. В., Хохлов А. Ф. Особенности дифракции рентгеновских лучей на кристаллах группы KDP при воздействии лазерного излучения малой мощности // Кристаллография. 1993. Т. 38. Вып. 4. С. 213–218.
5. Корнев А. Н., Михайлов А. М. Четырехзеркальная рентгенофокусирующая система для исследования строения биологических объектов // Кристаллография. 1990. Т. 35. С. 190–196.
6. Ахсахалиян А. Д., Володин Б. А., Клюенков Е. Б. и др. // Сб. трудов Всероссийского совещания "Рентгеновская оптика". Н. Новгород: ИФМ РАН, 1998. С. 189.
7. Трушин В. Н., Жолудев А. А., Маркелов А. С., Чупрунов Е. В. Термоиндуцированная корректировка параметров рентгеновских дифракционных максимумов кристаллов // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 7. С. 121–122.
8. Трушин В. Н., Жолудев А. А., Маркелов А. С., Чупрунов Е. В. Термоиндуцированная корректировка волнового фронта рентгеновских дифракционных пучков // Материалы совещания "Рентгеновская оптика 2004", Нижний Новгород, 2–6 мая 2004 г. С. 299–303.
9. <http://www.webelements.com/>
10. Трушин В. Н., Жолудев А. А., Фаддеев М. А., Чупрунов Е. В., Хохлов А. Ф. Формирование рентгеновских изображений воздействием оптического изображения на дифрагирующую кристалл ниобата лития // ЖТФ. 1997. Т. 67. № 9. С. 76–79.
11. Schuster M., Gobel H. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. N 4A. P. 270.
12. Андреев А. В. Фокусировка пучков при отражении от кристаллов и многослойных периодических структур с переменным периодом // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74. № 1–2. С. 8–11.

УДК 539.24

В. М. Корнилов, канд. физ.-мат. наук,
А. Н. Лачинов, д-р физ.-мат. наук
 Институт физики молекул и кристаллов
 Уфимского научного центра РАН,
Б. А. Логинов,
 Научно-исследовательский институт
 нанотехнологии Московского государственного
 института электронной техники

СОЗДАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ КВАЗИНУЛЬМЕРНЫХ СТРУКТУР МЕТОДАМИ СКАНИРУЮЩЕЙ ТУННЕЛЬНОЙ МИКРОСКОПИИ

Представлены результаты СТМ-исследования структур $\text{Si}-\text{SiO}_2$ и $\text{Si}-\text{SiO}_2$ -полимер на воздухе. Установлены основные закономерности модификации поверхности данных структур при СТМ-исследовании. Предложена зарядовая модель формирования СТМ-контраста при исследовании структуры $\text{Si}-\text{SiO}_2$ и $\text{Si}-\text{SiO}_2$ -полимер. Проведено сравнительное исследование вольт-амперных характеристик, измеренных стандартными методами и непосредственно в ходе СТМ-эксперимента. Обнаружено явление самоорганизации квантовых точек.

Одним из основных методов изучения свойств поверхности кремния в настоящее время является

сканирующая тунNELьная микроскопия (СТМ). Однако известно, что при исследовании поверхности кремния на воздухе происходит ее модификация, что приводит к невоспроизводимости результатов и затрудняет их интерпретацию. Известно большое число работ, посвященных модификации пассивированной поверхности кремния. Считается, что основным механизмом модификации является электрохимическое окисление кремния. Такой механизм маловероятен в ситуации, когда поверхность кремния уже покрыта слоем естественного оксида. Как показано в работе [1], вид модификации поверхности в этом случае зависит от полярности приложенного напряжения и имеет обратимый характер. Поэтому была предложена модель формирования СТМ-контраста, основанная на перераспределении заряда вблизи границ раздела.

В самом общем смысле модификация поверхности является следствием и суперпозицией разных физических процессов, которые происходят в очень чувствительной системе и проявляются в виде различных артефактов изображения. Зная механизм каждого процесса и научившись разделять и идентифицировать эти процессы, можно сделать модификацию поверхности мощным инструментом для создания разного рода наноразмерных структур.

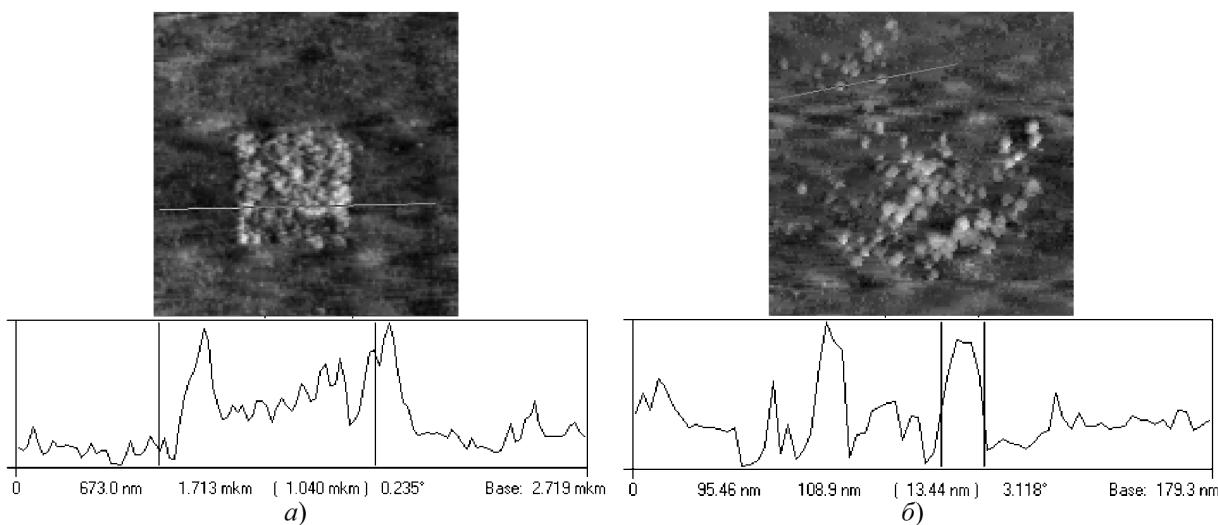


Рис. 1. Изображение модифицированного участка полимерной пленки на кремнии (а) (размер скана $3 \times 3 \text{ мкм}$, размер модифицированного участка $1 \times 1 \text{ мкм}$); выявление отдельных структурных элементов (б) (размер скана $0,3 \times 0,3 \text{ мкм}$, размер отдельного элемента $10\text{--}15 \text{ нм}$)

Следует отметить, что такой подход близок к предположениям, сделанным в работах [2—4].

Ранее в работах [1, 5] было показано, что характер модификации поверхности при СТМ-исследованиях в системах Si—SiO₂ и Si—SiO₂—полимер имеет одинаковую природу. Были реализованы процессы многократной обратимой модификации одного и того же участка, тем самым осуществлены циклы "запись—считывание—стирание—запись" и т. д.

В данной работе была поставлена задача более детального исследования процессов модификации.

Исследования были выполнены на сканирующем мультимикроскопе СММ-2000Т (ЗАО КПД, Москва, Зеленоград), который позволяет получать на воздухе реальное разрешение по латерали до $0,3 \text{ нм}$, а по оси Z — до $0,1 \text{ нм}$. Диапазон изменения туннельного тока от $0,01$ до 160 нА , диапазон напряжений в зазоре игла — образец от 0 до $\pm 10 \text{ В}$. Острие иглы формировалось методом косого среза платиновой проволоки.

Результаты проведенных исследований представлены на примере полимера из ряда полигетероариленов. Для получения наиболее равномерных по толщине и однородных пленок использовался метод центрифугирования из раствора в циклогексаноне.

В качестве подложки использовался оптически полированный кремний p -типа ориентации [111] с естественным слоем оксида. Полимерная пленка, образовавшаяся на подложке, высушивалась сначала при комнатной температуре в течение 30 мин, затем отжигалась в сушильном шкафу при темпе-

ратуре $100\text{--}150 \text{ }^{\circ}\text{C}$ в течение 30 мин для удаления остатков растворителя. Толщина пленок определялась интерферометрическим методом и составляла $50\text{--}100 \text{ нм}$.

Изображение поверхности с модифицированным участком представлено на рис. 1, а. Напряжение модификации составляло $-4,5 \text{ В}$, напряжение воспроизведения $-3,5 \text{ В}$. Сканирование поверхности образца при противоположной полярности приводит к ликвидации модифицированного участка.

Модифицированные участки выглядят на СТМ-изображении как возвышенности, состоящие из отдельных структурных элементов. На рис. 2 представлена динамика возникновения структурных элементов модифицированных участков. В данном случае проводилось последовательное сканирование одного и того же участка. При этом напряжение сканирования было близким к минимально возможному напряжению модификации. На рис. 2, а представлено СТМ-изображение исходной поверхности, рис. 2, б и в — возникновение группы структурных элементов, на рис. 2, г видно несколько аналогичных групп. Типичный структурный элемент имеет поперечный размер $10\text{--}15 \text{ нм}$ и высоту в $1\text{--}5 \text{ нм}$.

Изменение изображения в зависимости от числа сканов одного и того же участка может объясняться перестройкой геометрического рельефа поверхности, однако этому противоречит обратимый характер наблюдающихся процессов в зависимости от смены полярности. Кроме того, полимерная пленка в данном случае служит пассиватором поверхности кремния, предотвращая неконтролируемое

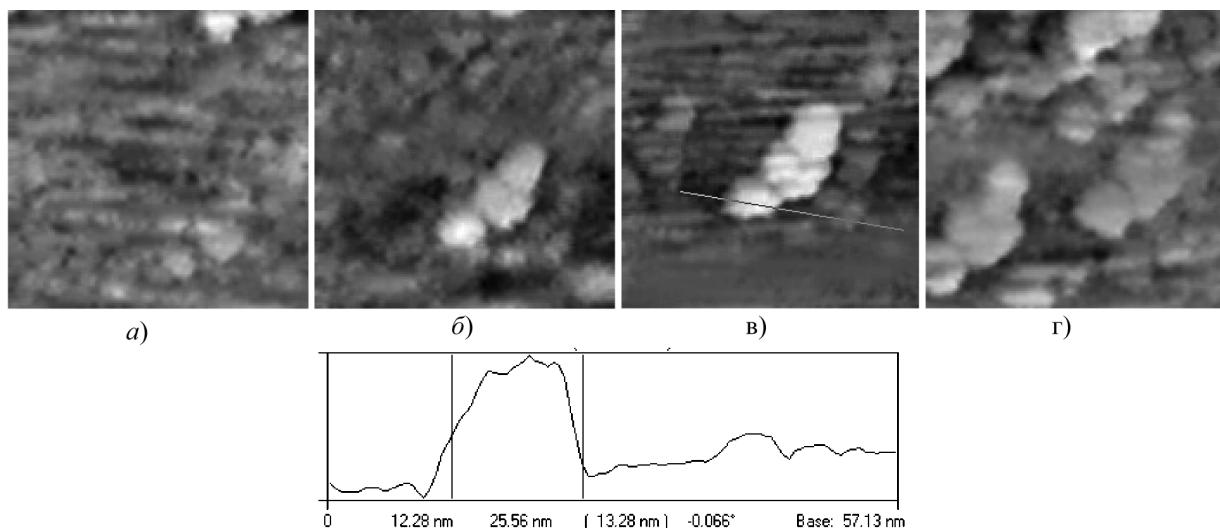


Рис. 2. Динамика возникновения зарядовых структурных элементов при модификации поверхности:

а — вид исходной поверхности, размер скана 74 × 74 нм; *б* и *в* — возникновение группы структурных элементов; *г* — изображение нескольких аналогичных групп. Внизу показан профиль поверхности, представленной на рис. 2, *в*

мые процессы электрохимического окисления, адсорбции и десорбции.

Процессы возникновения, развития и уничтожения структурных элементов модифицированных участков СТМ-изображения позволяют предположить, что СТМ-контраст обусловлен не истинным (геометрическим) рельефом, а перераспределением встроенного заряда на межфазной границе. Исследуемая структура (Si—SiO₂—полимер) содержит несколько таких границ, каждую из которых можно представить в виде своеобразной квантовой ямы. Локальное воздействие СТМ-зонда может приводить к образованиюnanoструктур, в которых движение носителей будет ограничено в трех направлениях — квазинульмерных структур (квантовых точек).

В работе [6] было проведено сравнительное исследование электрофизических свойств структур Si—SiO₂—металл и Si—SiO₂—полимер—металл. Показано, что вольт-амперные характеристики (ВАХ) таких структур, зарегистрированные в СТМ, аналогичны ВАХ, полученным обычным методом. Поэтому использование СТМ для туннельной спектроскопии представляется в данном случае вполне обоснованным при условии многократной воспроизводимости результатов.

В работах [1, 5] показано, что модификация поверхности происходит при напряжении на туннельном зазоре, большем некоторого порогового. Это пороговое напряжение близко к потенциальному барьера на границе Si—SiO₂ (3,2 эВ). Дифференцирование ВАХ дает возможность зарегистри-

ровать скачок тока в этой области напряжений (рис. 3, *a*).

На ВАХ, соответствующих модифицированным участкам, неоднократно наблюдались осцилляции тока с периодичностью от 200 до 400 мВ (рис. 3, *b*). Такой вид ВАХ может свидетельствовать о дискретности электронного энергетического спектра наблюданной структуры. Геометрические размеры соответствующих квазинульмерных объектов, определенные по формуле $\Delta E = h^2/(md^2)$, составляют 3–4 нм. Непосредственно в эксперименте получено изображение структурных элементов размером 10–20 нм. Эти результаты хорошо совпадают с учетом возможных искажений изображения, возникающих при проведении измерений.

Модификация поверхности кремния при исследовании методом СТМ не может быть объяснена только электрохимическими процессами типа депассивации и оксидирования. На исследуемой поверхности образуется структура типа диэлектрик — оксид — полупроводник, где роль диэлектрика играет слой адсорбата или полимера. Носители, инжектированные сквозь слой оксида, захватываются и локализуются в слое диэлектрика. Методы СТМ дают возможность стимулировать инжекционные процессы и регистрировать возникшие изменения в распределении заряда в приповерхностной области системы Si—SiO₂.

Совокупность этих данных позволяет предположить следующую модель формирования СТМ-контакта при исследовании структуры Si—SiO₂—полимер. При напряжении модификации происходит

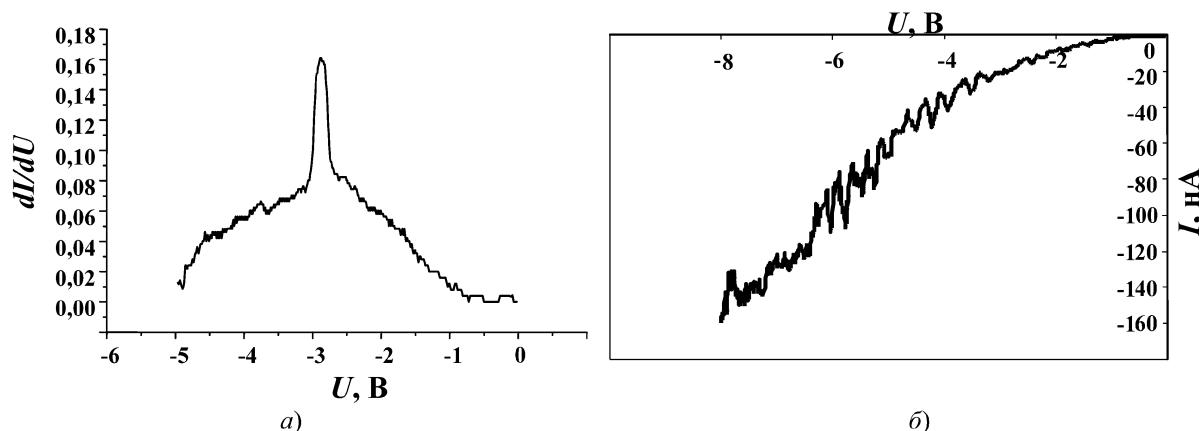


Рис. 3. Результат дифференцирования ВАХ системы Si—SiO₂—полимер—металл (а); осцилляции на ВАХ системы Si—SiO₂—полимер—металл (б)

переход от прямого туннелирования к надбарьерному переносу электронов сквозь границу раздела, причем часть их захватывается на дефектах в оксидном слое. Этот вывод подтверждается тем, что при напряжениях, при которых наблюдается модификация изображения поверхности образца, близки или превышают потенциальный барьер на границе Si/SiO₂ (3,2 эВ).

Надбарьерные электроны попадают в двумерную потенциальную яму. В этом случае возвращению электронов в полупроводник препятствует потенциальный барьер, а их движение вдоль поверхности лимитируется диэлектрическими свойствами оксида. Локальные искажения функции распределения потенциала, например вблизи стрессоров, могут способствовать созданию условий, соответствующих квазинульмерным квантовым структурам, что подтверждается данными туннельной спектроскопии. Типичным фактом, полученным в проведенных экспериментах, является тенденция к самоорганизации квазинульмерных зарядовых областей.

В результате при СТМ-исследовании регистрируется локальное перераспределение плотности состояний, вызванное влиянием захваченного заряда на параметры потенциального барьера.

Таким образом, показано, что в слоистых структурах реализуется возможность управления зарядовыми процессами с помощью СТМ. При этом осуществляется локальное воздействие на структуру и регистрируется результат воздействия в масштабе, близком к атомарному. Обнаружены квантовораз-

мерные эффекты, свидетельствующие о квазинульмерной природе генерируемых и наблюдавшихся объектов.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ: № 05-02-97904-р_агидель_а; № 04-02-97503-р_офи.

Список литературы

1. Корнилов В. М., Лачинов А. Н. К вопросу о модификации поверхности кремния при ее исследовании методом сканирующей туннельной микроскопии // ФТП. 2003. Т. 37. № 3. С. 323.
2. Карева Г. Г. Превращение структуры металл—окисел—кремний в резонансно-туннельную структуру с квазинульмерными квантованными состояниями // ФТП. 1999. Т. 33. № 8. С. 969—972.
3. Гольдман Е. И., Ждан А. Г. Новый подход к созданиюnanoэлектронных систем в размерно-квантующем потенциальном рельефе встроенных зарядов в изолирующих слоях на поверхности полупроводника // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. № . С. 38—41.
4. Davies J. H. Quantum dots induced by strain from buried and surface stressors // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 75. N 26. P. 4142—4145.
5. Корнилов В. М., Лачинов А. Н. Модификация поверхности системы Si—SiO₂—полимер при помощи сканирующего туннельного микроскопа // Микросистемная техника. 2003. № 3. С. 14—16.
6. Kornilov V. M., Lachinov A. N., Zherebov A. Yu. Quantum-size charge systems resulting from the silicon surface modification in STM experiment // International Workshop "Scanning Microscopy — 2003". Book of abstracts, Nizhni Novgorod, 2003. P. 137—139.

УДК 548.732

Л. В. Левонян, канд. физ.-мат. наук,
Ереванский государственный университет,
В. Р. Кочарян,
Институт прикладных проблем физики НАН РА,
Ереван, Республика Армения

РЕНТГЕНОВСКАЯ ФРЕНЕЛЕВСКАЯ ТОПОГРАФИЯ КРИСТАЛЛА С ВОГНУТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ В СКОЛЬЗЯЩЕЙ ГЕОМЕТРИИ ПРИ НАЛИЧИИ ПОВЕРХНОСТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

Рассматривается френелевская дифракция рентгеновского излучения при скользящих углах падения на вогнутой поверхности кристалла при наличии поверхностной акустической волны (ПАВ) в некомпланарной симметричной лаузской геометрии. Показано, что основной пик интенсивности и дифракционные сателлиты фокусируются на разных расстояниях от кристалла. Анализируется влияние отклонения от брэгговской ориентации, ширины спектральной линии и значения амплитуды ПАВ на изображение. Исследован процесс дифракции как на стоячих, так и на бегущих ПАВ.

Введение

Дифракция рентгеновских лучей в некомпланарной симметричной геометрии Лауз в условиях полного внешнего отражения характерна тем, что при этом образуются и зеркально-отраженная волна (ЗОВ) и зеркально-отраженная дифрагированная волна (ЗДВ) [1].

Исследование рентгенодифракционного изображения ПАВ в геометрии Лауз от вогнутой поверхности кристалла при дифракции Фраунгофера, когда вектор смещения \mathbf{u} колеблющихся атомов ориентирован относительно вектора дифракции \mathbf{h} таким образом, что рассматриваемые смещения не приводят к отклонению от условия Брэгга, а вызывают изменения микрорельефа поверхности рассеивателя, показало, что кривизна поверхности приводит к понижению, уширению и расщеплению как основного пика интенсивности, так и дифракционных сателлитов [2].

Данная задача в настоящей работе рассматривается в условиях дифракции Френеля.

Теоретический анализ

Предположим, что входная поверхность кристалла имеет форму параболического цилиндра. Направление координатных осей выберем таким

образом, чтобы ось цилиндра совпала с осью x , ось z была направлена в глубь кристалла (рис. 1).

Вектор дифракции \mathbf{h} направлен вдоль оси x : $h_x = 2K \sin \theta_B$; $h_y = 0$; $h_z = 0$, где $K = 2\pi/\lambda$ — волновое число в вакууме; θ_B — угол Брэгга для волны с длиной λ .

Начало координат O помещено на поверхности кристалла в середине освещенной области, которая считается неограниченной по x , а по y имеет размеры ($y_{\max} - y_{\min}$).

Пусть на свободной поверхности кристалла параллельно оси y возбуждены ПАВ, которые, как известно [3, 4], являются волнами Рэлея с вертикальной поляризацией. В поле стоячей ПАВ мгновенный рельеф кристалла в выбранной системе координат можно описать следующим образом:

$$u_z(y; t) = -\frac{y^2}{2R} + u_0 \cos\left(\frac{2\pi y}{\lambda_{us}}\right) \sin\omega t, \quad (1a)$$

где R — радиус кривизны рельефа при отсутствии ПАВ; u_0 — амплитуда; λ_{us} и ω — длина и частота ПАВ.

В случае бегущих ПАВ смещение рельефа описывается формулой¹

$$u_z(y; t) = -\frac{y^2}{2R} + u_0 \cos\left(\frac{2\pi y}{\lambda_{us}} - \omega t\right). \quad (1b)$$

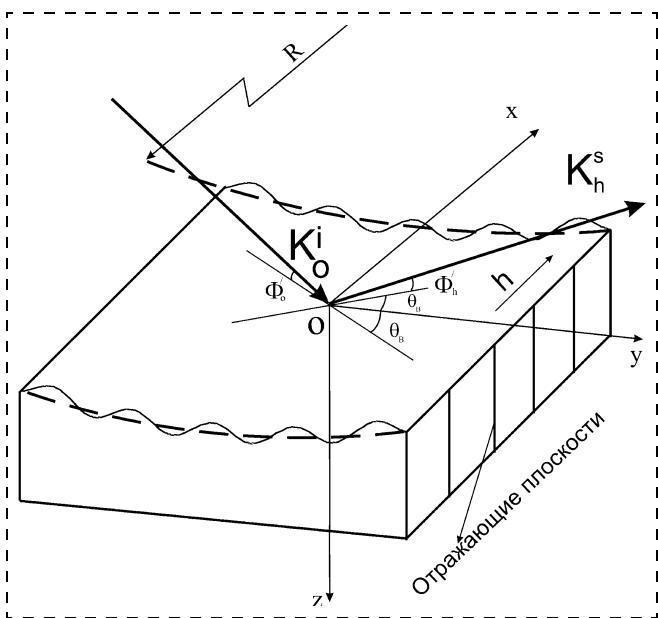


Рис. 1. Схема дифракции рентгеновских лучей в скользящей геометрии. Штриховыми линиями изображен вогнутый рельеф кристалла с радиусом R при отсутствии ПАВ

¹ В дальнейшем изложении формулы будут записаны только для стоячих ПАВ. Аналогичные формулы для бегущих ПАВ могут быть записаны подобно (1a) и (1b).

Локальная внутренняя нормаль \mathbf{n} к поверхности кристалла имеет компоненты: $n_x = 0$, $n_y = -\sin\gamma$, $n_z = \cos\gamma$, где угол γ зависит от координаты y и t :

$$\gamma(y; t) = -\frac{y}{R} - \frac{2\pi u_0}{\lambda_{us}} \sin \frac{2\pi y}{\lambda_{us}} \sin \omega t. \quad (2)$$

Пусть падающая монохроматическая волна с волновым вектором \mathbf{K}_0^i , имеет амплитуду E_0^i , и с отражающими плоскостями составляет угол θ , а с поверхностью кристалла — малый угол скольжения, сравнимый с критическим углом $\Phi_c = (|\chi|)^{1/2} < 10^{-2}$ (χ — комплексная поляризуемость кристалла). В этой геометрии, как отмечено выше, наряду с ЗОВ образуется также ЗДВ, амплитуду которой обозначим через E_h^s , с волновым вектором \mathbf{K}_h^s . Локальные углы, которые образуют эти волны с поверхностью кристалла, обозначим через Φ'_0 и Φ'_h :

$$\Phi'_0 = \Phi_0 - \gamma \cos \theta_B, \quad (3)$$

$$\Phi'_h^2 = \Phi'_0^2 - \alpha, \quad (4)$$

где Φ_0 — угол скольжения, который образует падающая волна с поверхностью кристалла в центре освещенной области ($y = 0$) при отсутствии ПАВ, а α — параметр, характеризующий отклонение направления падающего пучка от точного условия Брэгга: $\alpha = -2 \sin 2\theta_B (\theta - \theta_B)$. Поскольку для нашего случая $\mathbf{h}\mathbf{u} = 0$, то рассматриваемые смещения не приводят к изменению α .

Максимальный наклон рельефа кристалла при наличии ПАВ равен $\gamma_0 = (2\pi u_0 / \lambda_{us}) \cos \theta_B$, и в обычных условиях эксперимента не превосходит значения скользящего угла Φ_0 падающей волны. Рассматривается ПАВ с λ_{us} много больше экстинкционной длины.

При выполнении указанных условий волновое поле в кристалле локально описывается плосковолновой теорией [1].

Для каждого участка на поверхности кристалла используется локальная система отсчета, которая имеет начало в точке O и повернута на угол γ вокруг оси x . Границные условия для волновых полей на этом участке записываются именно в этой системе координат. В частности, для ЗДВ на поверхности кристалла получается выражение:

$$E_h^s e^{i\mathbf{K}_h^s \cdot \mathbf{r}} \Big|_{z=u_z} = R_h^s E_0^i e^{i(\mathbf{K}_0^i \cdot \mathbf{r} + \mathbf{h} \cdot \mathbf{r})} \Big|_{z=u_z}, \quad (5)$$

$$R_h^s(y; t) = \frac{2\Phi'_0 W^{(1)} W^{(2)} (u^{(2)} - u^{(1)})}{\chi_h [W^{(1)}(u^{(2)} + \Phi'_0)(u^{(1)} + \Phi'_h) - W^{(2)}(u^{(1)} + \Phi'_0)(u^{(2)} + \Phi'_h)]}, \quad (6)$$

где R_h^s коэффициент отражения для ЗДВ;

$$W^{(1, 2)} = \frac{\alpha}{2} \pm \sqrt{\frac{\alpha^2}{4} + \chi_h \chi_h}, \quad (7)$$

а $u^{(1, 2)}$ — те решения уравнения

$$(u^{(1, 2)})^2 = W^{(1, 2)} + \Phi'_0^2 + \chi_0, \quad (8)$$

которые имеют положительные мнимые части, и тем самым, обеспечивают затухание волновых полей с ростом глубины в кристалле.

Особо отметим, что в (5), исходя из инвариантности скалярного произведения относительно поворота координатных осей, $\mathbf{K}_h^s \mathbf{r}$ и $\mathbf{K}_0^i \mathbf{r} + \mathbf{h} \mathbf{r}$ записаны в нелокальной системе координат:

$$\begin{aligned} \mathbf{K}_0^i = & \left(-\sin \theta_B + \frac{\alpha}{4 \sin \theta_B}; \cos \theta_B + \right. \\ & \left. + \frac{\alpha/2 - \Phi'_0^2}{2 \cos \theta_B}; \Phi_0 \right), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{K}_h^s = & \left(\sin \theta_B + \frac{\alpha}{4 \sin \theta_B}; \cos \theta_B - \right. \\ & \left. - \frac{\alpha/2 + \left(\sqrt{(\Phi_0 - \gamma \cos \theta_B)^2 - \alpha} - \gamma \cos \theta_B \right)^2}{2 \cos \theta_B}; \right. \\ & \left. - \left(\sqrt{(\Phi_0 - \gamma \cos \theta_B)^2 - \alpha} - \gamma \cos \theta_B \right) \right). \end{aligned} \quad (10)$$

Распространение зеркально-отраженной дифрактированной волны можно описать дифракционной формулой Кирхгофа [5, 6], согласно которой волновое поле в точке \mathbf{r}' запишется в виде:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_h^s(\mathbf{r}'; t) = & \frac{iK}{4\pi} \iint_S E_h^s(\mathbf{r}'; t) \frac{\exp(i\mathbf{K}_h^s \cdot \mathbf{r}' - |\mathbf{r}' - \mathbf{r}|)}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|} \times \\ & \times [\cos(\mathbf{n}^\wedge \mathbf{K}_h^s) + \cos(\mathbf{n}^\wedge (\mathbf{r}' - \mathbf{r}))] dS, \end{aligned} \quad (11)$$

где S — рельеф кристалла, точки \mathbf{r} и \mathbf{r}' имеют координаты

$$\begin{aligned} \mathbf{r} = & (x, y, u_z); \quad \mathbf{r}' = (L \sin \theta_B + x', L \cos \theta_B + y'; \\ & z' = -L \operatorname{tg} \varphi), \end{aligned} \quad (12)$$

L — расстояние кристалл — детектор, φ — угол наблюдения, который, естественно предположить, также есть величина порядка Φ_c , т. е. $\varphi < 10^{-2}$.

В (11) интегрирование по x можно проводить по методу стационарной фазы. После интегрирования значение фазы подынтегрального выражения можно разложить в ряд по y/L , сохраняя члены до пятого порядка малости включительно, поскольку нас интересуют расстояния кристалл — детектор L порядка десятков сантиметров, и поэтому общая фаза $KL \approx 10^{10}$, а размер освещенной области ($y_{\max} - y_{\min}$) обычно составляет от нескольких миллиметров до сантиметра. Отметим, что y'/L , L/R , φ , Φ_0 также считаются величинами первого порядка малости, а u_0/L величина четвертого порядка малости, поскольку $u_0 \approx 1/10$ нм.

Для множителей, учитывающих наклон, получается

$$\cos(\mathbf{n}^\wedge \mathbf{K}_h^s) = -\sqrt{(\Phi_0 - \gamma \cos \theta_B)^2 - \alpha};$$

$$\cos(\mathbf{n}^\wedge (\mathbf{r}' - \mathbf{r})) = -\gamma \cos \theta_B - \varphi. \quad (13)$$

Окончательно для усредненной по времени интенсивности в точке $y' = 0$ получаем

$$I_h^s(\varphi) = \frac{|E_0|^2}{8\pi\lambda L \cos^2 \theta_B} \int_0^{2\pi} dt \left| \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} dy \times \right. \\ \times \left(\sqrt{(\Phi_0 - \gamma \cos \theta_B)^2 - \alpha} + \gamma \cos \theta_B + \varphi \right) \times \\ \times R_h^s(y; t) e^{iK\Psi(y)} \left. \right|^2, \quad (14)$$

где

$$\Psi(y) = (\varphi + \Phi_0) u_0 \cos\left(\frac{2\pi y}{\lambda_{us}}\right) \sin t + \\ + y \left(\frac{\varphi^2 - \Phi_0^2 + \alpha}{2 \cos \theta_B} + \frac{2\varphi^4 + \Phi_0^4}{6 \cos \theta_B} - \frac{\alpha}{8 \cos^3 \theta_B} (\varphi^2 - \Phi_0^2) - \right. \\ \left. - \frac{3\varphi^4 + \Phi_0^4}{8 \cos^3 \theta_B} \right) + y^2 \left(\frac{\varphi^2}{2L \cos^2 \theta_B} - \frac{\varphi + \Phi_0}{2R} \right) + \\ + y^3 \left(\frac{\varphi^2}{2L^2 \cos^3 \theta_B} - \frac{\varphi}{2RL \cos \theta_B} \right). \quad (15)$$

Результаты и их обсуждение

Центр дифракционного изображения определяется из условия равенства нулю коэффициента линейного члена в выражении (15).

Если воспользоваться также известной формулой [7]

$$e^{\pm ix \sin y} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(x) e^{\pm imy}, \quad (16)$$

где $J_m(x)$ — функция Бесселя порядка m , то для координаты дифракционного сателлита того же порядка имеем:

$$\varphi_m = \sqrt{\Phi_0^2 - \alpha + 2m(\lambda/\lambda_{us}) \cos \theta_B}. \quad (17)$$

Угловая ширина дифракционных сателлитов в зависимости от спектральной ширины падающего пучка равна

$$\Delta\varphi_m = (\Delta\lambda/\lambda)[(\varphi_m^2 - \Phi_0^2)(1 - \tan^2 \theta_B) - \\ - 4 \sin^2 \theta_B]/2\varphi_m. \quad (18)$$

Как видно из формулы (18), для четкого наблюдения дифракционных сателлитов нужна высокая степень монохроматизации падающего излучения.

Равенство нулю квадратного члена в (15) определяет условие фокусировки. Для фокусного расстояния кристалл — детектор L_m^{foc} сателлита порядка m получается формула

$$L_m^{\text{foc}} = (R\varphi_m^2)/(\Phi_0 + \varphi_m) \cos^2 \theta_B. \quad (19)$$

Согласно (19) разные сателлиты фокусируются на разных расстояниях от кристалла.

На рис. 2 приведено расчетное распределение интенсивности ЗДВ в зависимости от расстояния

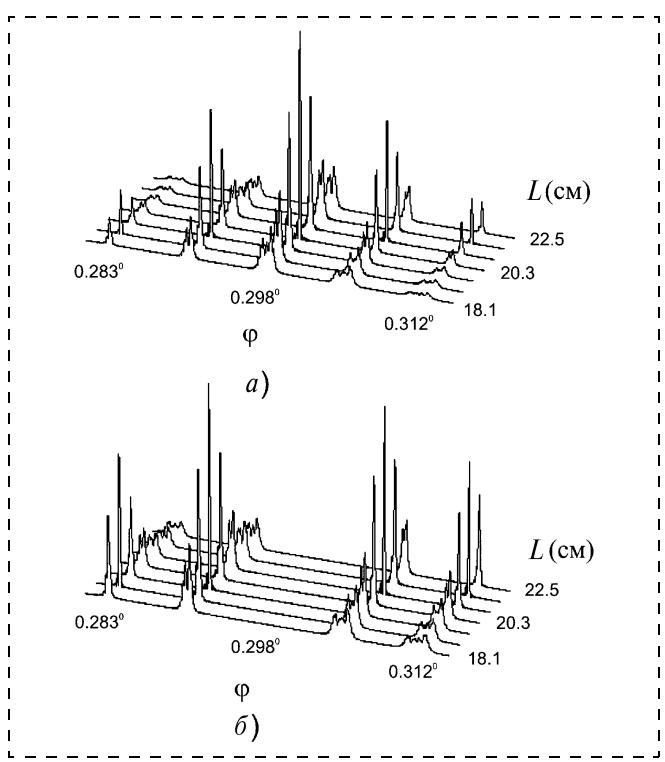


Рис. 2. Распределение интенсивности ЗДВ в зависимости от расстояния кристалл — детектор L ($\lambda_{us} = 2 \cdot 10^{-2}$ см):
а — случай стоячих ПАВ; б — случай бегущих ПАВ

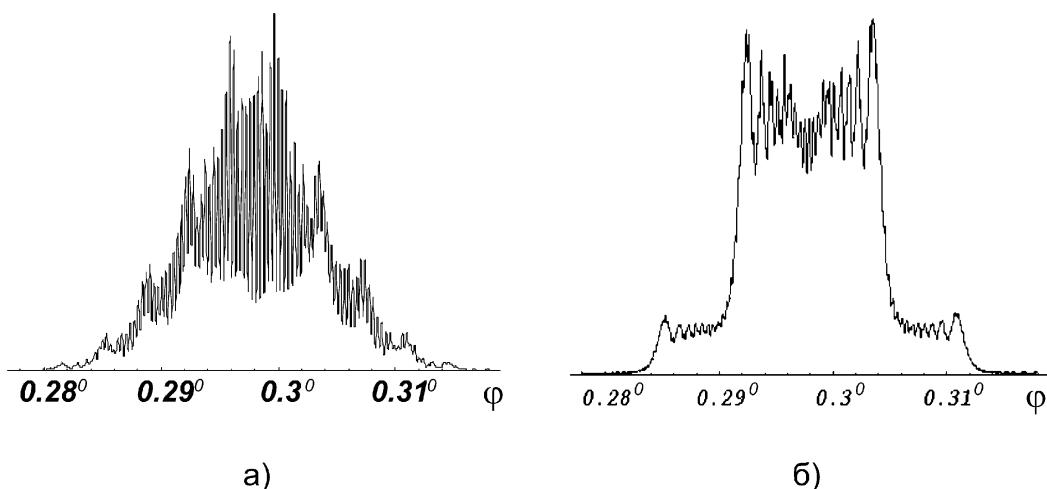


Рис. 3. Распределение интенсивности ЗДВ от плоского кристалла ($R = \infty$) на расстоянии $L_0^{\text{foc}} = 20,3$ см:
а — случай стоячих ПАВ; б — случай бегущих ПАВ

кристалл — детектор при дифракции CuK_{α_1} излучения от плоскостей $(30\bar{3}0)$ X -среза кристалла LiNbO_3 при точной брэгговской ориентировке. Для основного пика при $R = 5,7 \cdot 10^3$ см и $\Phi_0 = 0,298^\circ$ фокусное расстояние равно $L_0^{\text{foc}} = 20,3$ см, а различие фокусных расстояний соседних дифракционных сателлитов больше 0,7 см. Отметим, что в рассматриваемом случае угловое распределение кривого полного отражения для ЗДВ есть промежуток углов от $\Phi_0 = 0,21^\circ$ до $\Phi_0 = 0,37^\circ$.

На рис. 2, а рассмотрен случай стоячей ПАВ с амплитудой $u_0 = 6$ нм, а на рис. 2, б — бегущей ПАВ с той же амплитудой. Как видно из рисунков, независимо от вида ПАВ сателлит с большим порядковым номером фокусируется на большем расстоянии. Отсутствие центральных пиков (сателлиты с $m = 0$) в случае бегущих ПАВ обусловлено значением рассматриваемой амплитуды ПАВ, при котором значения функции Бесселя нулевого порядка близки к нулю. Сходство распределений интенсивностей на рис. 2, а и рис. 2, б обусловлено тем обстоятельством, что ответственная за фокусировку сателлитов кривизна поверхности кристалла одна и та же. Здесь следует напомнить, что фокусировка отдельных вогнутых частей ПАВ для рассматриваемых случаев происходит на очень близких расстояниях кристалл — детектор L , т. е. в ближнем поле дифракции, которое в данной работе не рассматривается.

Для наглядного представления роли вогнутости кристалла при формировании дифракционного изображения на рис. 3 приведены соответствующие топограммы для плоского кристалла ($R = \infty$)

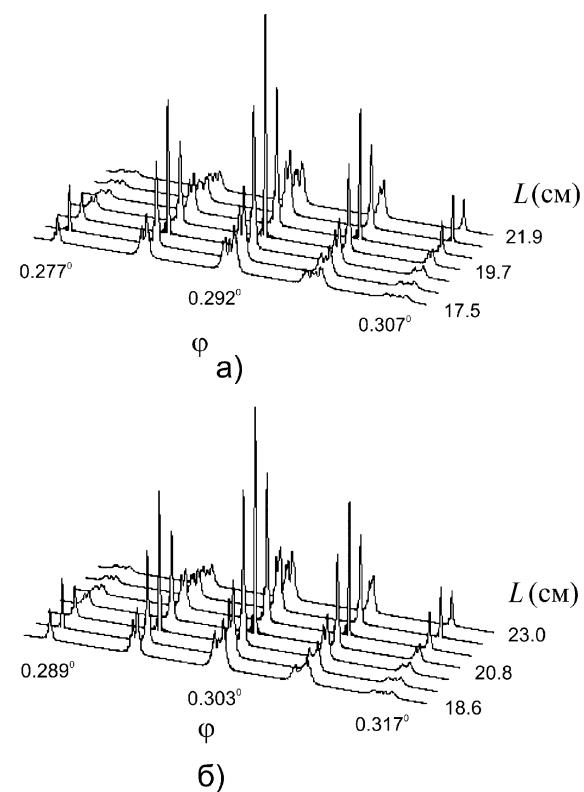


Рис. 4. Распределение интенсивности ЗДВ для стоячих ПАВ в зависимости от расстояния кристалл — детектор L при ($\lambda_{us} = 2 \cdot 10^{-2}$ см):
а — $\alpha = 10^{-6}$ рад; б — $\alpha = -10^{-6}$ рад

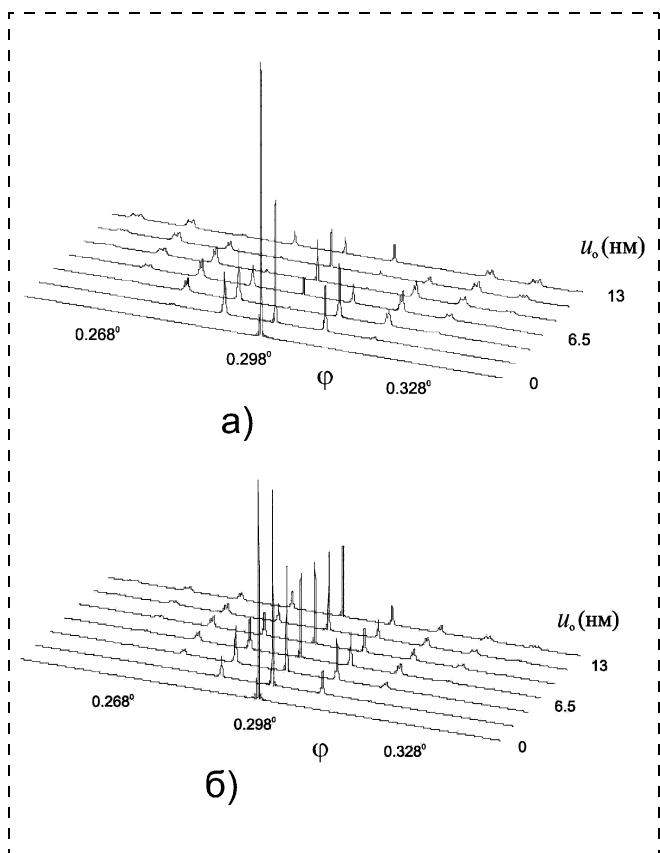


Рис. 5. Распределение интенсивности ЗДВ на фокусном расстоянии основного пика $L_0^{\text{foc}} = 20,3$ см в зависимости от амплитуды u_0 ПАВ ($\lambda_{us} = 2 \cdot 10^{-2}$ см):

a — случай стоячих ПАВ; *б* — случай бегущих ПАВ

на расстоянии $L_0^{\text{foc}} = 20,3$ см при тех же значениях остальных параметров. Сравнение рис. 2 и рис. 3 показывает, что фактически кривизна поверхности кристалла способствует образованию сателлитов, т. е. приближает область дифракции Фраунгофера.

Из (17) и (19) следует также, что отклонение от условия Брэгга приводит к смещению фокусного пика. На рис. 4 приведены расчетные кривые распределения интенсивности ЗДВ для стоячих ПАВ в зависимости от расстояния кристалл — детектор при дифракции CuK_{α_1} излучения от плоскостей (3030) X -среза кристалла LiNbO_3 при разных значениях углового смещения от условия Брэгга. Как

видно из рис. 4, имеет место угловое смещение наблюдаемой топограммы и меняются фокусные расстояния соответствующих сателлитов, а форма распределения интенсивностей сателлитов при данных значениях параметров практически не меняется.

На рис. 5 приведены распределения интенсивностей ЗДВ на фокусном расстоянии основного пика ($L_0^{\text{foc}} = 20,3$ см) в зависимости от амплитуды u_0 ПАВ как для стоячих, так и для бегущих ПАВ. Как следует из рис. 5, *а*, в случае бегущих ПАВ характерное для данного сателлита поведение описывается функцией Бесселя, а в случае стоячих ПАВ (рис. 5, *б*) наблюдаем усредненную по времени картину.

Заключение

Таким образом, дифракция рентгеновского излучения при скользящих углах падения на вогнутой поверхности кристалла при наличии ПАВ в некомпланарной симметричной лаузской геометрии отличается от аналогичной задачи на плоском кристалле той особенностью, что изменением кривизны поверхности кристалла можно управлять процессом образования дифракционных сателлитов.

Список литературы

1. Afanas'ev A. M., Melkonyan M. K. X-ray diffraction under specular reflection conditions. Ideal crystals // Acta Crystallographica. 1983. Vol. A 39. P. 207–210.
2. Мкртчян А. Р., Левонян Л. В., Кондратенков М. Ю. К вопросу дифракции рентгеновских лучей при скользящей геометрии на вогнутой поверхности кристалла при наличии поверхностной акустической волны // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2005. № 2. С. 55–58.
3. Бирюков С. В., Гуляев Ю. В., Крылов В. В., Плесский В. П. Поверхностные акустические волны в неоднородных средах. М.: Наука, 1991. 416 с.
4. Ультразвук. Маленькая энциклопедия / Гл. ред. И. П. Голямина. М.: Наука, 1979. 400 с.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики: Пер. с англ. М.: Наука, 1973. 720 с.
6. Солимено С., Крозиньяни Б., Ди Порто П. Дифракция и волноводное распространение оптического излучения: Пер. с англ. М.: Мир, 1989. 664 с.
7. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1984. 832 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ МНСТ

УДК 621.3+538.945

Б. И. Голубь, д-р техн. наук, проф.,
А. Н. Гусев, канд. техн. наук,
МИРЭА

ПРОЦЕССНАЯ МОДЕЛЬ УПРАВЛЕНИЯ КАЧЕСТВОМ ИЗМЕРИТЕЛЯ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Модель управления качеством измерителя теплового излучения включает процессы моделирования возникновения шума в высокотемпературной сверхпроводящей чувствительной пленке $YBa_2Cu_3O_7$ и теплообмена в первичном преобразователе, линеаризации выходной характеристики измерителя во вторичном преобразователе, которые позволяют заложить параметры модели чувствительного элемента в ПЗУ вторичного преобразователя, обеспечить требуемую точность и упростить процесс калибровки.

В современных системах измеряют проявления объектов в различных физических полях (радиолокационном, оптическом, тепловом, акустическом и др.) для более достоверного решения задач обнаружения, классификации, диагностики и других [1]. Большое значение при этом имеет равноценная информативность измерительных сигналов, получаемых в различных физических полях в заданном диапазоне дальности, чувствительности, быстродействия, точности обработки.

Измерения в радиолокационном и оптическом полях удовлетворяют системным требованиям в силу наличия развитой элементной базы и соответствующих методов обработки измерительной информации. Измерения в тепловом поле имеют большую специфику, связанную с достаточно большой инерционностью и невысокой чувствительностью болометрических приемников, а также с трудностями обработки структуры теплового поля, характеризующегося сложным обменом энергии объекта с окружающей средой [2].

Микроминиатюризация оказывается необходимым методом повышения быстродействия, чувствительности и повышения информативности измерений мощности теплового излучения. Наиболее перспективными для этих целей оказались сверхпроводящие датчики, имеющие размеры чувствительных элементов порядка 30×5 мкм, которые чувствительны в широком спектральном диа-

пазоне, имеют лучшие шумовые характеристики и быстродействие [3]. Традиционные полупроводниковые приемники излучения, например, МДП-фотодиоды, фотодиоды на $p-n$ -переходах или на барьерах Шоттки с течением времени накапливают заряд, соответствующий полезному сигналу [4]. В сверхпроводниковых болометрических приемниках этого не происходит, поэтому при увеличении времени измерения, если оно больше времени установления сигнала, в болометрических приемниках отношение сигнал/шум не улучшается [5].

В работах [6–8] предложен и исследован квазиболометрический измеритель мощности теплового излучения, основанный на аномальной зависимости шумового напряжения от температуры в пленке, работающей на эффекте высокотемпературной сверхпроводимости (рис. 1).

Широкоспектральный (0,5...40 мкм) тепловой приемник в процессе измерения постоянно находится в сверхпроводящем состоянии. Косвенное измерение мощности теплового излучения осуществляется путем измерения времени нарастания температуры чувствительной пленки от заданной начальной (например, 81 К) до конечной температуры. Конечная температура определяется для момента времени, при котором производная шумового напряжения по температуре становится равной заданному значению (нулю или максимальному

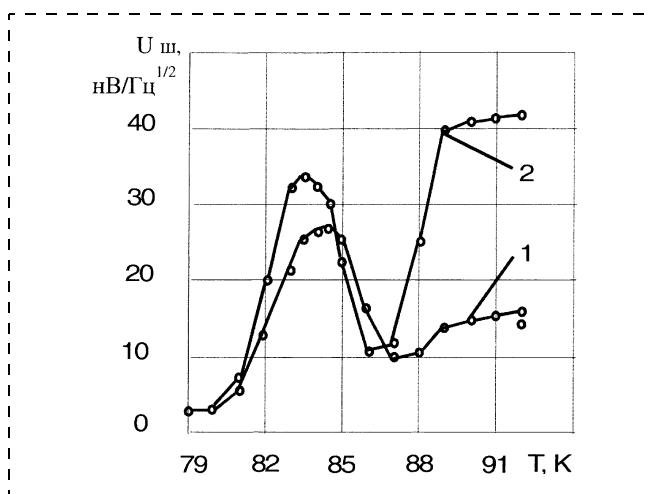


Рис. 1. Зависимость шумового напряжения сверхпроводящей высокотемпературной пленки (ВТСП) из керамики $YBa_2Cu_3O_7$ от температуры:

1 — $I_{cm} = 1 \text{ mA}$; 2 — $I_{cm} = 2 \text{ mA}$

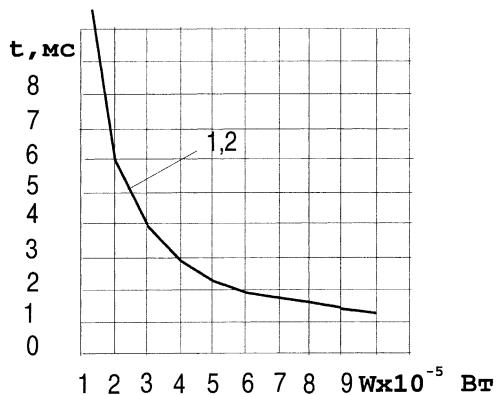


Рис. 2. Зависимость времени измерения от мощности излучения W при разных токах смещения в пленке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ в оптимизированном режиме:

1 — $I_{cm} = 1$ mA; 2 — $I_{cm} = 2$ mA

значению). Полученное время связано с мощностью измеряемого излучения (рис. 2), которая приводит к небольшому разогреву пленки вследствие радиационно-термического эффекта (рис. 3). При этом наблюдается сначала рост шумового напряжения, а затем его аномальное падение. В характерной точке заданного значения производной шумового напряжения по температуре отсчет времени измерения, производимый с высокой точностью, прекращается.

Расчет производной шумового напряжения выполняется для текущих измерений температуры и тока смещения на базе топологической математической модели ИК-приемника, построенной на основе экспериментального семейства характеристик (см. рис. 1), полученного на прецизионном лабораторном оборудовании образца пленки ВТСП.

Создание математической модели измерителя потребовало разработки математического описания семейства шумовых характеристик единым аналитическим выражением для всех эксперимен-

тальных кривых [9], характер которых существенно меняется от значения тока смещения I_{cm} чувствительной сверхпроводящей пленки (см. рис. 1).

Решить поставленную задачу удалось с помощью топологической математической модели, основанной на векторизации исходного функционального пространства $\{U_{\text{ш}}, I_{\text{cm}}, T\}$ (см. рис. 1) на основе преобразования [7]:

$$x_i \Leftrightarrow \{(-K_1 x_i - B_1), (K_2 x_i - B_2)\}, \quad (1)$$

где x_i — любая из физических переменных экспериментального пространства; K_1, K_2, B_1, B_2 — топологические инварианты, не зависящие от i .

В новом пространстве вводится норма $T(j)$, значения которой вычисляются с использованием экспериментальных данных для каждого j -го эксперимента, т. е. для каждой точки исходного пространства:

$$\begin{aligned} T(j) = & ((-K_1 U_{\text{ш}j} - B_1) + (K_2 U_{\text{ш}j} + B_2)) \times \\ & \times ((-K_1 I_{\text{cm}j} - B_1) + (K_2 I_{\text{cm}j} + B_2)) \times \\ & \times ((-K_1 T_j - B_1) + (K_2 T_j + B_2)). \end{aligned} \quad (2)$$

Данное выражение позволяет аналитически выразить любую переменную исходного пространства через остальные переменные этого пространства и значения функции $T(j)$. В частности можно выразить как функцию шумовое напряжение $U_{\text{ш}}$:

$$\begin{aligned} U_{\text{ш}}(I_{\text{cm}}, T) = & \\ = & \sum_{k=1,2,\dots,I} \left[\left(\frac{\sum_{j=1,N}^{1/\delta(j)} T(j)}{\prod_{i=1,2}^{K_2 - K_1} ((-K_1 x_i - B_1) + (K_2 x_i + B_2))} - \right. \right. \\ & \left. \left. -(B_2 - B_1) \right) \frac{1}{K_2 - K_1} \right] \exp((x_2 - x_{2k})^2 / B_k), \end{aligned} \quad (3)$$

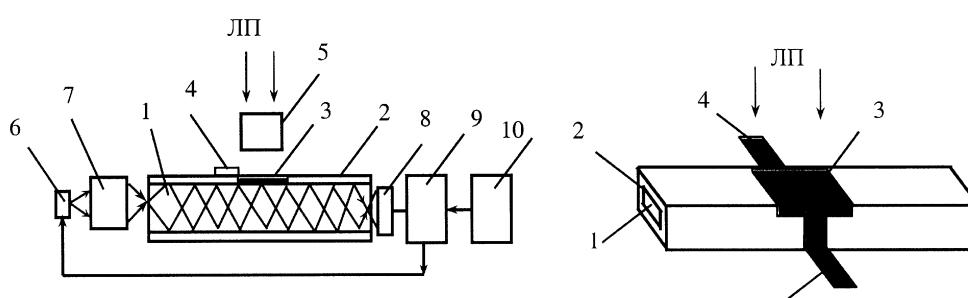


Рис. 3. Схема ВТСП приемника и пример выполнения его чувствительного элемента:

1 — световод; 2 — оболочка световода; 3 — ВТСП пленка; 4 — электрические выводы; 5 — первичная оптическая система; 6 — дополнительный источник ИК излучения; 7 — вторичная оптическая система; 8 — приемник излучения; 9 — система управления; 10 — задатчик температуры; ЛП — измеряемый лучистый поток

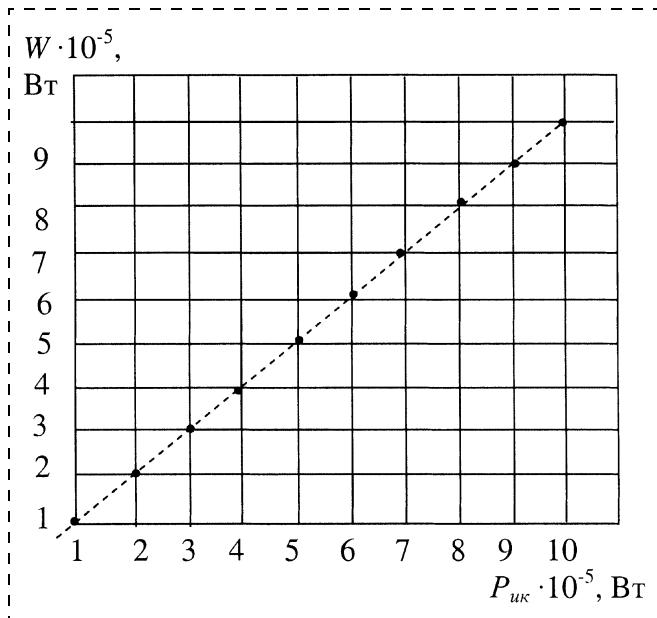


Рис. 4. Линеаризованная выходная характеристика ВТСП измерителя

где

$$\begin{aligned} \delta(j) = & \prod_{i=1,2} ((-K_1 x_{ij} - B_1) + (K_2 x_{ij} + B_2)) - \\ & - \prod_{i=1,2} ((-K_1 x_i - B_1) + (K_2 x_i + B_2)), \quad x_1 = T, \\ x_2 = I_{\text{см}}, \quad \Delta = & \sum_{j=1, N} 1/\delta(j), \\ B_k = & 0,03(x_{21} - x_{22})^2. \end{aligned}$$

Формула (3) дает общее аналитическое выражение, позволяющее рассчитать $U_{\text{ш}}(I_{\text{см}}, T)$ для любых текущих значений параметров $I_{\text{см}}$, T и аналитически вычислять максимум шумовой характеристики, связав его положение по температуре с мощностью измеряемого излучения. Это выражение определено для всех значений переменных за исключением самих экспериментальных точек ис-

ходного экспериментального семейства, которые в области определения (3) выколоты. Однако можно показать, что (3) стремится к экспериментальным точкам для любых j , т. е. (3) характеризует непрерывную функцию с устранимыми точками разрыва. Аналитическое выражение (3) дает точность аппроксимации.

Сохраняющаяся нелинейность выходной характеристики измерителя (см. рис. 2) требует снятия градуировочной характеристики каждого образца, которая после калибровки входит в набор метрологических характеристик измерителя, поэтому желательна линеаризация выходной характеристики. Линеаризовать выходную характеристику удалось, повторно применив предложенное преобразование уже к семейству выходных характеристик (см. рис. 2), введя новую норму $T(j)$ в пространстве $\{t, W, I_{\text{см}}\}$, которые позволяют аналитически получить новую зависимость $W = f(t, I_{\text{см}})$ (рис. 4):

$$\begin{aligned} W(t, I_{\text{см}}) = & \\ = & \sum_{k=1,2,\dots,I} \left[\frac{\sum_{j=1, N} \frac{1/\delta(j)}{\Delta} T(j)}{\prod_{i=1,2} ((k_1 x_i + b_1) + (-k_2 x_i - b_2))} + \right. \\ & \left. + (b_2 - b_1) \right] \frac{1}{k_1 - k_2} \exp((x_2 - x_{2k})^2/B_k), \quad (4) \end{aligned}$$

где $x_1 = t$, $x_2 = I_{\text{см}}$.

Схема измерителя (рис. 5) реализует несколько преобразований. В первичном преобразователе — это преобразование воздействующей на пленку мощности $P_{\text{ик}}$ в изменение шумового напряжения $U_{\text{ш}}$ ($P_{\text{ик}} \rightarrow U_{\text{ш}}$). Во вторичном преобразователе — это отсчет времени измерения, вычисление производной $\partial U_{\text{ш,аппр}} / \partial T$ с применением формулы (3),

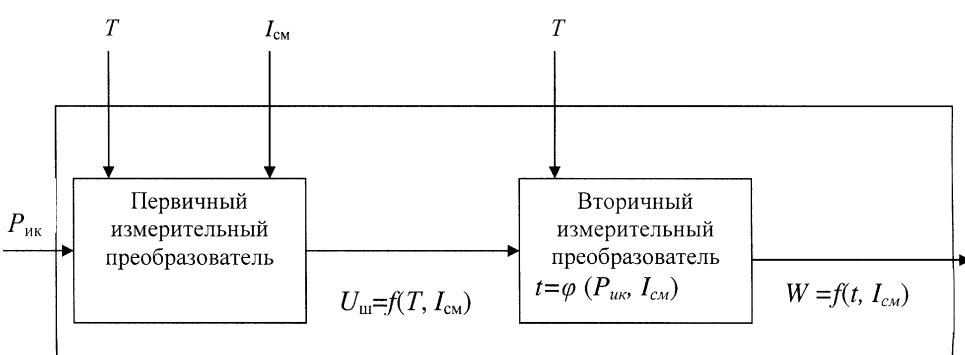


Рис. 5. Структурная схема ВТСП измерителя теплового излучения

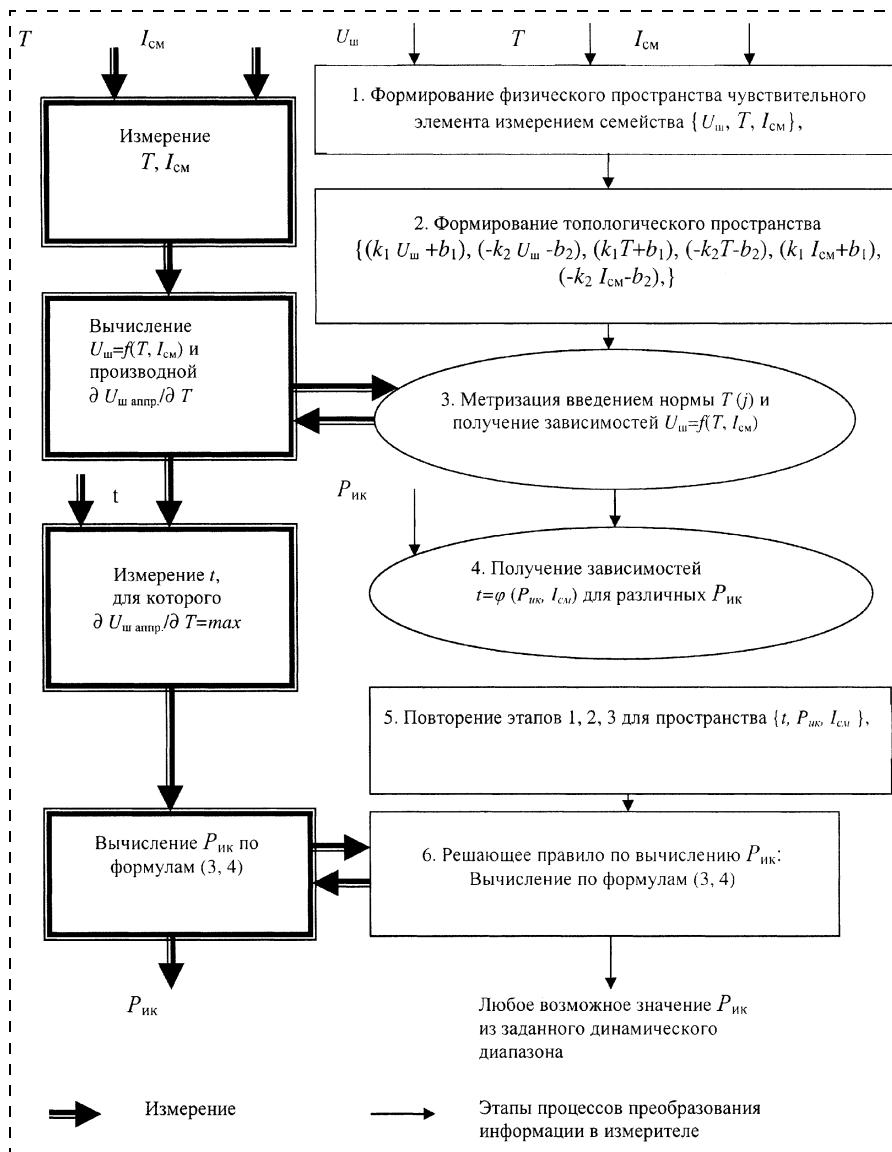


Рис. 6. Процессы, смоделированные при проектировании измерителя ИК мощности, и их применение в процессе измерения $P_{ик}$

остановка счета времени, когда температура пленки возрастает до температуры, при которой $\partial U_{ш.аппр.}/\partial T = \max$, т. е. преобразование изменения температуры в значение времени счета импульсов t ($T \rightarrow t$). Во вторичном преобразователе осуществляется также обратное преобразование времени счета в измеренную мощность излучения W ($t \rightarrow W$).

Схема измерителя реализует несколько физических преобразований:

1) $P_{ик} = T$; 2) $T = t$; 3) $t = P_{ик}$, где T — температура чувствительной пленки.

Вторичный преобразователь, реализующий две математические модели по формулам (3), (4), построен в виде микропроцессорной системы. Все преобразования проводятся по программе, используя

ющей в качестве исходных данных как параметры изготовленного чувствительного элемента, включаемые в разработанные при проектировании измерителя математические модели, так и результаты текущих измерений температуры и тока смещения чувствительной пленки. Это позволяет реализовать прямое управление качеством измерителя в процессе производства. Для чего при изготовлении чувствительного элемента в процессе его испытаний необходимо протоколировать результаты в виде совокупности экспериментальных данных (см. рис. 1), а в процессе изготовления вторичного измерительного преобразователя необходимо внести в ПЗУ цифровой схемы все исходные данные и программу, позволяющие получить результат косвенного измерения в виде (4). Путем выделения и исследования процессов, определяющих принцип действия измерителя, удалось применить смоделированные процессы разработки в реальном процессе измерения (рис. 6), а также в производстве измерителя в виде процессной модели управления качеством.

Процессная модель управления качеством измерителя теплового излучения базируется на методологии извлечения, накопления и использования знаний об изделии в процессе изгото-

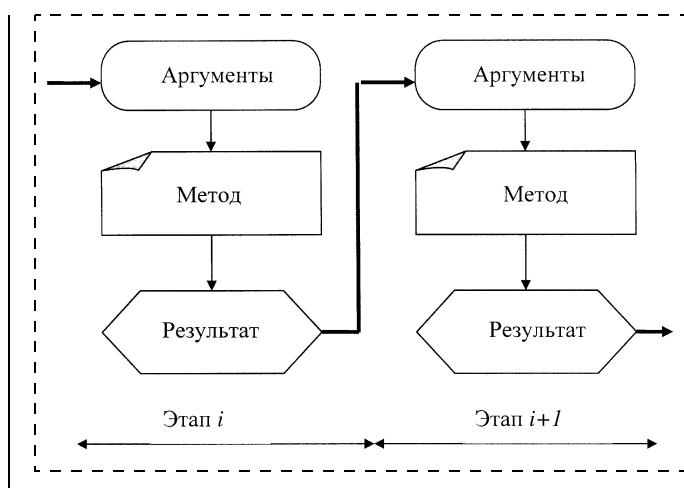


Рис. 7. Структура этапов RGД

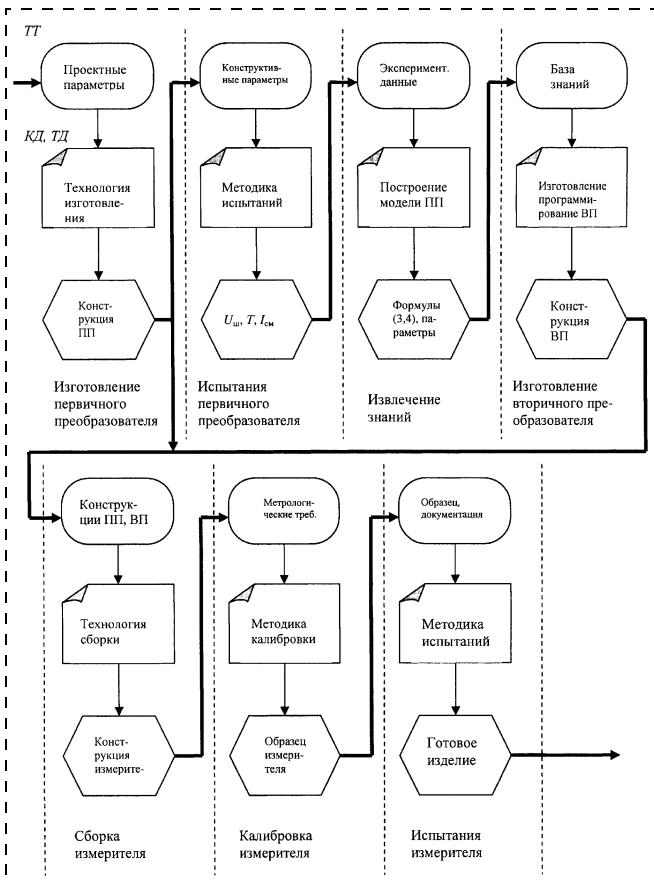


Рис. 8. Процессная модель управления качеством измерителя

ния. Этую методологию (*Relational Generative Design — RGD*) можно определить как "параллельное разделение по стадиям с использованием и накоплением знаний" (рис. 7). RGD является одним из решений, составляющих основу современного автоматизированного проектирования, впервые реализованную в системе CATIA V5 [10]. На рис. 7 данная методология раскрывается в виде, когда каждый этап унифицирован по компонентам: аргументы, метод, результат.

В соответствии с методологией RGD разработана процессная модель управления качеством измерителя теплового излучения (рис. 8).

Разработанная модель управления качеством поддерживается разработанной математической

моделью измерителя, подтверждена результатами моделирования, полученными при проектировании измерителя, включает методику многоточечной калибровки [11] и соответствует требованиям системы обеспечения и контроля качества преобразователей физических величин и компонентов датчиков [12].

Список литературы

1. Goldhirsh J. Influence of coupled environment features on propagation characteristics for an RF and IR multisensor radar system // Radio Science. 1997. V. 32. N 4. P. 1445—1453.
2. Госсоп Ж. Инфракрасная термография: Пер. с франц. М.: Мир, 1988. 400 с.
3. Ping T.-Y., Quo L.-X., Fa L.-Z., Zhen L.-G., Wei L. // IEE Proc. Microwaves, Antennas and Propagation. 1998. V. 145. N 2. P. 190—192.
4. Алфеев В. Н. и др. Интегральные схемы и микроэлектронные устройства на сверхпроводниках. М.: Радио и связь, 1985. 232 с.
5. Богомолов П. А., Сидоров В. И., Усольцев И. Ф. Применные устройства ИК систем. М.: Радио и связь, 1987. 208 с.
6. Евтихиев Н. Н., Куртев Н. Д., Голубь Б. И. Болометрический приемник электромагнитного излучения. Пат. 1831665 СССР // Б. И. 1993, № 28.
7. Гусев А. Н. Генерация и применение линейных пространств в информационной технологии обработки многомерной информации // Сб. трудов Научной конференции отделения "Информационные технологии и семиотика" Международной академии информатизации. М.: ВНИИКИ, 1999. С. 112—122.
8. Голубь Б. И., Гусев А. И., Сигов А. С. Радиационно-термический эффект в области сверхпроводимости высокотемпературных широкоспектральных детекторов излучения // Сб. трудов 2-й Международной научной конференции "Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах". Томск, 2000. С. 294—296.
9. Голубь Б. И., Гусев А. Н. Математическая модель измерительного преобразователя повышенной точности // Межотрасл. сб. научн. тр. Тепловидение. М.: МИРЭА, 2002. № 14. С. 80—84.
10. Реализация методологии проектирования сложных изделий в среде систем SMARTTEAM и CATIA V5 // Открытые системы. 2003. № 6. <http://www.catia.ru/articles>.
11. Голубь Б. И., Гусев А. Н., Сигов А. С. Многоточечная калибровка измерителя мощности ИК излучения с использованием высокотемпературной сверхпроводимости на основе топологической математической модели // Наукоменные технологии, 2002. № 4. С. 51—54.
12. ОСТ В 11 0998.Х-99. Микросхемы интегральные. Общие технические условия. Дополнение на преобразователи физических величин и компоненты датчиков. М.: 22 ЦНИИ МО РФ, 2000.

УДК 621.382

А. К. Мамедов, д-р техн. наук,
Азербайджанский технический университет

АППРОКСИМАЦИЯ ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СТРУКТУР С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ

Разработана граоаналитическая модель структур с барьером Шоттки, аппроксимирующая реальные частотные зависимости эквивалентной емкости и сопротивления последовательной схемы замещения, учитывающей сопротивление и емкость контакта и объема, в виде ломаной линии с несколькими изломами.

Вопросы, связанные с разработкой математических, графических и граоаналитических моделей структур с барьером Шоттки, являющихся неотъемлемой частью ряда элементов микроэлектроники, представляют значительный интерес для разработчиков микросистемной техники. Структуру с барьером Шоттки можно представить [1, 2] в виде последовательного соединения емкости C_1 и сопротивления R_1 контакта с емкостью C_2 и сопротивлением R_2 объема. Чтобы результаты измерения емкости и сопротивления структуры с барьером Шоттки можно было сравнивать с теоретическими результатами, необходимо указанную структуру представить в виде последовательно или параллельно включенных эквивалентных емкости $C_{\text{ЭКВ}}$ и сопротивления $R_{\text{ЭКВ}}$. Далее, пользуясь соотношениями, связывающими $C_{\text{ЭКВ}}$ и $R_{\text{ЭКВ}}$ с C_1 , R_1 и C_2 , R_2 , можно построить кривые частотной зависимости эквивалентной емкости и сопротивления. Такая модель представляет собой классическую модель Симмонса [1, 2], широко используемую учеными разных стран в практике исследований барьеров Шоттки. Однако построение кривых зависимости эквивалентной емкости и сопротивления от частоты по указанным соотношениям — достаточно громоздкая задача. В работе [3] представлена упрощенная граоаналитическая модель структур с барьером Шоттки, аппроксимирующая реальные кривые зависимостей эквивалентной емкости и сопротивления последовательной схемы замещения от частоты, в которой не учитывается сопротивление контакта. Эта модель позволяет упростить анализ и расчет структур с барьером Шоттки. Она справедлива для структур с большим сопротивлением контакта ($G_1 = 0$). Использование такой упрощенной модели в случае, когда сопротивление контакта достаточно мало и его влиянием нельзя пренебречь, приводит к неточным результатам при анализе и расчете структур с барьером Шоттки.

Целью настоящей статьи является разработка полной граоаналитической модели, аппроксими-

рующей реальные кривые зависимостей эквивалентной емкости и сопротивления последовательной схемы замещения от частоты с учетом сопротивления контакта. Такая модель позволяет повысить достоверность анализа и расчета структур с барьером Шоттки.

При анализе будем считать, что сопротивление и емкость контакта и объема структур с барьером Шоттки от частоты не зависят.

Запишем соотношения, связывающие $C_{\text{ЭКВ}}$ и $R_{\text{ЭКВ}}$ последовательной схемы замещения с C_1 , R_1 и C_2 , R_2 :

$$C_{\text{ЭКВ}}(\omega) = \frac{(G_1 G_2 - \omega^2 C_1 C_2)^2 + \omega^2 (C_1 G_2 + C_2 G_1)^2}{\omega^2 [(G_1^2 C_2 + G_2^2 C_1) + \omega^2 C_1 C_2 (C_1 + C_2)]}; \quad (1)$$

$$R_{\text{ЭКВ}} = \frac{(G_1 + G_2) G_1 G_2 + \omega^2 (C_1^2 G_2 + C_2^2 G_1)}{(G_1 G_2 - \omega^2 C_1 C_2)^2 + \omega^2 (C_1 G_2 + C_2 G_1)^2}. \quad (2)$$

Рассмотрим зависимость эквивалентной емкости от частоты. Проведя разложение числителя выражения (1) на сомножители, перепишем его в виде

$$C_{\text{ЭКВ}}(\omega) = \frac{G_1^2 G_2^2}{(G_1^2 C_2 + G_2^2 C_1)} \times \times \frac{[1 + (\omega/\omega_1)^2][1 + (\omega/\omega_2)^2]}{\omega^2 [1 + (\omega/\omega_3)^2]}, \quad (3)$$

где

$$\omega_1 = G_1/C_1; \quad (4)$$

$$\omega_2 = G_2/C_2; \quad (5)$$

$$\omega_{3C} = \sqrt{\frac{C_1 G_2^2 + C_2 G_1^2}{C_1 C_2 (C_1 + C_2)}}. \quad (6)$$

На низких частотах $\omega < \omega_1, \omega_2, \omega_{3C}$

$$C_{\text{ЭКВ}}(\omega) \approx \frac{G_1^2 G_2^2}{(C_1 G_2^2 + C_2 G_1^2)} \frac{1}{\omega^2}. \quad (7)$$

Кривая, построенная по аппроксимирующему соотношению (7) в двойном логарифмическом масштабе, представляет собой спадающую прямую линию. При этом изменение частоты в 2 раза приводит к изменению емкости в 4 раза.

На высоких частотах $\omega/\omega_1, \omega/\omega_2, \omega/\omega_{3C} > 1$. Реально при $\omega/\omega_1, \omega/\omega_2, \omega/\omega_{3C} = 2/3$ единицей в числителе и в знаменателе выражения (3) можно пренебречь. Тогда это выражение можно представить в виде

$$C_{\text{ЭКВ}}(\omega) \approx \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}. \quad (8)$$

Из выражения (8) следует, что на высоких частотах $C_{\text{экв}}$ практически не зависит от частоты.

Рассмотрим частотную зависимость эквивалентной емкости схемы замещения для частного случая соотношения емкостей и сопротивлений объема и контакта, когда $C_2 \gg C_1$, $R_2 > R_1$. При этом из (6) получим

$$\omega_{3C} \approx \frac{G_1}{\sqrt{C_1 C_2}}. \quad (9)$$

Сравнение соотношений (4), (5) и (9) показывает, что $\omega_1 \gg \omega_2$, ω_{3C} , а $\omega_{3C} > \omega_2$. При указанном условии для частотной зависимости эквивалентной емкости на высоких и низких частотах, а также в диапазонах частот $\omega_2 < \omega < \omega_{3C}$, $\omega_{3C} < \omega < \omega_1$ из выражений (8), (7) и (3) получим соответственно

$$C_{\text{экв}}(\omega) \approx C_1; \quad (10)$$

$$C_{\text{экв}}(\omega) \approx \frac{G_2^2}{C_2} \frac{1}{\omega^2}; \quad (11)$$

$$C_{\text{экв}}(\omega) \approx \frac{G_1^2 G_2^2}{(C_1 G_2^2 + C_2 G_1^2)} \frac{1}{\omega_2^2} \approx C_2; \quad (12)$$

$$C_{\text{экв}}(\omega) \approx \frac{G_1^2}{C_1} \frac{1}{\omega^2}. \quad (13)$$

Рассмотрим другой важный частный случай, когда $C_1 \gg C_2$, $R_1 > R_2$. При этом из (6) получим

$$\omega_{3C} \approx \frac{G_2}{\sqrt{C_1 C_2}}. \quad (14)$$

Сравнение соотношений (4), (5) и (14) показывает, что $\omega_2 \gg \omega_1$, ω_{3C} , а $\omega_{3C} > \omega_1$. При этом для эквивалентной емкости на высоких и низких частотах, а также в диапазонах частот $\omega_1 < \omega < \omega_{3C}$ и $\omega_{3C} < \omega < \omega_2$ из выражений (8), (7) и (3) получим соответственно

$$C_{\text{экв}}(\omega) \approx C_2; \quad (15)$$

$$C_{\text{экв}}(\omega) \approx \frac{G_1^2}{C_1} \frac{1}{\omega^2}; \quad (16)$$

$$C_{\text{экв}}(\omega) \approx \frac{G_1^2}{C_1 \omega_1^2} = C_1; \quad (17)$$

$$C_{\text{экв}}(\omega) \approx \frac{G_2^2}{C_2} \frac{1}{\omega^2}. \quad (18)$$

Таким образом, кривая, аппроксимирующая зависимость эквивалентной емкости последовательной схемы замещения от частоты, описывается соотношениями (3)–(18) и в координатах $\lg C_{\text{экв}} - \lg \omega$ представляет собой ломаную прямую линию, имеющую три излома. На рис. 1 представлены ре-

альная (1) и аппроксимирующая (2) кривые зависимости эквивалентной емкости от частоты, построенные в координатах $\lg C_{\text{экв}} - \lg f$, где $f = \omega/2\pi$, по полученным соотношениям для структуры с $C_1 = 1700$ пФ, $C_2 = 150$ пФ, $R_1 = 5 \cdot 10^5$ Ом, $R_2 = 5 \cdot 10^4$ Ом. Видно, что аппроксимирующая кривая 2 согласуется с реальной. Погрешность аппроксимации максимальна в точках излома характеристики и составляет примерно 50 %. Такое же согласование наблюдалось и с результатами работ [4, 5]. Аппроксимирующая кривая 3 соответствует упрощенной последовательной схеме замещения [3], в которой не учитывается сопротивление контакта ($G_1 = 0$). Сравнение кривых 2 и 3 показывает, что влияние сопротивления контакта на кривую частотной зависимости эквивалентной емкости проявляется наличием дополнительного излома на частоте ω_1 и подъемом характеристики на низких частотах.

Рассмотрим зависимость эквивалентного сопротивления от частоты. Выражение (2) представим в виде

$$R_{\text{экв}}(\omega) = (R_1 + R_2) \frac{[1 + (\omega/\omega_{3R})^2]}{[1 + (\omega/\omega_1)^2][1 + (\omega/\omega_2)^2]}, \quad (19)$$

где

$$\omega_{3R} = \sqrt{\frac{G_1 G_2 (G_1 + G_2)}{C_1^2 G_2 + C_2^2 G_1}}. \quad (20)$$

Значения частот ω_1 и ω_2 излома кривой частотной зависимости эквивалентного сопротивления совпадают с аналогичными значениями частот излома кривой частотной зависимости эквивалентной емкости.

Нетрудно показать, что на высоких частотах ω/ω_1 , ω/ω_2 , $\omega/\omega_{3R} > 1$ выражение (19) можно представить в виде

$$R_{\text{экв}}(\omega) \approx \frac{(G_1 C_2^2 + G_2 C_1^2)}{C_1^2 C_2^2} \frac{1}{\omega^2}, \quad (21)$$

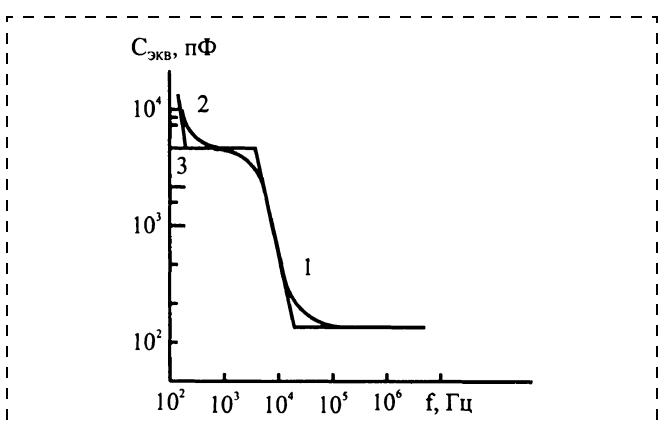


Рис. 1. Реальные (1) и аппроксимирующие (2, 3) кривые зависимости эквивалентной емкости от частоты

а на низких частотах $\omega/\omega_1, \omega/\omega_2, \omega/\omega_{3R} < 1$ в виде

$$R_{\text{ЭКВ}}(\omega) = R_1 + R_2. \quad (22)$$

Рассмотрим частотную зависимость эквивалентного сопротивления для частного случая соотношения емкостей и сопротивлений объема и контакта, когда $C_2 \gg C_1, R_2 > R_1$. При этом

$$\omega_{3R} = \omega_2 \sqrt{1 + G_1/G_2}. \quad (23)$$

Сравнение соотношений (9) и (23) показывает, что $\omega_{3R} \gg \omega_2, \omega_{3C}$. При указанном условии для частотной зависимости эквивалентного сопротивления на высоких частотах, а также в диапазонах частот $\omega_2 < \omega < \omega_{3R}$ и $\omega_{3R} < \omega < \omega_1$ из выражений (21) и (19) получим соответственно

$$R_{\text{ЭКВ}}(\omega) \approx \frac{G_1}{C_1^2} \frac{1}{\omega^2} = \left(\frac{\omega_1}{\omega}\right)^2 R_1; \quad (24)$$

$$R_{\text{ЭКВ}}(\omega) \approx \left(\frac{\omega_2}{\omega}\right)^2 (R_1 + R_2); \quad (25)$$

$$R_{\text{ЭКВ}} \approx R_1. \quad (26)$$

Рассмотрим другой важный частный случай, когда $C_1 \gg C_2, R_1 > R_2$. При этом

$$\omega_{3R} \approx \omega_1 \sqrt{1 + G_2/G_1}. \quad (27)$$

Из соотношения (27) следует, что $\omega_{3R} > \omega_1$. В этом случае для эквивалентного сопротивления на высоких частотах и в диапазонах частот $\omega_{3R} < \omega < \omega_2, \omega_1 < \omega < \omega_{3R}$ получим соответственно

$$R_{\text{ЭКВ}}(\omega) \approx \frac{G_2}{C_2^2} \frac{1}{\omega^2} = \left(\frac{\omega_2}{\omega}\right)^2 R_2; \quad (28)$$

$$R_{\text{ЭКВ}}(\omega) \approx \left(\frac{\omega_1}{\omega_{3R}}\right)^2 (R_1 + R_2) = R_2; \quad (29)$$

$$R_{\text{ЭКВ}}(\omega) \approx \left(\frac{\omega_1}{\omega}\right)^2 (R_1 + R_2). \quad (30)$$

Таким образом, из проведенного рассмотрения следует, что кривая, аппроксимирующая зависимость эквивалентного сопротивления $R_{\text{ЭКВ}}(\omega)$ последовательной схемы замещения от частоты, описывается соотношениями (19)–(30) и в двойном логарифмическом масштабе представляет собой ломаную прямую линию, имеющую три излома. На рис. 2 представлены реальная теоретическая (1) и аппроксимирующая (2) кривые зависимости эквивалентного сопротивления последовательной схемы замещения от частоты, построенные в координатах $\lg R_{\text{ЭКВ}}(\omega)$ — $\lg f$ по соотношениям (2), (11)–(15) для структуры с вышеуказанными параметрами. Видно, что аппроксимирующая кривая 2 согласуется с реальной. Погрешность аппроксимации максимальна в точках излома характеристики и составляет примерно 50 %. Такое же согласование на-

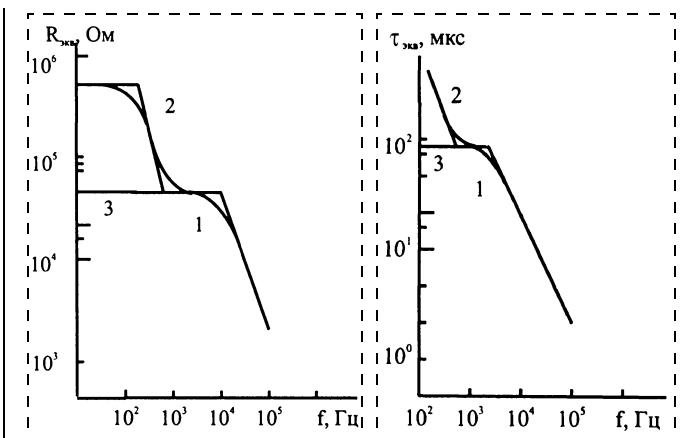


Рис. 2. Реальные (1) и аппроксимирующие (2, 3) кривые зависимости эквивалентного сопротивления от частоты

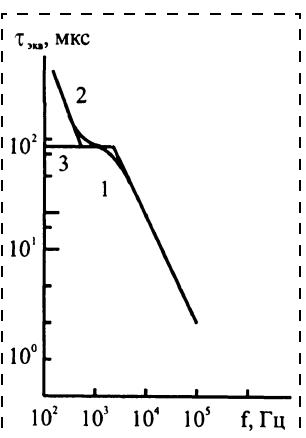


Рис. 3. Реальные (1) и аппроксимирующие (2, 3) кривые зависимости постоянной времени от частоты

блюдалось и с результатами работы [5]. Для сравнения на том же рисунке показана аппроксимирующая кривая 3, соответствующая упрощенной последовательной схеме замещения [3], в которой не учитывается сопротивление контакта. Сравнение кривых 2 и 3 показывает, что влияние сопротивления контакта на кривую частотной зависимости эквивалентного сопротивления проявляется наличием дополнительных изломов на частотах ω_1 и ω_{3R} и подъемом в диапазоне частот $\omega_1 < \omega < \omega_{3R}$.

Пользуясь предложенной аппроксимацией весьма просто построить кривые, аппроксимирующие зависимости эквивалентной постоянной времени ($\tau_{\text{ЭКВ}} = R_{\text{ЭКВ}} C_{\text{ЭКВ}}$) последовательной схемы замещения от частоты $\tau_{\text{ЭКВ}}(\omega)$, по известным зависимостям $C_{\text{ЭКВ}}(\omega)$ и $R_{\text{ЭКВ}}(\omega)$. Они получаются простым сложением этих характеристик. На рис. 3 представлены реальная теоретическая (1) и аппроксимирующая (2) кривые зависимости постоянной времени от частоты. Видно, что она имеет вид ломаной прямой линии, имеющей два излома, и согласуется с реальной. Аппроксимирующая кривая 3 соответствует упрощенной последовательной схеме замещения [3]. Сравнение кривых 2 и 3 показывает, что влияние сопротивления контакта на кривую частотной зависимости эквивалентной постоянной времени проявляется наличием дополнительного излома на частоте ω_{3R} и подъемом на низких частотах.

* * *

Проведенный анализ показал, что вид кривых частотной зависимости эквивалентных емкости и сопротивления не зависит от соотношения емкостей и сопротивлений контакта и объема, меняются только значения частот излома. Так, при $C_1 \gg C_2, R_1 > R_2$ частота ω_1 является наименьшей, а ω_2 —

наибольшей частотой излома. При $C_2 \gg C_1$, $R_2 > R_1$ имеет место обратная ситуация. Частота излома ω_{3C} в обоих случаях находится между частотами ω_1 и ω_2 . Кривая частотной зависимости эквивалентной постоянной времени независимо от соотношения емкостей и сопротивлений контакта и объема имеет два излома на частотах ω_{3R} и ω_{3C} , причем в обоих случаях ω_{3R} является меньшей частотой излома.

Список литературы

1. Simmons J. G., Nadkarni G. S., Lancaster M. C. Alternating current electrical properties of highly doped insulating films // Journal of Applied Physics. 1970. V. 41. N 2. P. 538—544.

2. Simmons J. G., Wei L. S. Theory of transient emission current in MOS devices and the direct determination of interface trap parameters // Solid State Electronics. 1974. V. 17. P. 117—124.

3. Мамедов А. К. Температурно-частотные характеристики структур с барьером Шоттки // РАН. Журнал радиоэлектроники. Электронный журнал. 2003. № 10. С. 1—7.

4. Симон Ж., Андре Ж.-Ж. Молекулярные полупроводники: фотоэлектрические свойства и солнечные элементы / Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 344 с.

5. Fernandez-Canque H. L., Allison J., Thompson M. J. The capacitance of rf sputtered hydrogenated amorphous silicon, Schottky barrier diodes // Journal of Applied Physics. 1983. V. 54. N 12. P. 7025—7033.

МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНСТ

УДК 621.797

Е. С. Рембеза¹, канд. физ.-мат. наук,
С. И. Рембеза¹, д-р физ.-мат. наук,
Э. П. Домашевская, д-р физ.-мат. наук,
М. В. Гречкина,
Б. Л. Агапов², канд. физ.-мат. наук
Воронежский государственный университет,
¹Воронежский государственный технический
университет,
² ФГУП "Научно-исследовательский институт
электронной техники",
г. Воронеж

ВЛИЯНИЕ АТОМНОГО СОСТАВА ОКСИДНЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ SnO_2 НА ИХ СТРУКТУРУ

Рассмотрено влияние состава нанокомпозитов на основе диоксида олова $\text{SnO}_2:\text{SiO}_2$, $\text{SnO}_2:\text{ZrO}_2$, $\text{SnO}_2:\text{MnO}_2$, $\text{SnO}_2:\text{Y}_2\text{O}_3$ на размеры зерен поликристаллов пленочных образцов, используемых в качестве сенсорных слоев датчиков газов. Атомный состав нанокомпозитов определялся методом рентгеновского микронализма. Морфология поверхности пленок изучалась методом атомно-силовой микроскопии.

Введение

Широкозонные металлооксидные полупроводники (SnO_2 , ZnO , In_2O_3 , WO_3 и др.) являются газочувствительным материалом для твердотельной газовой сенсорики и активно изучаются многими исследователями [1, 2]. В результате изучения влияния адсорбированных молекул газа на электропроводность поликристаллических пленок оксидных полупроводников было установлено, что значени-

ем газовой чувствительности можно управлять изменением размеров зерен поликристалла и исходной электропроводности пленок. Так как адсорбция газа приводит к модуляции высоты потенциальных барьеров на границах зерен для дрейфа носителей заряда, то наиболее эффективны материалы, у которых дебаевская длина экранирования сравнима с радиусом зерна. Уменьшение размеров зерен в связи с этим условием приводит также к тому, что увеличивается вклад поверхности поликристаллов в общую электропроводность образца. Для получения мелкодисперсных пленок используются специальные режимы термообработки, в том числе, с помощью лазера, а электропроводность образцов может изменяться за счет их легирования электроактивными примесями [3].

В качестве одного из методов получения нанокристаллических газочувствительных пленок можно использовать синтез многокомпонентных оксидов, не образующих химических соединений и твердых растворов между собой. Такими смесями могут быть, например $\text{SnO}_2:\text{SiO}_2$, $\text{SnO}_2:\text{ZrO}_2$, $\text{SnO}_2:\text{Y}_2\text{O}_3$ и другие. В данной работе рассмотрено влияние состава нанокомпозитов на размеры зерен поликристаллов пленочных образцов.

Образцы и методика эксперимента

Тонкие пленки на основе SnO_2 изготавливались методом реактивного ионно-лучевого распыления [4] составной оловянной металлической мишени в атмосфере $\text{Ar} + \text{O}_2$. В качестве вставок в мишень использовались полоски SiO_2 , Zr , Y или Mn , размещавшиеся на мишени с переменным шагом. Толщина напыленных слоев контролировалась с помощью микроскопа МИИ-4 и составляла ~ 1 мкм.

При напылении на подложку без дополнительного подогрева структура оксидной пленки является в основном аморфной. Кристаллизация пленок осуществлялась их отжигом на воздухе при температуре 500 °C в течение 4 ч.

Атомный состав пленок нанокомпозитов определялся с помощью рентгеновского микроанализатора JXA-840. В качестве эталонов были использованы образцы чистых металлов Sn, Zr, Y, Mn и монокристаллический кремний.

Морфология поверхности исследовалась с помощью атомно-силового микроскопа *FemtoScan-001*. Для получения информации о рельефе поверхности использовался контактный квазистатический метод. При этом острие зонда находилось в непосредственной близости к исследуемой поверхности (1–3 нм). Силы притяжения и отталкивания, действующие со стороны образца, уравновешивались силой упругости консоли кантилевера. В данных исследованиях использовался кантилевер CSC12. Изображение рельефа поверхности формировалось при постоянной силе взаимодействия зонда с поверхностью. Все обработки и анализ изображения поверхности осуществлялись с помощью пакета специальных программ *FemtoScan Online*, разработанного Центром перспективных технологий МГУ.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Изучение образцов методом рентгеновского микроанализа показало, что примеси оксидов металлов в пленках SnO_2 распределены следующим образом: 3,9; 3; 0,8 и 0,55 ат. % Si (серия I); 4,6; 0,8 и 0,5 ат. % Zr (серия II); 7; 1,6 и 0,4 ат. % Mn (серия III); 6; 1 и 0,3 ат. % Y (серия IV). Таким образом, при использованных режимах реактивного напыления нанокомпозитов на основе SnO_2 количество примесей металлов находится в интервале 0,3...7 ат. %.

Исходя из данных рентгеновского микроанализа, можно оценить также фазовый состав полученных пленок. Например, как следует из таблицы, содержащей сведения о наличии олова, кремния и кислорода, все исследованные образцы характеризуются избыточным содержанием кислорода, если предположить состав пленки в виде смеси двух фаз SnO_2 и SiO_2 . При наличии в пленке фазы SnO_2 состав нанокомпозита должен был бы содержать меньшее количество кислорода. Похожая ситуация наблюдается в случае нанокомпозитов на основе SnO_2 с примесью циркония и марганца (серии II и III). В исследованных образцах также обнаружен избыток кислорода, что позволяет сделать предположение о том, что в состав пленки входят, в основном, фазы SnO_2 и ZrO_2 (серия II), а также SnO_2 и MnO_2 (серия III).

В результате анализа состава пленок серии IV установлено, что наблюдается систематический

Содержание Sn, Si, Zr и O в пленках нанокомпозитов $\text{SnO}_2 : \text{SiO}_2$ и $\text{SnO}_2 : \text{ZrO}_2$ по данным рентгеновского микроанализа

Номер образца	Sn, ат. %	Si, ат. %	O, ат. %
A (1)	26,08469	3,94773	69,92308
B (6)	30,55607	2,85568	66,58263
C (11)	31,26616	0,80113	67,93968
D (15)	33,52286	0,55361	65,56320
Номер образца	Sn, ат. %	Zr, ат. %	O, ат. %
A' (1)	43,46200	4,62901	51,90899
B' (10)	24,73300	0,81823	74,44877
C' (15)	30,69400	0,49313	68,81287

недостаток кислорода во всех образцах, что может указывать на наличие фаз металлического Sn, SnO и SnO_2 , с предположением существования оксида иттрия в виде соединения Y_2O_3 .

Исследования поверхности нанокомпозитов методом атомно-силовой микроскопии (ACM) дали похожие картины морфологии и распределения размера зерна во всех сериях образцов. Композиты обладаютnanoструктурой со средним размером зерна 10...100 нм и размеры зерен изменяются в зависимости от процентного содержания примесей оксидов металлов. На рис. 1 и 2 приведены типичные поверхности пленок SnO_2 с примесями Si

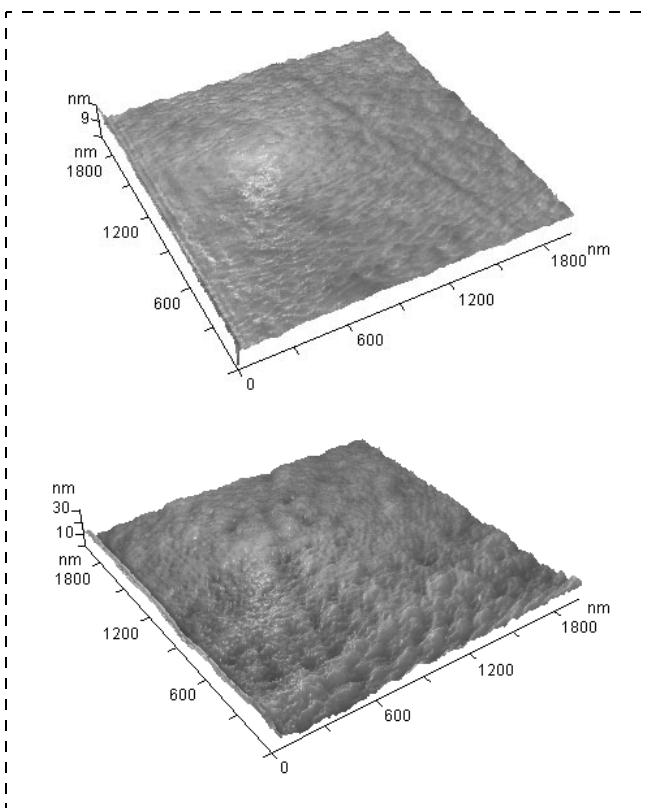


Рис. 1. ACM-изображения поверхности нанокомпозита $\text{SnO}_2 : \text{SiO}_2$:
а — 3 ат. % Si; б — 0,55 ат. % Si

(3 ат. % и 0,55 ат. %) и Zr (4,6 ат. % и 0,5 ат. %), соответственно. На рис. 3 и 4 приведены гистограммы плотности распределения вероятности размеров зерен в нанокомпозитах $\text{SnO}_2:\text{SiO}_2$ и $\text{SnO}_2:\text{ZrO}_2$ с различным содержанием кремния и циркония, соответственно. Из приведенных экспериментальных данных следует, что размер зерна в нанокомпозитах с максимальным количеством примесей Si (3 ат. %) и Zr (4,6 ат. %) составляет около 10 нм и в несколько раз меньше, чем в нанокомпозитах с минимальным количеством примесей Si (0,55 ат. %) и Zr (0,5 ат. %) (~60 нм).

Диоксид олова и оксиды металлов (Si, Zr, Y, Mn) не образуют ни сплавов, ни твердых растворов. Молекулы SnO_2 и оксидов металлов сосуществуют в нанокристаллической пленке в виде конгломератов, как это видно на рис. 1 и 2. В соответствии с полученными экспериментальными результатами в нанокомпозитах на основе SnO_2 присутствие примесей других типов оксидов затрудняет рост больших зерен и может быть использовано для управления структурой и свойствами газочувствительных слоев.

Аналогичные результаты были получены при исследовании нанокомпозитов SnO_2 с примесями оксидов Y и Mn. Было обнаружено, что в компо-

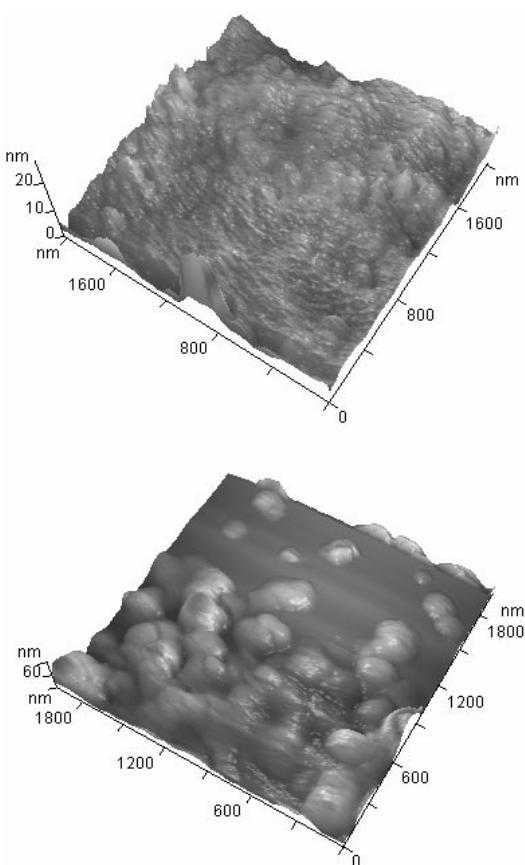


Рис. 2. ACM-изображение поверхности нанокомпозита $\text{SnO}_2:\text{ZrO}_2$:
а — 4,6 ат. % Zr; б — 0,5 ат. % Zr

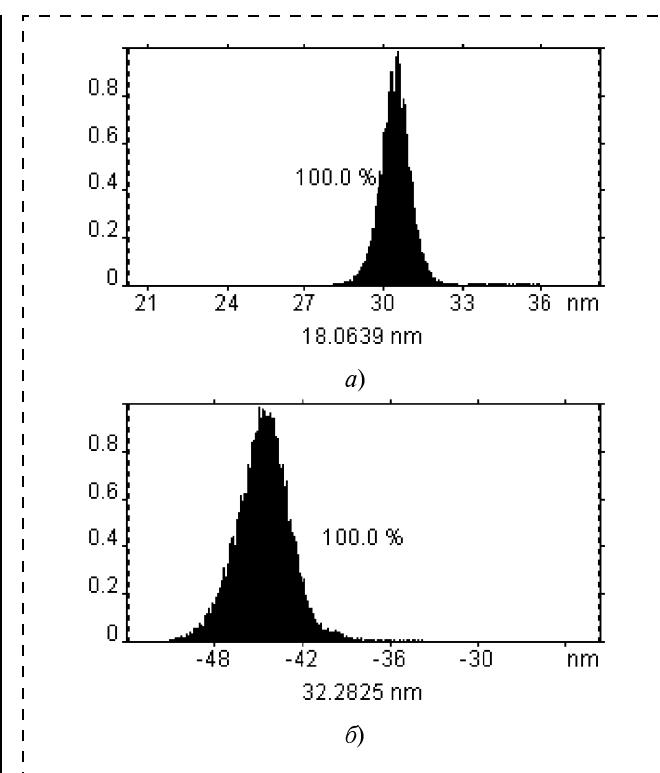


Рис. 3. Гистограммы плотности распределения вероятности размеров зерен в нанокомпозите $\text{SnO}_2:\text{SiO}_2$:
а — 3 ат. % Si; б — 0,55 ат. % Si

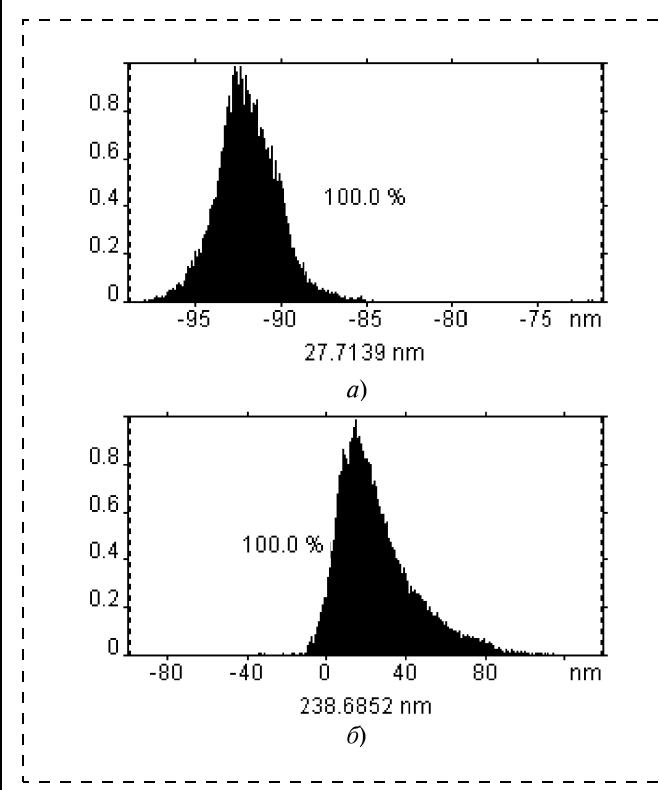


Рис. 4. Гистограммы плотности распределения вероятности размеров зерен в нанокомпозите $\text{SnO}_2:\text{ZrO}_2$:
а — 4,6 ат. % Zr; б — 0,5 ат. % Zr

зитах с минимальным содержанием примесей оксидов металлов размер зерна в несколько раз больше, чем размер зерна в пленках с максимальным содержанием соответствующих примесей.

Исследования электрофизических параметров нанокомпозитов $\text{SnO}_2:\text{SiO}_2$ показали, что образцы со средним размером зерна ~ 10 нм характеризуются высокими значениями газовой чувствительности к различным газам-восстановителям и пониженным энергетическим порогом взаимодействия ионов газов с поверхностью полупроводниковой пленки [5].

Заключение

Разработана методика реактивного напыления пленок нанокомпозитов на основе SnO_2 с примесями оксидов Si, Zr, Y и Mn.

С помощью рентгеновского микроанализа (JXA-840) исследован элементный состав образцов нанокомпозитов $\text{SnO}_2:\text{SiO}_2$, $\text{SnO}_2:\text{ZrO}_2$, $\text{SnO}_2:\text{Y}_2\text{O}_3$, $\text{SnO}_2:\text{MnO}_2$ с содержанием примесей металлов в интервале от 0,3 до 7 ат. %. На основе расчетных данных осуществлена оценка фазового состава исследуемых нанокомпозитов в зависимости от условий их напыления.

Морфология поверхности нанокомпозитов исследована с помощью атомного силового микроскопа *FemtoScan 001*. Показано, что размер зерна зависит от количества примеси оксида металла, входящей в состав нанокомпозита: чем больше примеси, тем меньше размер зерна.

Таким образом, найден один из способов управления размером зерна газочувствительных слоев, а исследованные нанокомпозиты являются перспективными материалами для изготовления датчиков газов.

Авторы благодарят Ю. Е. Калинина и А. В. Ситникову за помощь в изготовлении образцов нанокомпозитов.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 03-02-96453 и НТП "Университеты России" Z 1886-04.

Список литературы

- Гутман Э. Е. Влияние адсорбции свободных атомов и радикалов на электрофизические свойства полупроводниковых окислов металлов // Журн. физ. химии. 1984. Т. 58. Вып. 4. С. 801–821.
- Мяников И. А., Сухарев В. Я., Куприянов Л. Ю., Завьялов С. А. Полупроводниковые сенсоры в физико-химических исследованиях. М.: Наука, 1991. 327 с.
- Rembeza E. S., Richard O., Van Landuyt J. Influence of laser and isothermal treatments on the microstructural properties of SnO_2 films // Mater. Res. Bull. 1999. V. 34. N 10/11. P. 1527–1533.
- Золотухин И. В., Калинин Ю. Е., Стогней О. В. Новые направления физического материаловедения. Воронеж: ВГУ, 2000. 360 с.
- Рембеза С. И., Свистова Т. В., Рембеза Е. С., Горлова Г. В. Электрические и оптические свойства полупроводниковых пленок на основе SnO_2 и SiO_2 // Электротехника. 2004. Т. 10. С. 10–14.

УДК 678.067.5

И. В. Смирнова³,
В. А. Мошников², д-р физ.-мат. наук,
О. А. Шилова³, канд. техн. наук,
Н. П. Ярославцев¹, д-р физ.-мат. наук,
А. С. Ильин¹,

¹Воронежский государственный технический университет, Воронеж

²Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ", Санкт-Петербург

³Институт химии силикатов им. И. В. Гребенщикова РАН, Санкт-Петербург
E-mail: laich@isc.nw.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ СОСТАВА И СТРУКТУРЫ СТЕКЛОВИДНЫХ БОРОСИЛИКАТНЫХ ПЛЕНОК, ПОЛУЧЕННЫХ ИЗ ЗОЛЕЙ

Приведены результаты исследования методом внутреннего трения особенностей структуры стекловидных боросиликатных пленок, содержащих добавки высокомолекулярных соединений.

В последнее время в материаловедении особое внимание уделяется получению и исследованию наноструктурированных материалов. В полупроводниковых наноструктурированных материалах с уменьшением размеров кристаллитов начинает проявляться целый комплекс новых эффектов, связанных с критическими размерами, физических явлений. Кроме того, в наноструктурированных материалах возрастает роль реальной микроструктуры: формы агломератов, степени агрегации и т. д.

Одним из перспективных направлений технологии материалов является золь-гель технология. Синтез гибридных органо-неорганических материалов, в том числе пленок и покрытий, является новым, чрезвычайно актуальным направлением золь-гель технологии. Покрытия и пленки, получаемые этим методом, являются типичными нанокомпозиционными материалами и фрактальными объектами [1, 2]. Уникальность их свойств определяется, с одной стороны, высокой степенью дисперсности, которая присуща составляющим эти композиты фрагментам органической и неорганической фаз, а с другой стороны, существенным улучшением ряда их характеристик за счет сочетания полезных свойств керамики и полимеров. Нанокомпозитные покрытия, синтезированные из золей на основе тетраэтоксисилана, содержащих неорганические допанты и органические низко- и высокомолекулярные модифицирующие добавки с концевыми гидроксильными или уретановыми группами, обладают рядом новых и улучшенных

физико-химических свойств, которые делают их перспективными для использования в микроэлектронике в качестве источников диффузантов.

Развитие этого направления сдерживается отсутствием развитых методик анализа состава нанофаз, возникающих в процессе формирования структуры в образующихся открытых и изолированных порах. Для получения пленок с заданным составом и заданными свойствами необходимо иметь возможность исследовать структуру. Большая часть методов, применяемых для исследований материалов, направлена на изучение всей структуры. Известно, что при получении пленок золь-гель методом в сетке геля формируются микровключения, которые влияют на свойства материала в целом.

Метод динамической механической спектроскопии (метод внутреннего трения) позволяет анализировать полимерные материалы, а именно, их структуру. Непосредственно для изучения материалов, полученных золь-гель методом, этот метод не использовался ранее, хотя он позволяет изучать не только изменение состава в целом, но и состава микровключений [3, 4].

Целью данной работы являлось исследование структуры и состава стекловидных боросиликатных пленок, полученных из золей методом внутреннего трения (ВТ), а также исследование характеристики изменения свойств таких пленок в процессе термической обработки. При этом решались такие задачи как синтез пленкообразующих боросодержащих золей на основе тетраэтоксисилана (ТЭОС), модифицированных рядом органических добавок, и оптимизация режимов нанесения и термообработки формируемых пленок.

Золи для нанесения пленок приготавлялись на основе тетраэтоксисилана, гидролизованного в кислой среде в присутствии борной кислоты. Использовались золи, мольное соотношение компонентов в которых было следующее: $\text{Si}(\text{OC}_2\text{H}_5)_4:\text{H}_3\text{BO}_3:\text{H}_2\text{O}:\text{HCl}:\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}:\text{C}_4\text{H}_9\text{OH} = 10:0,6:2:0,1:21:34$. Концентрация H_3BO_3 взята из расчета получения стекловидной боросиликатной пленки состава $40\text{B}_2\text{O}_3 \cdot 60\text{SiO}_2$ мас.%. В качестве органических модifikаторов в золь-гель системы вводились высокомолекулярные добавки, имеющие активные функциональные группы, назначение которых было увеличить толщину формируемых пленок: полиэтиленгликоль 300 (ПЭГ), молярная масса M которого равна 300 г/моль, полигидроксилолигуретанмочевина (ПОУМ), $M = 4200$ г/моль, и гиперразветвленный полимер (ГРП) с $M = 5100$ г/моль. Концентрация вводимых добавок варьировалась и составила: для ПЭГ — 0,55 г/100 мл золя, для ПОУМ — 1,1 и 2,0 г/100 мл золя, для ГРП — 0,55 и 1,1 г/100 мл золя [5].

Наноразмерные боросиликатные пленки были сформированы с помощью стандартной центрифуги, применяемой в микроэлектронике при насыщении фоторезистов. Пленки наносились на полупроводниковые кремниевые пластины при вращении центрифуги со скоростью 2500 об/мин. Полученные слои были термообработаны при температуре 800 °C.

Исследования проводили на установке ВТ, использующей низкочастотные изгибные колебания образцов в диапазоне частот 1...20 Гц и интервале температур $-100\ldots+500$ °C. Сущность метода заключается в измерении температурной зависимости ВТ по методике обращенного маятника. Схема установки приведена на рис. 1.

Исследуемый образец 1 (подложка со сформированным слоем) прикрепляется одним концом с помощью цанги 2 к основанию 3, к другому концу образца 1 прикрепляют цангуну 4 с маятником 5, в верхней части которого установлено ферромагнитное кольцо 6. Вблизи кольца 6 симметрично расположены электромагнитные катушки 7 и 8, которые с помощью переключателя 9 могут подключаться либо к генератору частоты 10, либо к амплитудному дискриминатору 11, выход которого соединен с электронным счетчиком 12. В первом случае катушки 7 и 8 используются в качестве возбудителя механических колебаний маятника 5 за счет взаимодействия магнитного поля катушек с ферромагнитным кольцом, во втором случае — в качестве датчика перемещений кольца 6. Вокруг

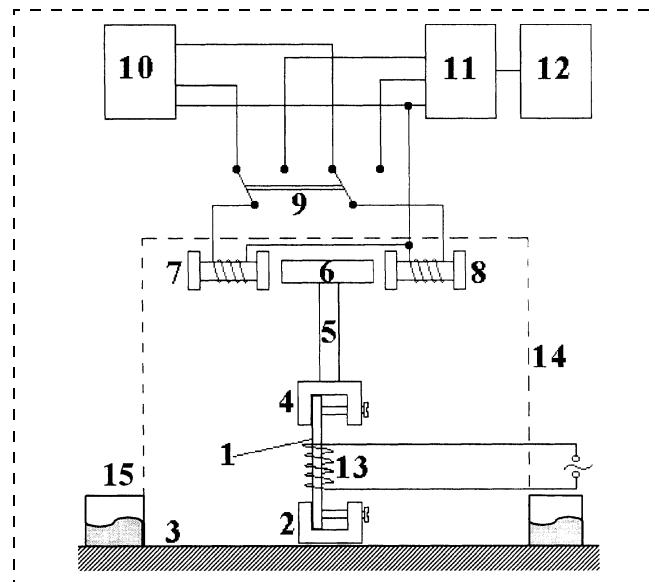


Рис. 1. Установка для измерения ВТ:
1 — образец; 2 — цанга; 3 — основание; 4 — цангун; 5 — маятник; 6 — кольцо из ферромагнитного материала; 7, 8 — катушки; 9 — переключатель; 10 — генератор; 11 — амплитудный дискриминатор; 12 — электронный счетчик; 13 — нагреватель; 14 — герметичный контейнер; 15 — кварцевый стакан

образца 1 располагают нагреватель 13. Основные элементы схемы помещены в герметичный контейнер 14, из которого откачивают воздух для снижения демпфирования колебаний маятника 5.

Для проведения запланированных экспериментов установка была модернизирована, что обеспечило возможность снятия температурных зависимостей внутреннего трения не только при нагревании, но и при охлаждении образца. Для этой цели герметичный контейнер 14 был помещен в кварцевый стакан с азотом 15.

Данные, полученные в результате экспериментов по изучению эффектов внутреннего трения для силикатной и органо-неорганической стекловидных пленок, содержащих бор, были систематизированы, для каждого образца построено семейство кривых зависимостей ВТ от температуры (рис. 2).

Эксперимент для каждого образца проводился несколько раз. Для всех образцов при первом эксперименте были характерны пики ВТ в интервале

110...135 °C, которые при дальнейшем исследовании отсутствовали. Это объясняется остаточным выгоранием органических соединений, которые присутствуют в пленках.

Как видно из рис. 2 в экспериментальных образцах наблюдаются характерные пики в области отрицательных температур. Эти явления могут быть связаны с фазовыми переходами воды и водоспиртовых растворов, инкапсулированных в нанообластях структурной сетки. При сравнении образцов с различными модифицирующими добавками, заметен сдвиг этих пиков ВТ в область низких температур. Анализ температур плавления полисилаксанов с различной молярной массой позволяет охарактеризовать температурные пики, как образование различных полиорганосилаксанов с большой молярной массой, что приводит к сдвигу пиков ВТ в область более низких температур.

Третья характерная группа пиков на температурной зависимости ВТ находится в интервале температур 220...300 °C. Обнаруженный эффект можно объяснить за счет явлений стеклообразования боратного стекла. Это коррелирует с представлениями о том, что в структуре пленки во время нанесения образуются микрообласти, обогащенные H_3BO_3 и B_2O_3 . В процессе температурного измерения ВТ происходит дальнейшее стекловование борной кислоты и образование боратного стекла. Таким образом, в результате последовательных термообработок содержание H_3BO_3 в этих микропреключениях уменьшается. Бор может также встраиваться в кремнеземную сетку, в результате чего образуется боросиликатное стекло с более высокой температурой стеклования, чем чисто боратное. Это согласуется с тем, что в серии измерений наблюдается сдвиг пиков ВТ в область более высоких температур.

Вклад в сдвиг температурного пика ВТ в область более высоких температур может осуществляться также за счет энергии гиббсовой деформации [4], это может быть объяснено тем, что для перехода в другое фазовое состояние фазе нужно затратить дополнительную энергию для преодоления деформационных сил сжатия. Если фаза находится в состоянии растяжения, то напротив, пик ВТ смещается в область более низких температур. Такой процесс сжатия может происходить при возрастании выделений B_2O_3 внутри основной матрицы, либо за счет разрастания матрицы основного материала, что сопровождается сжатием выделений B_2O_3 .

В результате многократных повторных термообработок, проводимых в процессе измерения ВТ, значения добротности Q для всех образцов увеличились. Это свидетельствует об упрочнении материала в процессе серии измерений за счет образо-

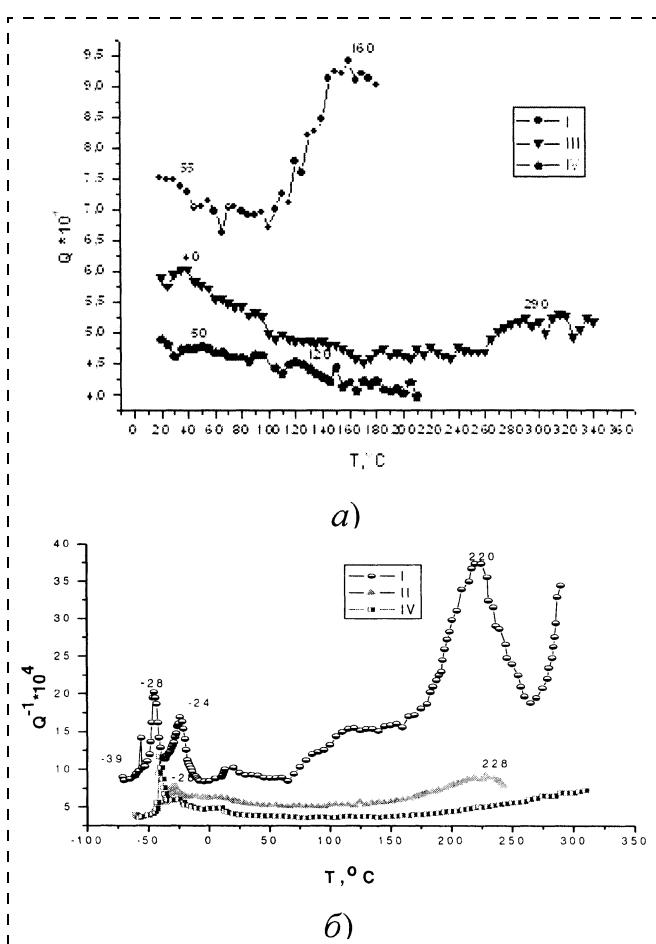


Рис. 2. Кривые ВТ для стекловидных боросиликатных пленок, получаемых из золей на основе ТЭОС без органической модифицирующей добавки (а) и с добавкой ПОУМ (б). Римскими цифрами I–IV обозначены порядковые номера термических обработок, осуществляемых при исследовании образцов методом ВТ

вания более жестких связей в сетке формирующемся неорганического полимера.

Таким образом, методом внутреннего трения изучены особенности структуры стекловидных боросиликатных пленок, содержащих добавки высокомолекулярных соединений. Обнаружено, что используемая методика обеспечивает изучение закономерности химического взаимодействия между нанофазами в нанокомпозитах в процессе последовательных термообработок. Также получена важная информация об инкапсулированных нанофазах, являющихся побочным продуктом золь-гель процесса.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-03-32509-а).

Список литературы

1. Shilova O. A. Surface Coating International Part B // Coatings Transactions. 2003. V. 86. B3. P. 195–202.
2. Шилова О. А., Бубнов Ю. З., Жабрев В. А. Аморфные и микрокристаллические полупроводники // Тр. III Международной конференции. СПб: ФТИ РАН, 2002. С. 239–240.
3. Измайлов Н. В., Ильин Ю. Л., Мошников В. А., Томаев В. В., Ярославцев Н. П., Яськов Д. А. // ЖФХ. 1988. № 12. С. 1370–1373.
4. Андреев Ю. Н., Даринский Б. М., Мошников В. А., Сайко Д. С., Ярославцев Н. П. // ФТП. 2000. Т. 34. Вып. 6. С. 644–646.
5. Шилова О. А., Василенко Т. И., Смирнова И. В., Кощеев С. В., Максимов А. И., Мошников В. А., Бубнов Ю. З. Исследование физико-химических свойств наноразмерных гибридных боросиликатных пленок, получаемых из золей // Температуростойчивые функциональные покрытия. (Тр. XIX Всерос. совещ.). С.-Пб.: Янус, 2003. С. 189–192.

ЭЛЕМЕНТЫ МНСТ

УДК 621.382.049.077.001.576(06)

А. Г. Алексенко, д-р техн. наук, проф.,
Н. Н. Балан,
Московский энергетический институт
(технический университет)

АНАЛИЗ ЭФФЕКТА СХЛОПЫВАНИЯ ЭЛЕКТРОДОВ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ АКТЮАТОРОВ (pull-in instability) В MEMS- И NEMS-УСТРОЙСТВАХ

Описывается эффект схлопывания (pull-in effect) электродов в микро- и наноэлектромеханических актиоаторах. Рассматриваются методы подавления схлопывания, обусловленного электростатическими силами, в устройствах с разными видами подвижных электродов. Приведенные методы используются для расчета нескольких типов упругих элементов. Показана необходимость учета вклада, вносимого в эффект взаимодействием Казимира, проявляющимся на субмикрометровых расстояниях.

Введение

Эффект неконтролируемого схлопывания электродов (pull-in instability) имеет место практически во всех видах микроэлектромеханических актиоаторов с электростатическим управлением и накладывает ощущимые ограничения на характеристики MEMS- и NEMS-устройств (Micro- & NanoElectroMechanical Systems). Впервые исследованием

этого явления занялся английский ученый Тейлор, поставив в конце 1960-х годов ряд экспериментов по слиянию капель электропроводящей жидкости (расположенных достаточно близко друг от друга) под действием приложенной к ним разности электрических потенциалов [1]. Как только разность потенциалов достигала некоторого порогового значения, каплисливались друг с другом несмотря на то, что между ними оставался еще достаточный запас расстояния. В работе [2] была рассмотрена математическая модель этих экспериментов в приближении малого аспектного соотношения. Задача была сведена к нелинейному обыкновенному дифференциальному уравнению, описывающему поведение мембранны. Полученное уравнение было решено численно.

Примерно в это же время был создан первый кремниевый микромеханический прибор — транзистор с резонансным затвором, в котором наблюдался этот же эффект [3–4]. Прибор включал в себя металлизированную консольную балку, нависающую над канальной областью МОП-транзистора. В указанных работах было проанализировано его поведение при различных значениях отклоняющего напряжения и впервые введен термин "pull-in instability". Эксперимент и расчеты показали, что как только конец балки переместится приблизительно на треть своего пути к отклоняющему электроду, положение балки станет неустойчивым и она самопроизвольно переместится на остальное расстояние в результате быстрого возрастания электростатических сил на ее конце. Для расчетов

использовалась модель простейшей электромеханической системы (mass spring model) (рис. 1, а).

С тех пор было разработано и создано множество микромеханических устройств различного назначения. В большинстве из них для управления движением упругого элемента используется электрическое поле. К этим устройствам относятся компенсационные акселерометры, микрореле, клапаны, оптические переключатели (см., например, [5, 25]), а также и разрабатываемые на отечественных предприятиях туннельные датчики [6–9].

Понятно, что при проектировании подобных устройств возникает необходимость в создании эффективных математических моделей, позволяющих предсказать поведение прибора в любой из возможных его конфигураций. В частности, при проектировании туннельных сенсоров требуется учет описанного эффекта схлопывания для разных вариантов сенсора и, если необходимо, создание методик борьбы с его влиянием. Это возможно сделать на основе методик, приведенных в работах [2–4, 10–21].

Цель настоящей работы состоит в анализе этих методов и в создании на их базе модели, облегчающей подбор параметров электростатических актуаторов на начальном этапе проектирования приборов. В статье описаны эффект схлопывания электродов и методы его подавления в микро- и наномеханических системах. Указывается на необходимость учета казимировского взаимодействия, наблюдающегося на субмикрометровых и нанометровых расстояниях между электродами. Рассматриваются актуаторы с использованием нескольких типов моделей — пластина на упругом подвесе, прямоугольная мембрана с закреплением двух сторон, круглая мембрана, тонкие пластины произвольной геометрии. Описанные методы и со-

отношения могут быть использованы для расчета и оптимизации параметров упругого элемента диафрагменного типа, применяемого в туннельном датчике. Приводятся результаты расчетов.

Простейшая модель упругого элемента — пластина на упругом подвесе

Эта простейшая электромеханическая модель (рис. 1, а), пригодная для описания эффекта электростатического схлопывания в ряде устройств, использовалась при расчете транзистора с резонансным затвором [3–4]. Предполагается, что на подвижный электрод действуют следующие силы: сила упругости пружины $F_{\text{упр}} = -kw$, сила электростатического притяжения

$$F_{\text{пр}} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S V^2}{2(a-w)^2} \quad (1)$$

и внешняя сила $F_{\text{вн}} = pS$.

Здесь k — жесткость упругого подвеса; w — отклонение подвижного электрода; ε_0 — электрическая постоянная; ε — относительная диэлектрическая проницаемость среды; a — начальное расстояние между подвижным и неподвижным электродами; S — площадь электрода; V — прикладываемое напряжение; p — внешнее давление. В случае, иллюстрируемом рис. 1, а, $V = V_i$. Уравнение равновесия имеет следующий вид:

$$kw = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S V^2}{2(a-w)^2} + pS. \quad (2)$$

Переходя к безразмерным переменным $W = w/a$,

$$\beta = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S V_i^2}{2ka^3}, P = \frac{pS}{ka}, \text{ получим:}$$

$$(W - P)(1 - W)^2 = \beta. \quad (3)$$

В работе [19] величина β названа "приведенным напряжением". Анализируя последнее уравнение, можно убедиться, что для описанной системы при $P = 0$ расстояние, пройденное подвижным электродом до точки схлопывания, $w_{\text{кр}} = a/3$ или $W_{\text{кр}} = 1/3$ [3–4, 19]. Этому расстоянию соответствует критическое значение напряжения $V_{\text{кр}} =$

$= 0,183 \cdot 10^6 \sqrt{\frac{ka^3}{\varepsilon S}}$. На рис. 2 изображены графики зависимости относительного отклонения W от "приведенного напряжения" β , построенные по формуле (3) для разных значений P . Для случая $P = 0$ обозначены критические значения $W_{\text{кр}}$ и $\beta_{\text{кр}}$.

Как видно на рис. 2, равновесие возможно как при $W < W_{\text{кр}}$, так и при $W > W_{\text{кр}}$, т. е. одному зна-

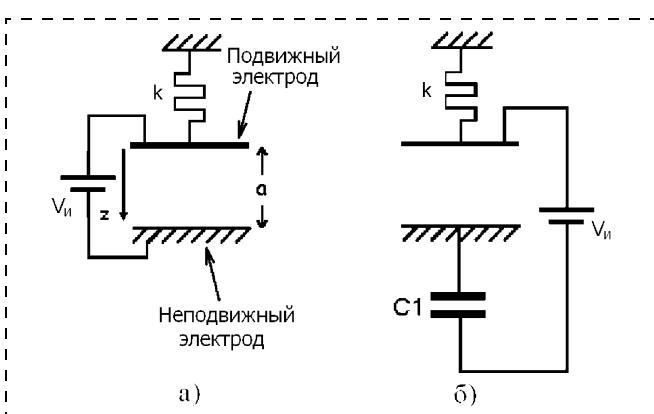


Рис. 1. Схема простейшей электромеханической модели (пластина на упругом подвесе) для анализа электростатического схлопывания:

а — приложение управляющего напряжения непосредственно к электродам; б — приложение управляющего напряжения через последовательно включенный конденсатор

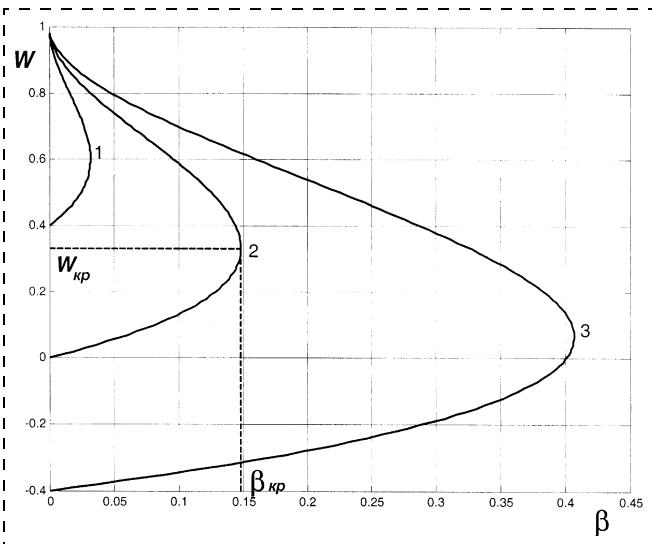


Рис. 2. Зависимость относительного отклонения W от "приведенного напряжения" β для пластины на упругом подвесе в случае приложения управляющего напряжения непосредственно к электродам при:

1 — $P = 0,4$; 2 — $P = 0$; 3 — $P = -0,4$

чению β могут соответствовать два состояния системы. Однако для случая $W > W_{kp}$ равновесие является неустойчивым, и любые флуктуации в сторону увеличения смещения способны вывести систему из равновесия и привести к схлопыванию электродов [19].

Для увеличения значения W_{kp} и, следовательно, сведения к возможному минимуму влияния эффекта неконтролируемого электростатического притяжения существует ряд методов. Так, для этого предлагались специальные конструкции как упругих подвесов [10], так и всего электромеханического узла, обеспечивающего движение упругого элемента под действием электростатических сил [12, 15]; предлагалось также использование петли обратной связи [11].

Однако самым простым и удачным с точки зрения технологической реализации методом оказалось последовательное включение в цепь конденсатора [13–15] или варактора [13, 17] (на рис. 1, б обозначен как $C1$).

В случае использования последовательно включенного конденсатора управляющее напряжение V между подвижным и неподвижным электродами можно определить по формуле

$$V = \frac{V_i}{1 + \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{(a - w) C_1}}, \quad (4)$$

а уравнение (3) преобразуется к виду

$$(W - P)(1 - W + \chi)^2 = \beta, \quad (5)$$

где $\chi = \frac{C_0}{C_1}$; $C_0 = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{a}$ — начальная емкость устройства.

Графики зависимостей W от β для разных значений χ и P приведены соответственно на рис. 3. Видно, что при использовании в устройстве конденсатора емкостью $C_1 = C_0/2$ возможно устойчивое отклонение подвижного электрода на весь начальный межэлектродный зазор при $P = 0$. Приложение положительной внешней нагрузки P тоже частично подавляет эффект неконтролируемого электростатического притяжения.

Вместо конденсатора для борьбы с эффектом схлопывания можно также использовать полупроводниковый варактор [13], емкость C_B которого находится в следующей зависимости от прикладываемого к нему напряжения V_B [22]:

$$C_B = C_H \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{V_B}{\Phi_K}}}, \quad (6)$$

где Φ_K — контактная разность потенциалов; C_H — емкость варактора при нулевом напряжении. В этом случае W и β удовлетворяют более сложному уравнению

$$\chi_1 \sqrt{(W - P) + \frac{(W - P)}{\sqrt{\Phi_K}} \left(\sqrt{\beta} - \sqrt{(W - P)(1 - W)^2} \right)} - \sqrt{\beta} + \sqrt{(W - P)(1 - W)^2} = 0. \quad (7)$$

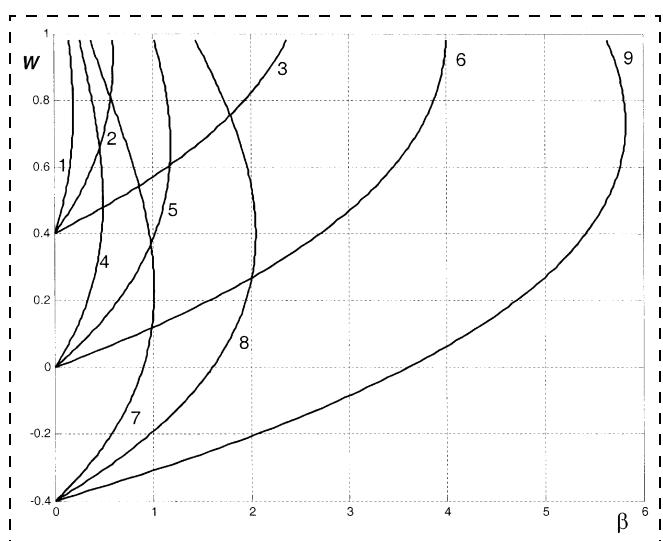


Рис. 3. Зависимости W от β для пластины на упругом подвесе при $P = 0$ в случае приложения управляющего напряжения через последовательно включенный конденсатор для разных значений χ и P :
1, 4, 7 — $\chi = 0,5$ соответственно при $P = 0,4$, $P = 0$ и $P = -0,4$;
2, 5, 8 — $\chi = 1$ соответственно при $P = 0,4$, $P = 0$ и $P = -0,4$;
3, 6, 9 — $\chi = 2$ соответственно при $P = 0,4$, $P = 0$ и $P = -0,4$

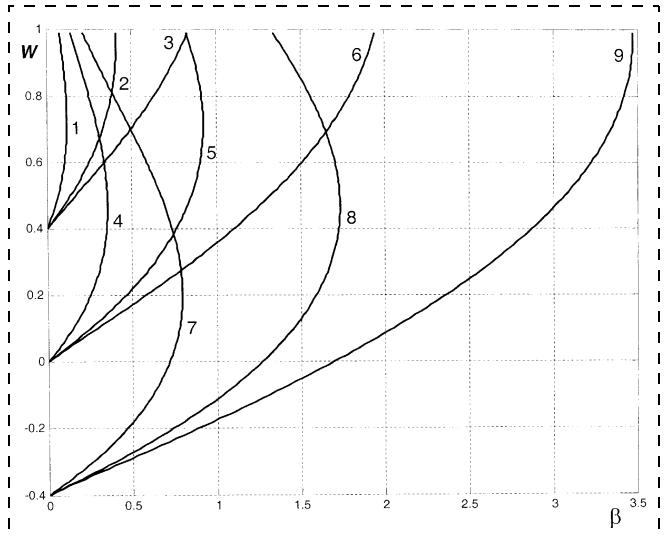


Рис. 4. Зависимости W от β для пластины на упругом подвесе при $P = 0$ в случае приложения управляющего напряжения через последовательно включенный варактор:

при $P = 0,4$: 1 — $\chi_1 = 0,3$; $\Phi_K = 0,5$; 2 — $\chi_1 = 0,6$; $\Phi_K = 0,5$; 3 — $\chi_1 = 0,6$; $\Phi_K = 0,1$;
при $P = 0$: 4 — $\chi_1 = 0,3$; $\Phi_K = 0,5$; 5 — $\chi_1 = 0,6$; $\Phi_K = 0,5$; 6 — $\chi_1 = 0,6$; $\Phi_K = 0,1$;
при $P = -0,4$: 7 — $\chi_1 = 0,3$; $\Phi_K = 0,5$; 8 — $\chi_1 = 0,6$; $\Phi_K = 0,5$; 9 — $\chi_1 = 0,6$; $\Phi_K = 0,1$

$$\text{Здесь } \chi_1 = \frac{C_0}{C_h}, \Phi_K = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{2ka} \varphi_K^2.$$

Последнее уравнение можно решить численно. Графики зависимостей W от β для разных значений χ_1 , Φ_K и P изображены на рис. 4. На рисунке видно, что, используя варактор, также можно добиться увеличения диапазона устойчивого отклонения подвижного электрода. При этом прикладываемые напряжения меньше, чем в случае применения конденсатора фиксированной емкости. Уменьшение Φ_K в некоторых случаях позволяет приблизить зависимость W от β к линейной.

Упругий элемент диафрагменного типа

Микромеханические системы с упругими подвижными элементами диафрагменного типа имеют весьма широкое распространение [5]. Это микронасосы, датчики давления, датчики инфракрасного излучения и многие другие. Материалы, из которых выполняются диафрагмы для микромеханических устройств, могут быть различными — поликремний, SiO_2 , Si_3N_4 , кремний, легированный бором [5, 23—25]. Основным требованием, предъявляемым к диафрагмам, является наличие растягивающих усилий в их срединной плоскости. В противном случае подобные упругие элементы имеют тенденцию к прогибу, сморщиванию и в конечном итоге к разрушению.

При выборе математической модели, описывающей упругий элемент диафрагменного типа, ключевым является отношение h/l , где h — толщина диафрагмы, l — ее размер. Если $h/l \ll 0,01$, а прогиб диафрагмы намного превышает ее толщину, то можно пренебречь жесткостью на изгиб [26]. Если при этом растягивающие усилия одинаковы по всем направлениям, и их значение гораздо больше дополнительных продольных натяжений, возникающих при прогибе, то для описания поведения такой диафрагмы под действием внешних нагрузок можно воспользоваться уравнением мембранны, как это делается в [16—18]:

$$T\Delta w(x, y) + q(x, y) = 0 \quad (8)$$

с граничным условием

$$w(x, y)|_{(x, y) \in \tilde{l}} = 0, \quad (9)$$

где $w(x, y)$ — прогиб мембранны под действием нагрузки q ; T — натяжение мембранны; $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$;

\tilde{l} — закрепленный участок границы мембранны.

Гибкая натянутая прямоугольная мембрана с двумя закрепленными противоположными сторонами. Если электростатически управляемый упругий элемент представляет собой закрепленную с двух противоположных сторон гибкую натянутую прямоугольную мембрану (рис. 5, а) длины d и ширины b , а суммарная нагрузка на мембрану не зависит от y и состоит из постоянного внешнего давления p и электростатической нагрузки, вызванной приложением разности потенциалов V между мембранный и нижним электродом, то задача (9)—(10) приводится к виду

$$T \frac{d^2 w(x)}{dx^2} = -\left(\frac{\epsilon\epsilon_0}{2} |\nabla \varphi|^2 + p\right); \quad (10)$$

$$w(d/2) = w(-d/2) = 0. \quad (11)$$

Здесь φ — электрический потенциал между электродами.

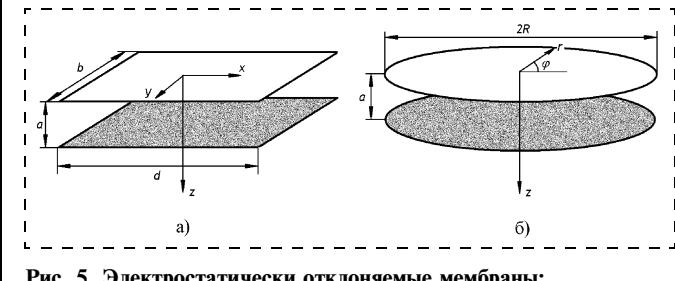


Рис. 5. Электростатически отклоняемые мембранны:
а — прямоугольной геометрии; б — круглой геометрии

Введем безразмерные переменные: $W = w/a$, $\Phi = \varphi/V_i$, $X = x/d$, $Y = y/b$, $Z = z/a$. Значение Φ можно определить, решив задачу

$$\left(\frac{a}{d}\right)^2 \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial X^2} + \left(\frac{d}{b}\right)^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial Y^2} \right) + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial Z^2} = 0; \quad (12)$$

$$\Phi(X, Y, 1) = 0; \quad (13)$$

$$\Phi(X, Y, W) = \hat{f}(W), \quad (14)$$

где $X \in [-1/2, 1/2]$, $Y \in [-1/2, 1/2]$, а вид функционала $\hat{f}(w(x, y)/a)$ зависит от выбранного способа подавления эффекта схлопывания. В частности, если подавления нет и напряжение $V = V_i$ подается

непосредственно к мемbrane, то $\hat{f}(w(x, y)/a) \equiv 1$.

С учетом того, что $\frac{a}{d} \ll 1$, можно записать решение последней задачи:

$$\Phi = \frac{\hat{f}(W)(1-Z)}{1-W}, \quad (15)$$

а задача (11)–(12) при переходе к безразмерным переменным сводится к решению уравнений

$$\frac{d^2 W}{dX^2} = -\frac{\lambda^*}{(1-W)^2} - P^*; \quad (16)$$

$$W(1/2) = W(-1/2) = 0, \quad (17)$$

где $\lambda^* = \beta^* \hat{f}^2(W)$, а $\beta^* = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 d^2 V_i^2}{2 T a^3}$ и $P^* = \frac{p d^2}{T a}$ –

соответственно "приведенное управляемое напряжение" и нормированная внешняя нагрузка (по аналогии с предыдущим пунктом).

Рассмотрим случай $\hat{f}(W) \equiv 1$, $\lambda^* = \beta^*$, когда управляемое напряжение подается непосредственно к мемbrane. Легко видеть, что первый интеграл уравнения (16) выражается следующим образом:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dW}{dX} \right)^2 + \frac{\beta^*}{1-W} - P^*(1-W) = \Pi, \quad (18)$$

где Π – постоянная интегрирования, имеющая смысл полной энергии.

При $P^* > 0$ можно получить:

$$X|_{P^* > 0} = \frac{1}{\sqrt{2\Pi}} \left[2 \sqrt{A-B} E \times \right. \\ \left. \times \left(\arcsin \sqrt{\frac{B-W}{1-W}}, \sqrt{\frac{A-1}{A-B}} \right) - 2 \frac{(1-B)}{\sqrt{A-B}} F \times \right.$$

$$\times \left(\arcsin \sqrt{\frac{B-W}{1-W}}, \sqrt{\frac{A-1}{A-B}} \right) - \\ - 2 \sqrt{\frac{(A-W)(B-W)}{1-W}}, \quad (19)$$

где $F(\phi, m) = \int_0^\phi (1 - m \sin^2 \theta)^{-1/2} d\theta$ и $E(\phi, m) = \int_0^\phi (1 - m \sin^2 \theta)^{1/2} d\theta$ – неполные эллиптические интегралы соответственно первого и второго родов (см., например, [36]);

$$A = 1 + \frac{\Pi}{2P^*} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\Pi^2}{P^{*2}} + \frac{4\beta^*}{P^*}} = 1 + \frac{\beta^*}{P^*(1-W(0))}; \\ B = 1 + \frac{\Pi}{2P^*} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\Pi^2}{P^{*2}} + \frac{4\beta^*}{P^*}} = W(0).$$

Если P^* положить равным нулю, то, интегрируя (18), получаем:

$$X|_{P^* = 0} = \sqrt{\frac{(W-1+\beta^*/\Pi)(W-1)}{2\Pi}} + \\ + \frac{\beta^*}{\Pi \sqrt{2\Pi}} \operatorname{arcth} \sqrt{\frac{(W-1+\beta^*/\Pi)}{(W-1)}}. \quad (20)$$

При $P^* < 0$ решение уравнения (22) принимает вид

$$X|_{P^* < 0, W < 0} = \\ = \sqrt{2 \frac{1-B}{|P^*|}} E \left(\arcsin \sqrt{\frac{W-B}{A-B}}, \sqrt{\frac{A-B}{1-B}} \right); \quad (21)$$

$$X|_{P^* < 0, W > 0} = \sqrt{\frac{2(B-W)(W-A)}{|P^*|(1-W)}} - \\ - \sqrt{2 \frac{(1-A)}{|P^*|}} E \left(\arcsin \sqrt{\frac{(1-A)(B-W)}{(B-A)(1-W)}}, \sqrt{\frac{B-A}{1-A}} \right). \quad (22)$$

Равенство $W = 0$ будет выполняться при всех X в случае $\beta = |P^*|$.

При использовании конденсатора фиксированной емкости C_1 для увеличения диапазона электростатического отклонения рассмотренной мембраны функционал $\hat{f}(W)$ будет определяться выражением [17]:

$$\hat{f}(W) = \frac{1}{1 + \chi \int_{-1/2}^{1/2} \frac{d\zeta}{1 - W(\zeta)}}, \quad (23)$$

где, как и раньше, $\chi = \frac{C_0}{C_1}$, а начальная емкость

устройства $C_0 = \frac{\epsilon\epsilon_0 bd}{a}$. Приходим к нелокальной задаче:

$$\frac{d^2 W}{dX^2} = \frac{-\beta^*}{(1-W)^2 \left(1 + \chi \int_{-1/2}^{1/2} \frac{d\zeta}{1-W(\zeta)}\right)^2} - P^*; \quad (24)$$

$$W(1/2) = W(-1/2) = 0, \quad (25)$$

решение которой можно получить из (19)–(22), заменив в указанных формулах β^* на $\beta^*/\left(1 + \chi \int_{-1/2}^{1/2} \frac{d\zeta}{1-W(\zeta)}\right)^2$.

При использовании для тех же целей варактора имеет место соотношение между λ^* и β^* :

$$\beta^* = \lambda^* \left(1 + \chi_1 \sqrt{1 + \frac{\sqrt{\beta^*} - \sqrt{\lambda^*}}{\sqrt{\Phi_K}}} \int_{-1/2}^{1/2} \frac{d\zeta}{1-W(\zeta)}\right)^{1/2}. \quad (26)$$

Здесь, как и раньше, $\chi_1 = \frac{C_0}{C_H}$, а $\Phi_K = \frac{\epsilon\epsilon_0 d^2}{2 Ta^3} \Phi_K^2$.

Это уравнение возможно решить численно, а потом получить численное же решение задачи (20)–(21) в случае варактора. На рис. 6 изображены зависимости максимального нормированного прогиба $W(0)$

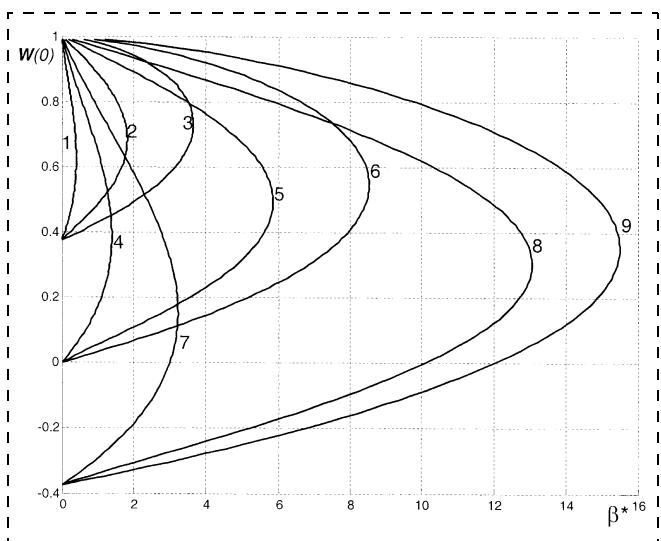


Рис. 6. Зависимости $W(0)$ от β^* для закрепленной с двух противоположных сторон прямоугольной мембрани соответственно при $P^* = 3$, $P^* = 0$ и $P^* = -3$:

1, 4, 7 – приложение напряжения непосредственно к электродам; 2, 5, 8 – использование конденсатора ($\chi = 1$); 3, 6, 9 – использование варактора ($\chi_1 = 1$, $\Phi_K = 0,1$)

закрепленной с двух противоположных сторон прямоугольной мембрани от "приведенного управляющего напряжения" β^* при разных значениях P^* для случаев приложения управляющего напряжения непосредственно к электродам, а также при использовании конденсатора и варактора.

Гибкая натянутая круглая мембрана с закреплением по контуру. Если электростатически управляемый упругий элемент представляет собой круглую мембрани с закрепленным краем (см. рис. 5, б) радиуса R , а суммарная поперечная нагрузка не зависит от угловой координаты и состоит из постоянного внешнего давления p и электростатической нагрузки, вызванной приложением разности потенциалов V между мембрани и нижним электродом, то задачу (8)–(9) в безразмерных переменных $W = w/a$, $\tilde{r} = r/R$, $Z = z/a$ можно записать следующим образом:

$$\frac{d^2 W}{d\tilde{r}^2} + \frac{1}{\tilde{r}} \frac{dW}{d\tilde{r}} = -\frac{\lambda^{**}}{(1-W)^2} - P^{**}; \quad (27)$$

$$W(1) = 0; \quad (28)$$

$$\frac{dW}{d\tilde{r}}(0) = 0. \quad (29)$$

Здесь, как и раньше, $\lambda^{**} = \beta^{**} \hat{g}^2(W)$, а $\beta^{**} = \frac{\epsilon\epsilon_0 \pi R^2 V^2}{2 Ta^3}$ и $P^{**} = \frac{p\pi R^2}{Ta}$ – соответственно "приведенное управляющее напряжение" и нормированная внешняя нагрузка, а вид функционала $\hat{g}(W)$ зависит от выбранного способа подавления эффекта схлопывания. Задачу (27)–(29) можно решить численно.

В случае использования конденсатора фиксированной емкости для подавления эффекта схлопывания

$$\lambda^{**} = \beta^{**} \hat{g}^2(W) = \beta^{**} / \left(1 + 2\pi\chi_1 \int_0^1 \frac{\zeta d\zeta}{1-W(\zeta)}\right)^2. \quad (30)$$

При использовании с этой же целью варактора имеет место соотношение

$$\beta^{**} = \lambda^{**} \left(1 + 2\pi\chi_1 \sqrt{1 + \frac{\sqrt{\beta^{**}} - \sqrt{\lambda^{**}}}{\sqrt{\Phi_K^{**}}}} \times \int_0^1 \frac{\zeta d\zeta}{1-W(\zeta)}\right). \quad (31)$$

$$\text{Здесь } \Phi_K^{**} = \frac{\epsilon\epsilon_0 \pi R^2}{2 Ta^3} \Phi_K^2.$$

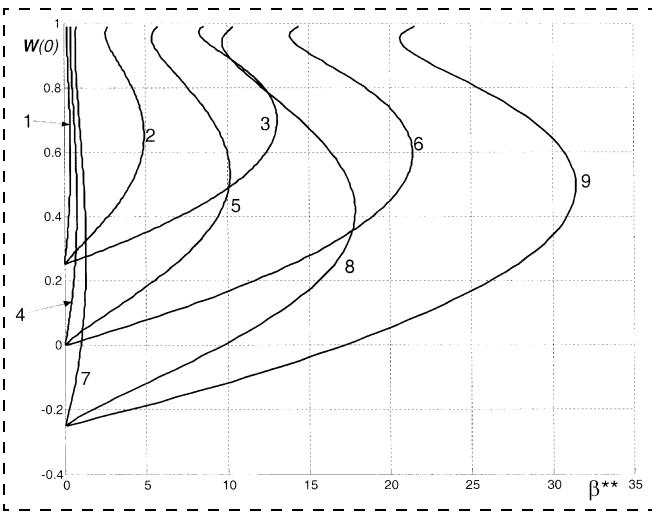


Рис. 7. Зависимости $W(0)$ от β^{**} для круглой мембранны с закрепленным краем соответственно при $P^{**} = 1$, $P^{**} = 0$ и $P^{**} = -1$: 1, 4, 7 — приложение напряжения непосредственно к электродам; 2, 5, 8 — использование конденсатора ($\chi = 1$); 3, 6, 9 — использование варактора ($\chi_1 = 1$, $\Phi_K = 0,1$)

Рис. 7 иллюстрирует зависимость максимального нормированного прогиба $W(0)$ круглой мембранны с закрепленным краем от "приведенного управляемого напряжения" β^{**} при $P^{**} = 1$, $P^{**} = 0$ и $P^{**} = -1$ в случае приложения управляемого напряжения непосредственно к электродам, а также при использовании конденсатора и варактора.

Диафрагма конечной толщины и произвольной геометрии. Если при описании поведения упругого элемента диафрагменного типа нельзя пренебречь изгибной жесткостью (что бывает при рассмотрении диафрагм конечной толщины), и, наряду с этим, диафрагма имеет сложную форму, аналитическое описание такого упругого элемента становится невозможным. Как правило, в большинстве случаев для этого используют методы конечных или граничных элементов [28—29], с помощью которых можно с высокой точностью моделировать поведение конкретной конструкции. Однако на начальном этапе проектирования часто бывает целесообразным воспользоваться приближенными методами расчета, дающими ответ в аналитической форме и позволяющими оценить поведение конструкции с приемлемой точностью. В [19—21] описано применение вариационных энергетических методов к расчету микромеханических упругих диафрагменных элементов различной геометрии.

Принцип виртуальных перемещений дает уравнение [30]

$$\delta V_{\text{деф}} - \delta \iint p(x, y) w(x, y) dx dy = 0, \quad (32)$$

где

$$\begin{aligned}
 V_{\text{деф}} = & \frac{Eh^3}{24(1-\mu^2)} \iint \left\{ \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) - \right. \\
 & - 2(1-\mu) \left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right)^2 \right] \left. \right\} dx dy + \\
 & + \frac{Eh}{2(1-\mu^2)} \iint \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \frac{\partial u}{\partial x} \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \right. \\
 & + \frac{\partial v}{\partial y} \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + \frac{1}{4} \left[\left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right]^2 + \\
 & + 2\mu \left[\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{2} \frac{\partial v}{\partial y} \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial x} \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right] + \\
 & + \frac{1-\mu}{2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + 2 \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x} + \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + 2 \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial w}{\partial y} + \right. \\
 & \left. \left. + 2 \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial w}{\partial y} \right] \right\} dx dy + \\
 & + \frac{T_0}{2} \iint \left\{ \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right\} dx dy \quad (33)
 \end{aligned}$$

— энергия деформации диафрагмы, состоящая из изгибной и мембранных частей; $w(x, y)$ — прогиб диафрагмы под действием нагрузки $p(x, y)$; E и μ — соответственно модуль упругости и коэффициент Пуассона материала диафрагмы; h — ее толщина; T_0 — начальное натяжение диафрагмы (предполагается однородным). Интегрирование ведется по площади диафрагмы. Выражение (33) для энергии деформации соответствует случаю больших прогибов пластиинки, подвергнутой предварительному однородному растяжению в плоскости (x, y) .

Применяя энергетический метод, необходимо в каждом частном случае принять надлежащие выражения для смещений u , v и w . Эти выражения должны удовлетворять граничным условиям и содержать несколько произвольных параметров, значения которых подлежат определению методом виртуальных перемещений.

Особенности функционирования электростатических актуаторов с субмикрометровым межэлектродным зазором

Развитие планарной технологии предусматривает дальнейшую миниатюризацию производящихся в соответствии с ней устройств, в том числе и микроэлектромеханических. При достижении элементами MEMS-приборов субмикрометровых и нанометровых размеров ощутимое влияние на их работу начнут оказывать силовые взаимодействия

вия, слабо проявляющиеся на "больших" расстояниях в единицы микрометров, характерных для сегодняшних микромеханических устройств. К этим силам могут быть отнесены силы Ван-дер-Ваальса и Казимира, которые являются основными учитываемыми взаимодействиями в некоторых режимах атомно-силовой микроскопии [31–32]. Они также должны быть приняты во внимание при расчете MEMS-устройств с элементами, разнесенными друг от друга на субмикрометровые расстояния; если же расстояния между элементами уменьшаются до единиц или десятков нанометров (в NEMS), эти силы будут полностью определять работу прибора. В частности, казимировское взаимодействие начинает оказывать ощутимое влияние на функционирование некоторых актиоаторов диафрагменного типа при межэлектродном зазоре около 0,5 мкм [33–34]. Силы Ван-дер-Ваальса менее дальнодействующие и проявляются на расстояниях, меньших характерной длины волны спектра поглощения [31].

Эффект Казимира выражается в том, что на единицу площади двух проводящих плоскостей параллельных пластин действует сила притяжения

$$F_C = \frac{\gamma \hbar c \pi^2}{240 a^4}, \quad (34)$$

где c — скорость света в вакууме; \hbar — постоянная Планка; a — расстояние между пластинами; $\gamma \leq 1$ — коэффициент, зависящий от диэлектрической проницаемости пластин и среды между ними (для сверхпроводящих пластин в вакууме $\gamma = 1$). Эффект может быть объяснен изменением спектра нулевых колебаний из-за обращения в нуль тангенциальной составляющей электрического поля на пластинах [35]. Вид формулы (34) может меняться в зависимости от формы взаимодействующих тел.

Рассмотрим электростатический актиоатор, описываемый простейшей электромеханической моделью с одной степенью свободы (см. рис. 1). С учетом эффекта Казимира уравнение (7), описывающее случай применения варактора для увеличения диапазона хода подвижного электрода, примет вид

$$\begin{aligned} & \sqrt{W - P - \frac{\alpha}{(1-W)^4}} \times \\ & \times \left\{ 1 - W + \chi_1 \sqrt{1 + \frac{\left(\sqrt{\beta} - \sqrt{\left(W - P - \frac{\alpha}{(1-W)^4} \right) (1-W)^2} \right)}{\sqrt{\Phi_K}}} \right\} - \\ & - \sqrt{\beta} = 0, \quad (35) \end{aligned}$$

$$\text{где } \alpha = \frac{\gamma \pi^2 \hbar c S}{240 k a^5}.$$

Положив $\Phi_K = \infty$ и заменив χ_1 на χ , придем к уравнению для случая использования конденсатора фиксированной емкости, которое при $\chi = 0$ описывает случай приложения отклоняющего напряжения непосредственно к электродам.

Для примера рассмотрим случай использования в качестве электростатического актиоатора поликремниевой структуры (рис. 8) перестраиваемого конденсатора, описанного в работе [36]. С помощью последнего соотношения можно рассчитать диапазон устойчивого отклонения этой структуры и подобрать параметры дополнительных последовательно включаемых емкостей (конденсатора и варактора), предназначенных для расширения этого диапазона. Упругий элемент представляет собой электростатически отклоняемую квадратную пластину, подведенную на четырех кантилеверах (канольных балках). Микромеханические кантилеверы широко используются в задачах атомно-силовой микроскопии [37, 38], поэтому хорошо из-

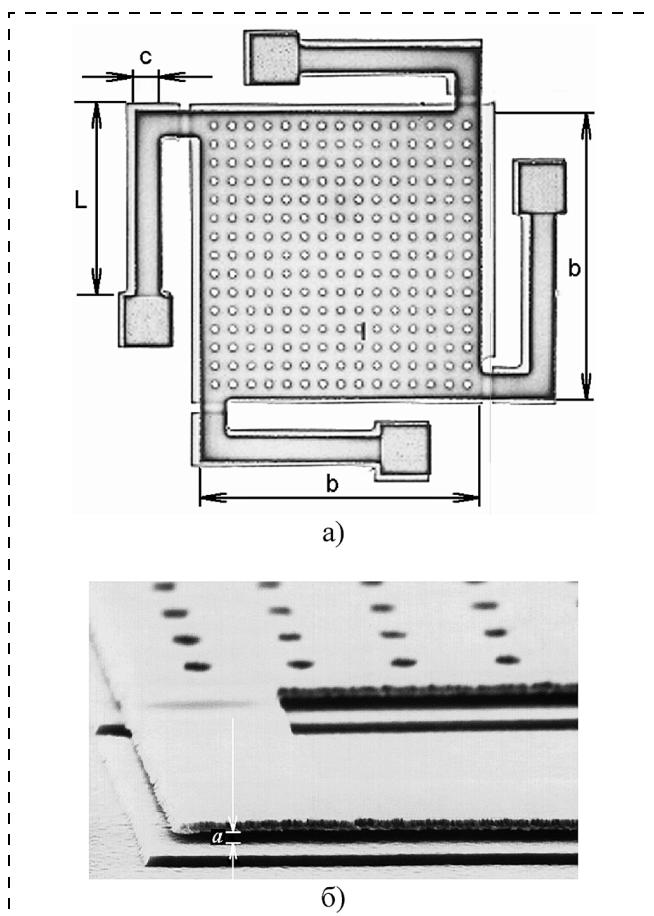


Рис. 8. Вариант электростатического актиоатора — пластина, подведенная на четырех канольных балках

вестна зависимость их жесткости от конструктивно-технологических параметров. Обычно коэффициент жесткости изменяется в диапазоне 0,01–50 Н/м [38]. Его значение для прямоугольного кантеле-вера можно определить по формуле

$$k_k = \frac{Eh^3 C}{4L^3}, \quad (36)$$

где h , C и L – соответственно толщина, ширина и длина кантеле-вера; E – модуль Юнга материала. Для поликристаллического кремния модуль Юнга составляет $E \approx 160$ ГПа [39].

Для поликремниевого кантеле-вера с размерами $L = 250$ мкм, $C = 30$ мкм, $h = 1$ мкм коэффициент жесткости составит $k_k = 0,07$ Н/м, а суммарная жесткость подвеса $k = 4k_k = 0,3$ Н/м. Если $b = 400$ мкм, то площадь электрода $S = b^2 = 1,6 \cdot 10^{-7}$ м².

Пусть начальное расстояние между нижним и верхним электродами $a = 1$ мкм, а внешнее давление $P = 0$. Начальная емкость рассматриваемого устройства $C_0 = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{a} = 1,41$ пФ. Для расширения диапазона движения подвижного электрода целесообразно использовать конденсатор емкостью $C_1 = C_0/2 = 0,7$ пФ. Для этой цели можно также использовать варактор с начальной емкостью $C_H = 0,89$ пФ и контактной разностью потенциалов $\varphi_K = 0,25$ В. Приведенная контактная разность потенциалов составит $\Phi_K = 0,15$, а $\chi_1 = 0,63$. На рис. 9 представлены зависимости отклонения подвижного электрода w от приложенного напряжения V_i для изображенного на рис. 8 устройства при использовании упомянутых конденсатора и варактора с учетом и без учета казимировского взаимодействия (принимается $\gamma = 1$, $P = 0$). На рисунке видно, что в рассмотренном устройстве из-за действия казимировских сил невозможно добиться устойчивого отклонения подвижного электрода на весь зазор путем использования конденсатора или варактора. Казимировское взаимодействие начинает оказывать существенное влияние на работу прибора при зазоре около 0,5 мкм.

Еще одним примером микроэлектромеханического устройства, при расчете которого должно быть учтено казимировское взаимодействие, может служить электростатический актуатор диафрагменного типа, изображенный на рис. 10. На основе подобных структур изготавливаются чувствительные элементы туннельных датчиков [9–10], относящиеся по сути к NEMS-приборам. Используемая в приборе поликремниевая диафрагма, имеющая форму правильного восьмиугольника, подвешена над отклоняющим электродом на

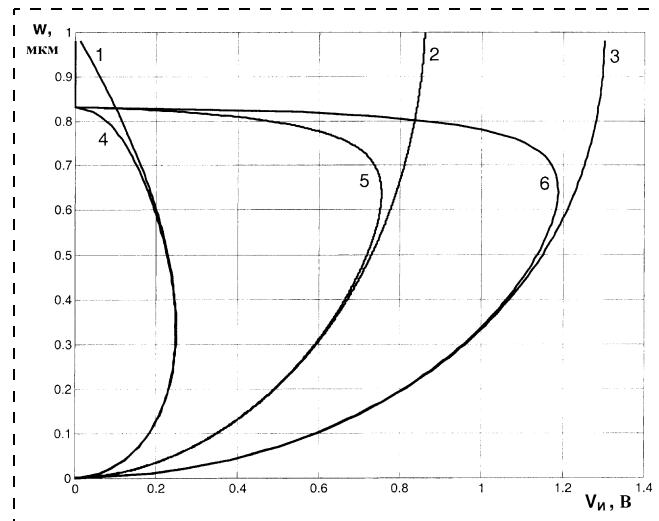


Рис. 9. Зависимости отклонения подвижного электрода w от управляемого напряжения V_i для изображенного на рис. 8 устройства соответственно без учета и с учетом казимировского взаимодействия:

1, 4 – приложение управляющего напряжения непосредственно к электродам; 2, 5 – использование варактора ($\chi_1 = 0,63$, $\varphi_K = 0,25$ В); 3, 6 – использование конденсатора ($\chi = 2$)

расстоянии порядка одного или нескольких микрометров.

Для расчета отклонения такой диафрагмы под действием внешних сил можно воспользоваться вышеупомянутым энергетическим методом. Выберем пробные функции перемещений вдоль координатных осей в следующем виде:

$$w = w_0((y - 0,7D)^2 - x^2)^2((y + 0,7D)^2 - x^2)^2 \times \\ \times (x^2 - 0,25D^2)^2(y^2 - 0,25D^2)^2; \quad (37)$$

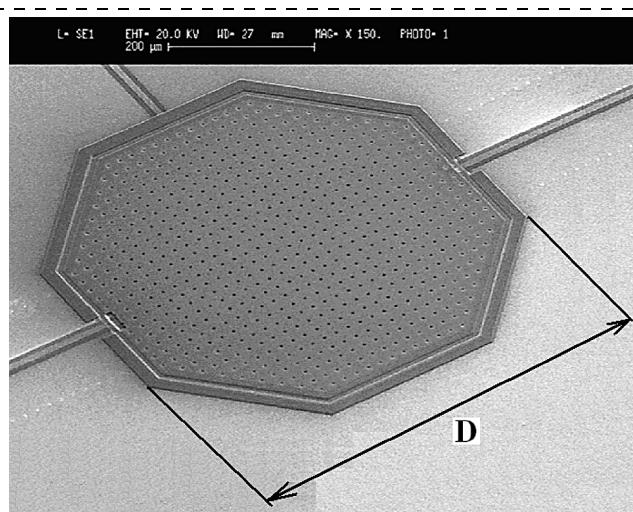


Рис. 10. РЭМ-снимок чувствительного элемента туннельного датчика с мембранный из поликристаллического кремния толщиной 1,2 мкм и размером $D = 600$ мкм

$$u = u_0 x ((y - 0,7D)^2 - x^2)^4 ((y + 0,7D)^2 - x^2)^4 - (x^2 - 0,25D^2)^2 (y^2 - 0,25D^2)^2; \quad (38)$$

$$v = u_0 y ((y - 0,7D)^2 - x^2)^4 ((y + 0,7D)^2 - x^2)^4 \times (x^2 - 0,25D^2)^4 (y^2 - 0,25D^2)^2; \quad (39)$$

где D — размер диафрагмы (см. рис. 10); w_0 , u_0 — варьируемые параметры. Справедливы следующие соотношения:

$$\frac{\partial V_{\text{деф}}}{\partial w_0} \delta w_0 = \delta \iint p(x, y) w(x, y) dx dy; \quad (40)$$

$$\frac{\partial V_{\text{деф}}}{\partial u_0} = 0, \quad (41)$$

из которых возможно найти w_0 и u_0 . Энергия деформации $V_{\text{деф}}$ определяется в соответствии с (33). Интегрирование ведется по площади диафрагмы.

Нагрузка, действующая на диафрагму, в нашем случае определяется выражением (учитываются внешнее давление, электростатические и казимировские силы)

$$p(x, y) = p_{\text{вн}} + \frac{\epsilon \epsilon_0 V^2}{2(a - w(x, y))^2} + \frac{\gamma \hbar c \pi^2}{240(a - w(x, y))^4}, \quad (42)$$

где V — напряжение между диафрагмой и отключающим электродом. В случае приложения управ-

ляющего напряжения V_u непосредственно к обкладкам $V = V_u$. При использовании конденсатора и варактора верны соотношения

- для конденсатора:

$$V_u = V \left(1 + \frac{\epsilon \epsilon_0 \iint \frac{dx dy}{a - w(x, y)}}{C_1} \right); \quad (43)$$

- для варактора:

$$V_u = V \left(1 + \sqrt{1 + \frac{V_u - V}{\Phi_K} \frac{\epsilon \epsilon_0 \iint \frac{dx dy}{a - w(x, y)}}{C_H}} \right). \quad (44)$$

Используя (32), (33), (36)–(43), можно определить зависимость отклонения изображенной на рис. 10 диафрагмы от подаваемого напряжения. Эти зависимости изображены на рис. 11. Параметры диафрагмы: $D = 600$ мкм, $a = 1$ мкм, $h = 1$ мкм. Примем также $\gamma = 1$, что соответствует случаю сверхпроводящих обкладок.

Из приведенных графиков можно сделать вывод, что для актиоаторов диафрагменного типа использование последовательно включенной емкости в целях подавления эффекта схлопывания малоэффективно.

Заключение

В настоящей статье проведено исследование эффекта схлопывания электродов в микро- иnanoэлектромеханических устройствах, описываемых различными моделями. Для нескольких вариантов электростатических актиоаторов проанализирован способ подавления электростатического схлопывания, основанный на использовании последовательно включенной емкости. Приведены результаты расчетов для двух типов актиоаторов, показана невозможность расширения диапазона прохода подвижного электрода на весь межэлектродный зазор, обусловленная силовыми взаимодействиями, наблюдаемыми на субмикрометровых расстояниях (силы Казимира).

Использование приведенных методик позволит с высокой степенью достоверности предсказывать свойства подвижных элементов MEMS-структур, определять целесообразность изготовления того или иного вида актиоаторов, повышать их качество и надежность.

Список литературы

1. Taylor G. I. The coalescence of closely spaced drops when they are at different electric potentials // Proc. Roy. Soc. A. 1968. V. 306. P. 423–434.
2. Ackeberg R. C. On a nonlinear differential equation of electrodynamics // Proc. Roy. Soc. A. 1969. V. 312. P. 129–140.

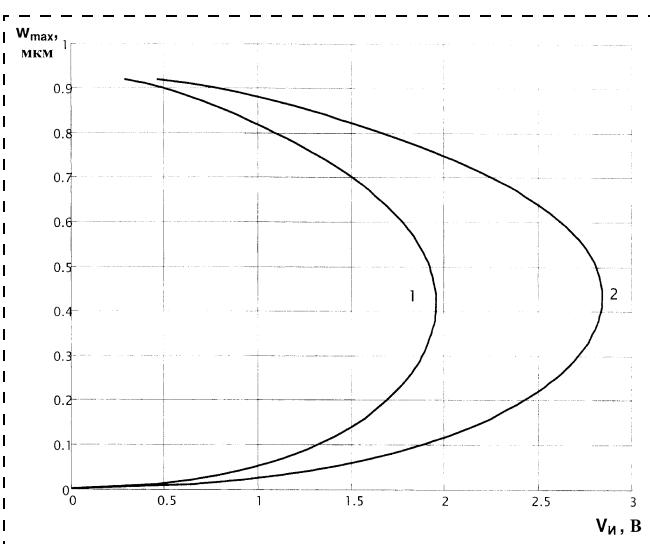


Рис. 11. Зависимости максимального прогиба изображенной на рис. 10 диафрагмы w_{max} от управляемого напряжения V_u с учетом казимировского взаимодействия:

1 — приложение управляемого напряжения непосредственно к электродам; 2 — использование конденсатора ($C_1 = 0,7$ пФ)

3. Nathanson H. C., Wickstrom R. A. A resonant-gate silicon surface transistor with high-Q bandpass properties // Applied Physics Letters. 1965. V. 7. P. 84.
4. Nathanson H. C., Newell W. E., Wickstrom R. A., Davis J. R. The resonant-gate transistor // IEEE Trans. Electron. Devices. 1967. V. ED-14. P. 117.
5. Jerman H., Terry S. Sensors and Actuators // Handbook of Microlithography, Micromachining and Microfabrication / Ed. by P. Rai-Choudhury. Vol. 2: Micromachining and Microfabrication. Washington: SPIE Optical Engineering Press, 1997. P. 379.
6. Rockstad H. K., Kenny T. W., Kelly P. J., and Gabrielsson T. B. A Micro-Fabricated Electron-Tunneling Accelerometer as a Directional Acoustic Sensor // Proceedings of Acoustic Particle Velocity Sensors: Design, Performance and Applications 9/95 Published in AIP Conf. Proc. 1996. P. 368.
7. Liu C. H., Kenny T. A. High-Precision, Wide-Bandwidth Micromachined Tunneling Accelerometer // Journal of microelectromechanical systems. 2001. V. 10. N 3.
8. Невский А. Б., Алексенко А. Г., Балан Н. Н., Глазков М. А., Груздев А. О., Каминский Г. В., Каминский В. Н. Разработка новых типов СБИС сверхчувствительных планарных микроэлектромеханических (MEMS) датчиков на основе туннельного эффекта. Научно-технический отчет по договору с ОАО "Московский комитет по науке и технологиям (МКНТ)" № 46-Т от 30.09.2004 г. М.: ОАО "Ангстрем". 2004.
9. Alexenko A. G. et al. Tunnel effect nanodetector of mechanical vibrations and method for preparation thereof. United States Patent. US 6,829,941 B2. Dec. 14, 2004.
10. Hung E. S., Senturia S. D. Leveraged bending for full-gap positioning with electrostatic actuation // Technical Digest of Solid State Sensor and Actuator Workshop. Hilton Head. 1998. P. 83–86.
11. Chu P. B., Pister S. J. Analysis of closed-loop control of parallel plate electrostatic microgrippers // Proc. IEEE International Conference on Robotics and Automation. San Diego. May 1994. P. 820–825.
12. Busta H., Amantea R., Furst D., Chen J. M., Turowsky M., Mueller C. A MEMS shield structure for controlling pull-in forces and obtaining increased pull-in voltages // J. Micromech. Microeng. 2001. V. 11. P. 720–725.
13. Seeger J. J., Crary S. B. Stabilization of Electrostatically Actuated Mechanical Devices // Proc. of the 1997 International Conference on Solid-State Sensors and Actuators. 1997. P. 1133–1136.
14. Seeger J. J., Crary S. B. Analysis and Simulation of MOS Capacitor Feedback for Stabilizing Electrostatically Actuated Mechanical Devices // Second Int. Conf. on the Simulation and Design of Microsystems and Microstructures — MICROSIM97. 1997. P. 199–208.
15. Chan E. K., Dutton R. W. Effects of Capacitors, Resistors and Residual Charge on the Static and Dynamic Performance of Electrostatically Actuated Devices // Proc. of SPIE. 1999. V. 3680. P. 120–130.
16. Bernstein D., Guidotti P., Pelesko J. A. Analytical and numerical analysis of electrostatically actuated MEMS devices // Proc. of MSM. 2000. P. 489–492.
17. Pelesko J. A., Triolo A. A. Nonlocal problems in MEMS device control // J. Eng. Math. 2001. V. 41. P. 345–366.
18. Pelesko J. A., Chen X. Y. Electrostatic deflections of circular elastic membranes // J. of Electrostatics. 2003. V. 57. P. 1–12.
19. Драгунов В. П. Влияние формы упругого элемента на характеристики микромеханических систем // Микросистемная техника. 2004. № 1. С. 20–26.
20. Драгунов В. П. Нелинейность упругих элементов микромеханических систем // Микросистемная техника. 2004. № 5. С. 7–13.
21. Драгунов В. П. Нелинейная модель упругого элемента микромеханических систем // Микросистемная техника. 2004. № 6. С. 19–24.
22. Шалимова К. В. Физика полупроводников. М.: Энергоатомиздат, 1985.
23. Petersen K. E. Silicon as a mechanical material // Proc. IEEE. May 1982. N 70(5). P. 420–457.
24. Lal A. Application of micromachining to nanotechnology / Ed. by H. S. Nalwa. Handbook of Nanostructured Materials and Nanotechnology. Vol. 1: Synthesis and Processing. New York: Academic Press. 2000. P. 585.
25. Zorman C. A. and Mehregany M. Materials for Microelectromechanical Systems. Polysilicon. / Ed. by Mohamed Gad-el-Hak. The MEMS Handbook. CRC Press. 2002.
26. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 7. Теория упругости. М.: Наука, 1987.
27. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Т. 3. М.: Наука, 1967.
28. Балан Н. Н. Определение упругих свойств подвижных элементов MEMS-структур // Микросистемная техника. 2004. № 2. С. 14–19.
29. Masters N. D. and Ye W. Fast BEM Solution for Coupled 3D Electrostatic and Linear Elastic Problems // Proc. of the 2004 NSTI Nanotechnology Conference and Trade Show. 2004. P. 426–429.
30. Тимошенко С. П., Войновский-Кригер С. Пластины и оболочки. М.: Наука, 1966.
31. Дедков Г. В., Рехвиашвили С. Ш. Нанотрубки и силовые взаимодействия в атомно-силовом микроскопе // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 8.
32. Рехвиашвили С. Ш. Особенности силовых взаимодействий в бесконтактном режиме атомно-силового микроскопа // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 12.
33. Serry F. M., Walliser D., Maclay G. J. The role of the Casimir effect in the static deflection and stiction of membrane strips in microelectromechanical systems (MEMS) // Journal of applied physics. 1998. V. 84(5). P. 2501–2506.
34. Ding Jian-Ning, Wen Shi-Zhu, Meng Yong-Gang. Theoretical study of the sticking of a membrane strip in MEMS under the Casimir effect // Journal of Micromechanics and Microengineering. 2001. N 11. P. 202–208.
35. Мостепаненко В. М., Трунов Н. Н. Эффект Казимира и его приложения // УФН. 1988. Т. 156. Вып. 3.
36. Young D. J., Bover B. E. A micromachined variable capacitor for monolithic low-noise VCOs. Proceedings of the International conference of Solid-state sensors and Actuators // IEEE. Washington. 1996.
37. Быков В. А. Микромеханика для сканирующей зондовой микроскопии и нанотехнологии // Микросистемная техника. 2000. № 1. С. 21–33.
38. Арутюнов П. А., Толстыхина А. Л. Конструктивные и электрофизические характеристики датчиков силы в атомно-силовой микроскопии // Микроэлектроника. 1998. Т. 27. № 4. С. 304–316.
39. <http://www.memsnet.org/material/>

ПРИМЕНЕНИЕ МНСТ

УДК 621.38:004.021

В. Н. Марков, канд. физ.-мат. наук,
Д. Н. Степанов,
Центральный научно-исследовательский институт
робототехники и технической кибернетики,
г. Санкт-Петербург
dnstepanov@rtc.ru, vmarkov@hotbox.ru

РАСПОЗНАВАНИЕ ПРОТЯЖЕННЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ОБЪЕКТОВ НА ОСНОВЕ ПОЛЕЙ ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ

Представлены результаты исследования и разработка методов построения системы обнаружения и распознавания предметов на основе анализа создаваемых ими магнитных полей. Приведены принципы построения системы программно-математического обеспечения (ПМО) для макетного образца системы обнаружения, распознавания и возможного позиционирования (определения позиции) некоторых предметов по их магнитным полям.

Введение

Магниторезистивные датчики являются хорошим детектором магнитных полей и позволяют проводить измерения их характеристик. В Зеленоградском институте микроэлектроники разработан прибор, основу которого составляет массив магниторезистивных "трехмерных" сенсоров (то есть триад датчиков, ориентированных по разным направлениям), расположенных в одной плоскости. Такая геометрия позволяет проводить измерения вектора напряженности магнитного поля одновременно по всему массиву и таким образом анализировать поле в этой плоскости. Прибор получил условное название "Магнитовизор".

Нашей задачей стало создание алгоритмов анализа получаемой сенсорной информации. После серии проведенных измерений было получено подтверждение, что объекты обладают устойчивой картиной поля остаточной намагниченности, и более того, разные объекты одного и того же типа (скажем, ножницы или отвертки) имеют весьма сходные картины магнитных полей. Предположительно, это поле обусловливается технологическим процессом создания изделия, а также входящими в его состав материалами. Это позволяет нам сформулировать задачу распознавания предмета (его типа, если его поле типично, либо единичного объекта — в том случае, когда он имеет индивидуаль-

ную картину поля) по его магнитному полю. Пример визуализации магнитного поля классической катушки с током приведен на рис. 1.

На основе анализа получаемой сенсорной информации было решено выделить из общей трехмерной задачи распознавания двумерный случай, в котором предполагается, что распознаваемый объект может поворачиваться и смещаться только в плоскости, параллельной плоскости расположения датчиков.

Обеспечение рабочности

Помимо основной задачи распознавания была сформулирована задача обеспечения устойчивости работы алгоритмов в случаях неисправности датчиков или получения "вылетов" — случайных по величине и направлению значений. Рабочесть комплекса обеспечивается на нескольких уровнях. Первый уровень обеспечивается благодаря тому, что в приборе заложена диагностика, позволяющая определять состояние датчика и сигнализировать об отсутствии сигнала от него. Второй уровень обеспечивается на уровне протокола обмена, содержащего пакеты определенной длины, структуры и дополняемые контрольной суммой. Наконец, третий уровень обеспечивается фильтрацией, применяемой к получаемым данным на различных уровнях комплексной обработки. Для этого используются медианный фильтр и арифметическое усреднение, которые могут быть применены как в пределах одного кадра, так и между несколькими кадрами ("по времени").

Двумерная задача распознавания

Если считать, что объект распознавания будет перемещаться только в плоскости, параллельной плоскости расположения датчиков, то можно предположить, что поле, измеряемое прибором, также будет совершать только плоские перемещения как единое целое. Таким образом, к нему применим подход анализа перемещений твердого тела,

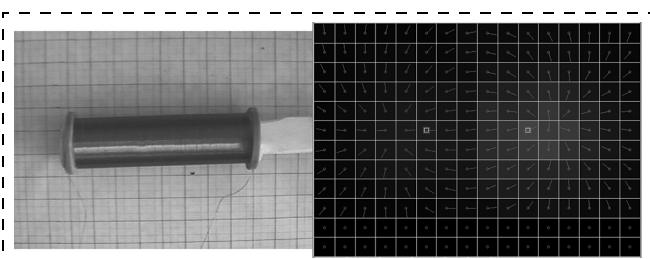


Рис. 1. Объект и его магнитный образ

который мы и взяли за основу первого метода распознавания.

Магнитные поля предметов имеют особые точки — точки сгущения линий магнитного поля, которые условно будем именовать полюсами. Условность связана с тем, что мы имеем дело не с трехмерным распределением поля, в котором действительно могут быть выделены полюса, а с его "срезом" на некотором расстоянии от реальных полюсов.

Определив расположение полюсов на получаемой картине, можно попытаться сравнить его с имеющимися в базе данных образами, содержащими также расположение полюсов ("эталонное", условно с нулевым преобразованием) и привязанное к ним изображение объекта распознавания.

Нами разработаны несколько алгоритмов поиска полюсов на основе получаемой информации. Все они имеют в основе подходы, которые мог бы использовать для анализа изображения и выделения на нем полюсов человек. При этом все методы можно разделить на дискретные, точность которых однозначно связана с размером ячейки, т. е. расстоянием между датчиками, и непрерывные, базирующиеся на анализе интерполяционной картины.

Первый метод основывается на поиске экстремумов (максимумов) модуля вектора напряженности магнитного поля. В его основе лежит наблюдение о том, что в районе полюсов имеется ярко выраженный максимум модуля вектора напряженности магнитного поля. Для более точного определения экстремума может использоваться интерполяция с последующим итерационным поиском экстремума. В качестве начального приближения берутся точки, определенные каким-либо дискретным методом.

Второй метод нам представляется более перспективным. Он основывается на непосредственном анализе двумерной векторной картины. В дискретном случае решение находится в анализе для каждого датчика величины

$$S_i = \left\| \sum_{(j)} \frac{\Omega_j}{\|\mathbf{B}_j\|} \mathbf{B}_j \right\|, \quad (1)$$

характеризующей поток вектора напряженности магнитного поля через контур интегрирования. Здесь Ω — окно 3×3 с центром в точке расположения текущего датчика. В случае, если полюс находится внутри контура суммирования, эта величина будет иметь максимальное значение. Как правило, использование такой оценки приводит к образованию доменов, каждый из которых описывает один полюс. Дальнейший анализ доменов позволяет выделить в каждом из них собственно полюсы (рис. 2).

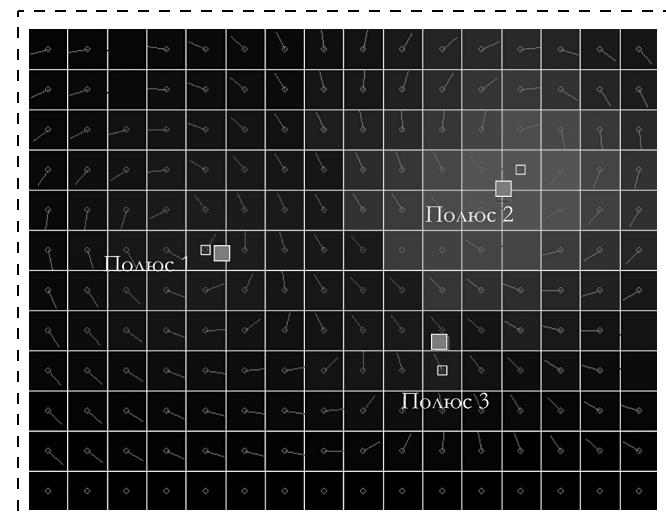


Рис. 2. Выделение и совмещение полюсов

В непрерывном методе предварительно должна быть построена интерполяционная функция, после чего осуществляется поиск экстремума функции дивергенции. В качестве начального приближения берутся точки, определенные каким-либо дискретным методом.

В результате проведенных экспериментов было установлено, что наибольшей устойчивостью отличается дискретный метод с оценкой потока вектора напряженности магнитного поля. В конечном варианте будет использован комплексный подход, основанный на взаимном дополнении двух описанных методов.

Алгоритмы оптимального (в смысле суммы квадратов невязки) совмещения наборов точек описаны в работах [1, 4]. Все они предполагают предварительное сопоставление точек с образованием пар, по которым и будет проводиться совмещение. Один из основных подходов описан в работах [2, 3, 4], в которых рассматриваются алгоритмы итерационного совмещения. Общим для этих алгоритмов является основной критерий подбора пар (*pairing*) точек — на основе выбора ближайших в смысле какой-либо геометрической нормы. Общим же является и недостаток, присущий им как следствие данного подхода — высокая вероятность скатывания в локальный минимум и, как следствие, применимость только для небольших рассогласований (эксперимент говорит о значениях углов поворота в плоскости не выше 15–20° при наличии нескольких сотен точек и ярко выраженных особенностей формы области перекрытия). Таким образом, применимость данных методов в нашем случае практически исключена — сложно представить себе объект с числом полюсов свыше десятка, тогда как нас интересует определение угла поворота объекта в плоскости на произвольный угол.

Мы предложили свой метод для образования пар полюсов на основе информации о значении модуля вектора напряженности магнитного поля в полюсе. Для этого полюсы выстраиваются в ряд по возрастанию модуля вектора напряженности, после чего происходит подбор пар в соответствии с индексами полюсов в рядах. Затем к построенным парам применяется метод совмещения, основанный на использовании единичных кватернионов (см. рис. 2).

После того, как будет найден объект, минимизирующий сумму квадратов невязок во всех полюсных точках, соответствующее преобразование, вычисленное на предыдущем этапе, может быть использовано для определения собственно расположения объекта. Применяя его к изображению эталонного объекта, мы получаем картину, показывающую положение распознанного объекта относительно плоскости датчиков (рис. 3).

В настоящее время ведутся проверки границ применимости описанного подхода к решению задачи распознавания объектов при наличии небольшого угла поворота и смещения из эталонной плоскости. Это становится возможным с учетом того, что

описанный алгоритм допускает небольшие отклонения в расположении полюсов. Предварительные заключения говорят о применимости алгоритмов при увеличении угла до 15° без существенного ухудшения вероятности распознавания.

Общая задача распознавания

Принципиально новый алгоритм распознавания связан с попыткой восстановить по имеющемуся у нас срезу функцию источника магнитного поля, что позволило бы иметь представление о магнитном поле объекта в целом.

При решении данной задачи могут использоваться как параметрические модели, так и непараметрические. В параметрических моделях поле моделируется неким набором магнитных диполей [5]. При непараметрическом подходе решается обратная задача магнитостатики — определяется распределение токов-источников по наблюдаемому магнитному полю [6]. Мы приводим результаты применения этих двух подходов для задачи распознавания.

Ограничения применимости комплекса

Разумеется, полями остаточной намагниченности обладают только предметы, выполненные (содержащие в своем составе части) из ферромагнитных материалов. Предметы из коррозионно-стойкой стали, алюминия, латуни, других немагнитных сплавов, также как из бумаги (книги), пластмассы не оказывают на магнитные поля сколько-нибудь существенного влияния и не могут быть обнаружены с помощью магниторезистивных датчиков. С одной стороны, это ограничивает возможности прибора, а с другой стороны, позволяет ему работать независимо от наличия между ним и объектом немагнитных материалов — одежды, корпуса и т. п.

Другой проблемой, уже касающейся распознавания предметов, является возможность их перемагничивания, т. е. нарочного или случайного изменения их поля. Чаще всего имеет смысл говорить о размагничивании, которое практически снимает поле остаточной намагниченности, либо о намагничивании внешним магнитным полем большой интенсивности. Оба этих варианта способны исказить поле предмета буквально до неузнаваемости и его невозможно будет распознать. В случае применения комплекса в качестве детектора, возможно, тем не менее, во втором случае обращать внимание на сильно намагниченные предметы и исследовать их другим способом (визуально в том числе).

Заключение

В работе представлены некоторые общие алгоритмы анализа магнитных образов для выявления

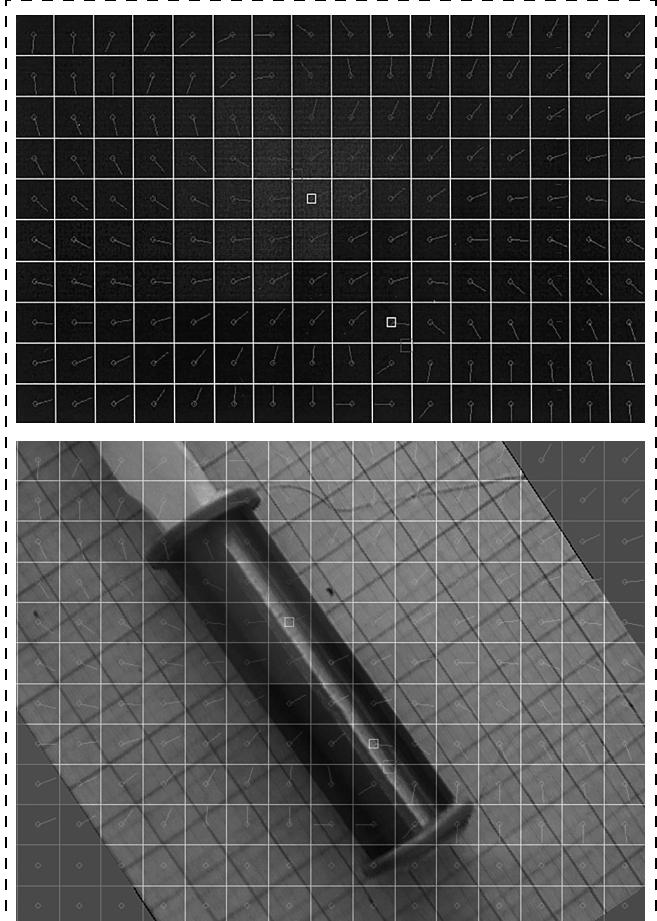


Рис. 3. Определение расположения объекта

характерных признаков, позволяющих детектировать и распознавать протяженные объекты по их полям остаточной намагниченности.

Приведены эффективный алгоритм распознавания предметов, лежащих в плоскости датчиков. Показано, что основные характерные признаки магнитного полюса являются устойчивыми при выходе из плоскости до 15°.

Разработаны принципы построения системы программно-математического обеспечения (ПМО) для макетного образца системы обнаружения. Дальнейшее развитие связано с разработкой алгоритмов трехмерного распознавания объектов и выбором оптимальной конфигурации датчиков.

Список литературы

1. Horn B. K. P. Closed-form solution of absolute orientation using unit quaternions // Journal of the Optical Society of America A. 1987. April. V. 4. P. 629.
2. Best P. J., McKay N. D. A Method for Registration of 3-D Shapes // IEEE Trans. Pattern Analysis and Machine Intelligence. 1992. N 14. P. 239–256.
3. Chetverikov D., Stepanov D. Robustifying the Iterative Closest Point Algorithm // Third Hungarian Conference on Image Processing and Pattern Recognition. 2002. P. 1–9.
4. Stepanov D. Three-dimensional Point Sets Registration and Laser Scanning // M. Sc. Degree Thesis. Budapest University of Technology and Economics, 2002.
5. Wynn W. M. Detection, localization and characterization of the static dipole sources // Detection and Identification of Visually Obscured Targets / C. E. Baum. Philadelphia: Taylor and Francis, 1999. P. 337–374.
6. Kullman W., Dallas W. J. IEEE Trans. Biomed. Eng. 1987. BME-34. P. 837.

Новости нанотехнологий

HP провозглашает конец кремниевой эры

Компания HP впервые официально заявила о том, что у нее есть стратегия развития наноэлектронной базы, которая составит основу будущей электронно-вычислительной промышленности. Презентацию новой технологии производства компания провела в ряде статей журнала *Applied Physics*.

"Мы уверены, что благодаря новому подходу в области микроэлектроники и нанотехнологиям технологии производства компьютерных чипов переместятся ниже по размерной шкале до отдельных молекул. Это позволит отказаться от традиционной кремниевой микроэлектроники и начать освоение молекулярной наноэлектроники", — сказал Стэн Уильямс, глава отдела HP в области квантовых исследований. — "Переход к молекулярной электронике состоится благодаря развитию трех направлений: результатов фундаментальных исследований в области квантовой физики в nano-размерном диапазоне, построению архитектуры чипов нового типа, позволяющей более эффективно использовать возможности наноэлектроники и, конечно, методам дешевого массового производства наноэлектронных компонентов".

Заявлению HP журнал *Applied Physics* посвятил специальный выпуск, в котором были детально освещены все три направления.

HP организовал также Международный симпозиум в области нанотехнологий, который состоялся 25 марта в HP Labs. Обсуждали на нем стратегии

перехода от микро- к наноэлектронике только приглашенные лица. На симпозиуме присутствовали 16 наиболее известных ученых в области микроэлектроники, а также представители крупнейших электронных компаний и университетов. На симпозиуме также обсуждалось будущее закона Мура, сформулированного 40 лет назад. Гордон Мур, глава компании Intel, сформулировал эмпирический закон, согласно которому производительность выпускаемых процессоров удваивается каждые два года. Технология производства современных микроэлектронных чипов приближается к тому пределу, после которого соблюдение закона станет невозможным. Однако благодаря наноэлектронике и молекулярным системам обработки информации этот закон может получить "второе дыхание".

"Компьютеры будущего будут разительно отличаться от современных, — говорит Уильямс. — Представьте себе, что вы можете сделать вычислительное устройство, помещающееся на торце человеческого волоса. Благодаря таким сверхмалым размерам конечный продукт (мобильный телефон, персональный компьютер) сможет выполнять гораздо больше функций, чем сейчас. Поэтому компьютеры станут такими же доступными и повсеместными, как воздух, вода или электричество, используемые в повседневной жизни. Применение нанокомпьютеров ограничено только нашим воображением".

Такие заявления и прогнозы компании HP связаны с новой архитектурой построения компьютеров. Она основана на новых молекулярных ключах

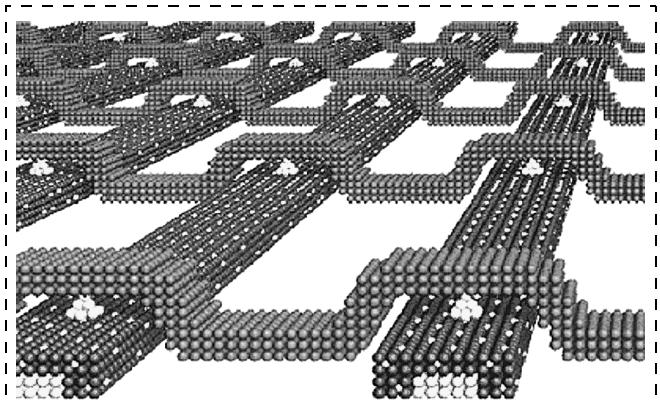


Рис. 1. Матрица наноэлектронных ключей

(рис. 1), представляющих собой пересекающиеся линии, между которыми при подаче на них напряжения возникают проводящие мостики. Преимущество нового ключа состоит в том, что благодаря конструкции устройства емкость памяти на его основе будет выше той, которая существует сейчас. Если же использовать каждый ключ в качестве элемента памяти, то емкость одного слоя составит $2,5 \text{ Гбит}/\text{см}^2$, в то время как самые "сверхплотные" чипы памяти характеризуются емкостью в $1 \text{ Гбит}/\text{см}^2$ (рис. 2, см. третью сторону обложки).

Такая архитектура позволяет использовать каждое место пересечения в качестве ячейки памяти или транзистора. Конструкция логики позволяет также максимально использовать объем чипа, что приведет к созданию многослойных наноэлектронных устройств.

Как утверждают специалисты компании, "узловая" архитектура, сформированная пересекающимися нанопроводниками (*crossbar architecture*), позволит упростить массовое производство чипов. Как ни странно, новые чипы будут дешевле обычных кремниевых благодаря большим объемам производства.

Уильямс также заявил, что компания увеличит количество исследований, проводимых в наноразмерном диапазоне, чтобы лучше разобраться с физикой наномира.

"В наноразмерном диапазоне квантовая механика играет большую роль, поэтому ею нельзя пренебречь. Это связано с волновой природой электрона. Как раз в "квантовом" мире электрон ведет себя как волна, а не как частица. Это, конечно, приносит много проблем при конструировании наноэлектронных устройств. Но вместе с тем, это же позволяет создать более быстродействующие компьютеры. Сейчас мы работаем над тем, как можно использовать эти квантовые эффекты для повышения быстродействия чипов", — говорит Уильямс.

И наконец, исследовательские коллективы HP работают над переводом лабораторных прототипов в массовое производство. Одна из основных задач команды состоит в том, чтобы найти экономически эффективные методы производства наночипов. "Это давняя традиция компании — поддержка производства новыми исследованиями, идеями, прототипами", — говорит Уильямс. — "Мы делаем все для того, чтобы в будущем нанокомпьютеры стали основной линией продуктов HP".

Исследователей, в первую очередь, интересует возможность нанолитографии для производства новых чипов. Но ведутся исследования и в области химической самосборки — это позволит достичь больших объемов производства.

Интересно то, что подход компании многосторонний: квантовые ключи предполагают использовать в качестве сенсоров для анализа молекул ДНК.

"Конечно, по развитию наноэлектроники в HP работы много, и мы не справимся с исследованиями и их реализацией без коллег и партнеров из других компаний", — говорит Уильямс. — "Вот почему мы и организовали симпозиум. На нем мы попытаемся решить наиболее важные вопросы о сотрудничестве с другими исследовательскими коллективами".

Источник: Beyond Silicon: HP Outlines Comprehensive Strategy for Molecular-scale Electronics (<http://www.hp.com/hpinfo/newsroom/press/2005/050314a.html>)

"Многоножка" стартует с 10 Гб

11 марта 2005 г. стало знаменательной датой в истории устройств хранения данных. На выставке CeBit в Ганновере компания IBM представила работоспособный чип устройства квантового хранения данных — *"Millipede"* ("многоножка"). Это новое устройство хранения данных, которое, по прогнозам IBM, заменит существующие чипы Flash-памяти. До сего времени "многоножка" существовала в виде ряда прототипов и концептуальных моделей. Теперь в свет вышел полностью работоспособный чип.

"Многоножка" представляет собой "чистую" цифровую технологию. Принцип ее работы можно сравнить с работой старых проигрывателей грамм-пластинок, в которых считающая вибрирующая игла скользила по борозде, несущей информацию, только у "многоножки" есть ряд кантилеверов, которые скользят по поверхности хранения данных, имеющей углубления, кодирующие 1 и 0. Таким образом, отклонения кантилеверов от равновесного положения переводятся в набор 0 и 1.

Этот чип, в отличие от прототипов (которые содержали около трети АСМ-зондов), состоит из матрицы, содержащей 4096 кантилеверов, выпол-

ненных как устройства чтения/записи (подобные кантилеверы используются сейчас в атомно-силовых микроскопах). На рис. 3 (см. третью сторону обложки) можно увидеть, как устроена "многоноожка".

Благодаря нанотехнологиям чип изготовлен по 10-нанометровому техпроцессу, позволяющему размещать на органической пленке (которая выступает в качестве носителя информации) углубления диаметром 10 нм. Расстояние между углублениями составляет 100 нм, что позволило разместить на чипе довольно большую матрицу атомно-силовых кантилеверов. Наличие углубления соответствует логической 1, а его отсутствие — логическому 0. Кантилевер — это специальный атомно-силовой зонд (рис. 4), который "ощупывает" сканируемую поверхность, изменяя свое положение в пространстве в зависимости от того, встретит он на пути углубление или нет.

При чтении данных специальный привод кремниевого "стола", на котором размещена пленка с данными, перемещает ее в плоскости по заданным координатам X и Y . А привод мультиплексора позволяет управлять каждым кантилевером индивидуально, обеспечивая адресацию памяти. При этом матрица кантилеверов обеспечивает параллельное чтение/запись данных.

Каждый кантилевер выполняет операции чтение/запись только в отведенной для него области. Операция записи происходит термомеханическим путем с помощью головок кантилеверов (рис. 5). Для поддержания постоянной температуры пленки, необходимой для проведения процедур записи и стирания данных, на чипе находится ряд нагревательных элементов. Толщина слоя ПММА (полиметилметакрилата), на котором хранятся данные, 70 нм. Принцип работы устройства в целом позаимствован у систем, работающих с перфокар-

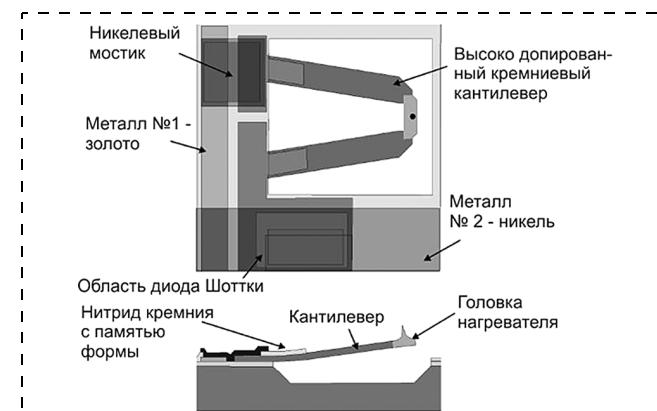


Рис. 5. Строение отдельного термомеханического кантилевера

тами. Но в отличие от бумажных перфокарт "Многоноожка" умеет стирать продырявленную ею информацию (благодаря пластическим свойствам ПММА и ряду нагревательных элементов).

Уже готовый выставочный чип может хранить 1,2 Гбит (или 153 Гбайт) на площади в квадратный дюйм. Для сравнения представьте чип размерами с почтовую марку, на которой можно записать содержимое 25 DVD дисков. Размеры матрицы из 4096 кантилеверов, представленной на выставке в Ганновере, — 6,3 × 6,3 мм.

На рис. 6 можно увидеть строение чипа, состоящего из матрицы 32 × 32 кантилеверов (что в 4 раза меньше существующей). Отдельно показаны сенсоры температуры и нагреватели, которые формируют необходимую для работы температуру слоя ПММА. А на рис. 7 — готовое устройство с 4096 кантилеверами, которое было представлено на CeBit в Ганновере.

Следующие устройства на основе технологии "Многоноожки" будут иметь емкость 100 Гбит при размерах обычных SD-карт. Как утверждает Йохан-

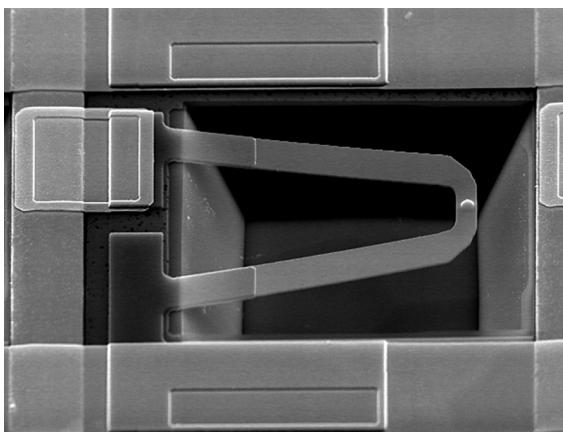


Рис. 4. Кантилевер "Многоноожки"

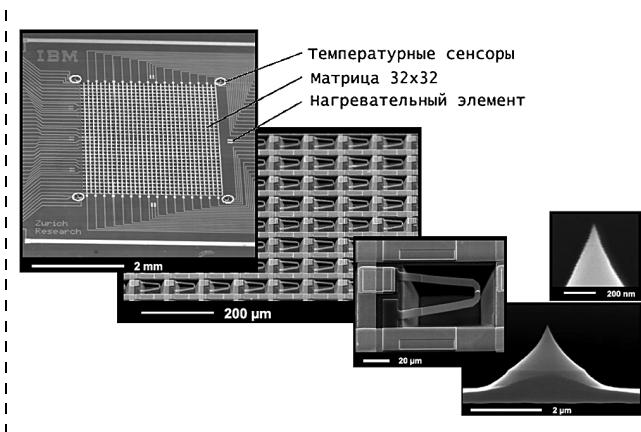


Рис. 6. Структура чипа "Многоноожки" с 1024 кантилеверами

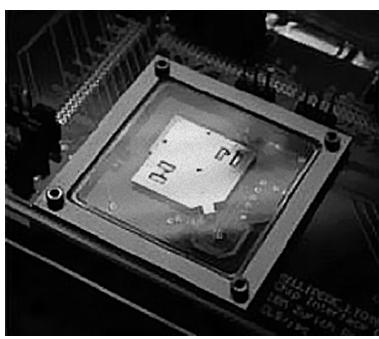


Рис. 7. Чип, представленный в Ганновере

нес Вайнделен, менеджер проекта, минимальная емкость "Многоножки" составит 10 Гбит. Вайнделен также заявил, что IBM уже способна изготавливать "многоножки" в серийном исполнении на базе кремниевых МЭМС.

Как мы видим, электроника медленно, но уверенно перемещается в область нанотехнологий. И заявления компаний HP и IBM — тому пример.

Компания IBM заявила также, что эта переломная технология завоюет рынок к 2007 г. Если летом 2004 г. IBM заявляла, что определяется — будет ли "Многоножка" продуктом, или нет, то сегодня выставка в Ганновере дала ответ на этот вопрос. Теперь остается ждать "Многоножку" на прилавках магазинов.

Источник: The "Millipede" — Nanotechnology Entering Data Storage ([http://domino.research.ibm.com/comm/pr.nsf/pages/rscl.millipede-picg.html/FILE/\\$pv7201-preprint.pdf](http://domino.research.ibm.com/comm/pr.nsf/pages/rscl.millipede-picg.html/FILE/$pv7201-preprint.pdf))

Батарейку от Toshiba можно зарядить за 60 секунд



Рис. 8. Нанобатарейка (3,8 × 62 × 35 мм)

Компания Toshiba разработала литиево-ионную батарею на основе наноматериалов, которая заряжается примерно в 60 раз быстрее обычной. За одну минуту ее можно заправить на 80 %, а полная емкость аккумулятора (у первого образца она была равна 600 мА·ч) заполняется через несколько минут (рис. 8).

Как сообщает компания, новый аккумулятор обладает рядом других преимуществ перед распространенными аккумуляторными батареями (в том числе, литиево-ионными).

Создать нанобатарейку удалось благодаря новой технологии, основанной на использовании наночастиц, находящихся в составе материала отрицательного электрода батареи. При зарядке батареи наночастицы быстро собирают и хранят ионы

лития. Прекрасные показатели времени зарядки батареи — не единственное достоинство прототипа. Нанобатарейка будет служить дольше — за 1000 циклов заряда-разряда она теряет всего 1 % своей емкости. Также она может работать на сильном морозе: при температуре -40°C емкость батареи составляет 80 % (при $+25^{\circ}\text{C}$ она равна 100 %)!

Опытный образец имеет размеры $3,8 \times 62 \times 35$ мм и предназначается, в первую очередь, для бытовой электроники и мобильных электронных устройств. Однако данную технологию Toshiba намерена распространить и на другие области, например, гибридные автомобили.

На рынке скоростная батарейка появится в 2006 году.

Источник: New battery offers unsurpassed recharge performance and high energy density (http://www.toshiba.co.jp/about/press/2005_03/pr2901.htm)

Новый подход в наномоторах — использование силы поверхностного натяжения

Физики из США построили первый наноэлектромеханический актиоатор, который использует эффекты поверхностного натяжения. "Релаксирующий осциллятор" состоит из двух капель жидкого металла на поверхности углеродных нанотрубок и приводится в движение слабым электромагнитным полем. Алекс Зеттл и его коллеги из Калифорнийского университета и Национальной лаборатории Лоуренса заявляют, что новый наномотор послужит приводным устройством для различных наноэлектромеханических систем (НЭМС).

Поверхностное натяжение играет большую роль в наноразмерном диапазоне. Уже в микрометровом диапазоне оно играет доминирующую роль по сравнению с другими силами. Вот почему, например, некоторые насекомые могут ходить по поверхности воды. Слабое электромагнитное поле может изменять поверхностное натяжение капель жидкости и это применяется в таких устройствах, как струйные принтеры. Но до сих пор эту силу не рассматривали в качестве движущей.

Схематическое изображение наноэлектромеханического релаксирующего осциллятора "Две капли жидкости", обозначенные I и II, расположены на поверхности углеродной нанотрубки. Электрический ток, протекающий по нанотрубке, вызывает миграцию отдельных атомов капель вдоль поверхности нанотрубки от капли I к капле II (направление показано маленькой стрелкой). Радиус маленькой капли II увеличивается быстрее, чем уменьшается радиус капли I. Процесс длится до тех пор, пока капли не соприкасаются друг с другом. Силы поверхностного натяжения заставляют кап-

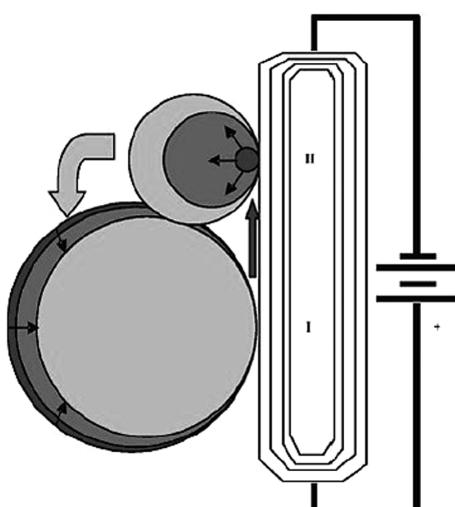


Рис. 9. Принцип действия наномотора

ли поменялись местами, используя созданный касанием гидродинамический канал. Затем цикл повторяется. Частота перемещения капель зависит от значения постоянного напряжения, приложенного к нанотрубке.

Осциллятор, изготовленный Зеттлом и его коллегами, состоит из "большой" капли жидкого индия диаметром 90 нм, расположенной рядом с "маленькой", диаметром 30 нм (рис. 9). Цикл осциллятора состоит из быстрой "релаксации" и медленного "восстановления" капель. Группа исследователей запустила мотор с быстрой фазы "восстановления", приложив постоянное напряжение к нанотрубке, заставив атомы мигрировать от одной капли к другой.

Ряд микрофотографий (рис. 10), полученных с помощью ТЭМ микроскопии, показывают один период колебания осциллятора. Вторая фотография слева показывает обмен жидким металлом между каплями I и II. Нанотрубка, видимая на фотографиях, служит нанопроводником электрического тока. На первом изображении капля II еще видна, но уже на третьем она увеличилась до соприкосновения с каплей I. На четвертом кадре можно видеть состояние осциллятора после релаксации, соответствующее началу цикла.

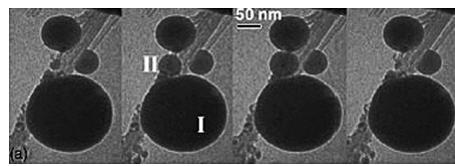


Рис. 10. Микрофотографии наноэлектромеханического осциллятора

С помощью камеры, встроенной в ТЭМ (протягивающий электронный микроскоп), исследователи наблюдали процесс переноса атомов от одной капли к другой. Как только капли соприкасались друг с другом, между ними возник гидродинамический канал, который способствовал ускоренному перетеканию атомов металла и, таким образом, капли менялись местами. Со временем этот процесс повторялся (см. рис. 10).

Зеттл и его команда уверены, что смогут увеличить частоту работы осциллятора, увеличив амплитуду постоянного напряжения, подаваемого на нанотрубку. В работающем наномоторе цикл обмена каплями протекает за 200 пс приложенном напряжении в 1,3 В. Если учёные повысят напряжение до 1,5 В, то частота устройства войдет в гигагерцевый диапазон.

Источник: New look for nanomotors
(<http://www.nanotechweb.org/articles/news/4/3/11/1>)

Компания НТ-МДТ вывела на рынок новые DLC-иглы

Недавно компания НТ-МДТ предложила рынку новые суперострые алмазоподобные иглы (*Super sharp Diamond-Like Carbon tips — DLC*). Такие иглы с типичным радиусом кривизны 1 нм необходимы для получения высокого разрешения на объектах размером в несколько нанометров. Новые DLC-иглы имеют длительное время жизни благодаря высокой износостойкости материала.

DLC-иглы могут быть выращены на любом зонде стандартной серии. Каждая кремниевая игла после процесса выращивания проверяется на РЭМе. Это позволяет отобрать зонды с DLC-иглой, длина которой превосходит другие на 20 нм и более. Другими словами, одна из игл имеет рабочую длину не менее, чем 20 нм (рис. 11).

Д. В. Клиновым (Институт биоорганической химии, РАН) была получена СТМ-картина ДНК (рис. 12, см. четвертую страницу обложки) на модифицированном графите (HOPG) с суперразрешением DLC-иглами на модели Solver BIO (NT-MDT Co.). Размер ДНК (2–2,5 нм) почти идентичен реальному размеру ДНК (~2 нм)! Стандартные зонды обеспечивают визуализацию ДНК размером 10–15 нм.

Источник: NT-MDT

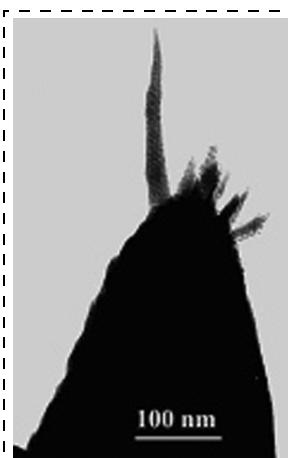


Рис. 11. DLC-игла

Наноматериалы частично поражают легкие

Наноматериалы — сегодняшние фавориты индустрии — выявлены в номенклатуре выпускаемых изделий от косметики до электроники. Тем не менее, новое исследование на животных показало, что, попав при дыхании в легкие, эти микроскопические сферы (фуллерены) и углеродные нанотрубки могут стать причиной больших проблем, особенно для рабочих, изготавливающих их и манипулирующих ими.

Это заявление поступило со встречи Общества по токсикологии, проходившей в Нью-Орлеане. Особенно ошеломили сообщения, раскрывающие детали того, как наноматериалы взаимодействуют с организмом человека. Большинство исследований фокусировалось на эффектах воздействия на легкие, потому что размер частиц позволяет им достигать их наиболее чувствительных тканей.

John T. James из *NASA Johnson Space Center* в Хьюстоне и его коллеги впрыскивали наночастицы в дыхательные пути мышей и затем исследовали их через неделю, а затем через 3 мес. Несмотря на то, что фуллерены не вызывали повреждений, равное по массе количество углеродных нанотрубок причиняло значительное повреждение легким и даже вызвало смерть нескольких животных.

Воздействие наночастиц и нанотрубок на ткани животного видно на одном из рисунков: клетки иммунной системы, называемые макрофагами, захватывают нанотрубки, но затем погибают (рис. 13, см. четвертую сторону обложки). На рисунке видно, как воспаление постепенно переходит в рубцевание ткани легких (так называемая гранулема легких) при воздействии на ткань раствора нанотрубок.

Джеймс описывает дозу, которую использовала его группа, как завышенную. Он полагает, что при текущей федеральной норме ПДК (предельно допустимой концентрации) для вдыхаемого углерода (не структурированного в виде наноматериалов) рабочие могут получить эквивалентную дозу за 17 дней.

Исследователи во главе с Petia Simeonova из *National Institute of Occupational Safety and Health in Morgantown* в Западной Вирджинии также наблюдали насыщенные наночастицами гранулемы в тканях подопытных мышей, получивших схожие дозы углеродных трубок.

Исследователи также оценивали повреждение митохондриальной ДНК в тканях сердца и аорты. Митохондриальное повреждение предвещает начало атеросклероза. Опыты на мышах, подвергшихся воздействию нанотрубок, продемонстрировали

значительное повреждение ДНК, которое продолжалось, по меньшей мере, 6 мес. Simeonova заявила, что произошло существенное повреждение тканей, а это еще один фактор риска для атеросклероза в сердце, аорте и легких животных.

На собрании Akinori Shimada из *Tottori University* (Япония) представил первую серию снимков, изображающих наночастицы, попадающие из легких в кровь. Контактируя в течение минуты с капиллярами дыхательных путей тканей легких мыши, углеродные наночастицы начинают поступать через межклеточное пространство в капилляр. Там отрицательно заряженные наночастицы улавливаются красными кровяными клетками, которые в организме имеют положительный заряд. Если это присоединение вызовет смену знака заряда на поверхности клетки крови, предполагает Shimada, это может стимулировать скопление, и образуется тромб.

Исследователи из *University of Rochester* (N. Y.) сообщили об увеличении чувствительности свертываемости крови у кроликов, которые вдыхали углеродные фуллерены. Команда повреждала кровеносные сосуды уха животных лазером и затем измеряла время образования тромба.

Имитируя загрязнение воздуха в городе, исследователи давали кроликам воздух, содержащий 70 мкг/м³ фуллеренов, в течение 3 ч. В этом режиме время свертывания составило меньше половины от времени испытания, проведенного двумя днями ранее, при котором животные дышали чистым воздухом. Эффект проявлялся вскоре после воздействия, сообщает Alison Elder.

Многие исследователи, допускающие потенциальную опасность наночастиц, указывали, что на производствах часто используются многочисленные токсины и опасные вещества. "Эти исследования очень важны", — сказал на заседании Anthony Seaton, почетный профессор *University of Aberdeen* (Шотландия). — "Будет замечательно, если промышленность сохранит КДК низким".

Источник: Exposure to minute particles harms lungs, circulatory system (<http://www.sciencenews.org/articles/20050319/fob1.asp>)

Сверхконденсаторы из углеродных нанотрубок

Сверхконденсаторы очень большой емкости можно сделать из углеродных нанотрубок, используя технологию, предложенную исследователями из *UC Davis*. Сверхконденсаторы — это устройства для хранения электричества, способные выдавать большое количество энергии за короткое время. Транспортные средства, работающие на электри-

чество и топливных ячейках, требуют для старта более мощный импульс электричества, чем могут обеспечить обычные батареи. Сверхконденсаторы также пригодятся в электронике и других областях, где необходим мощный и короткий импульс энергии. Новые устройства могут вырабатывать 30 кВт/кг, по сравнению с 4 кВт/кг, характерных для самых "продвинутых" современных конденсаторов.

Профессор *Ning Pan* и его команда создали суспензию из нанотрубок — крошечных пустотелых углеродных цилиндров диаметром в несколько атомов. Они разработали метод нанесения нанотрубок на никелевую подложку так, чтобы нанотрубки располагались близко друг к другу. Традиционные конденсаторы (или "конденсаторы Фарадея") накапливают электрический заряд между двумя проводящими пластинами, разделенными слоем диэлектрика. При этом, чем больше площадь их поверхности, тем больший заряд накапливает конденсатор. "Благодаря своему малому размеру нанотрубы обладают огромной площадью поверхности, на которой можно накапливать энергию" — говорит *Pan*.

Результаты работ опубликованы в февральском выпуске журнала *Nanotechnology*.

Источник: Nanotubes enable dense supercapacitors (<http://www.automotivedesignline.com/showArticle.jhtml?printableArticle=true&articleId=60405658>)

Газовый наносенсор на основе проводящего полимера

Исследователями из Национального института стандартов и технологий США (*NIST*) был сконструирован новый наносенсор на основе проводящих полимерных пленок, который может улавливать газообразные химические соединения (рис. 14, см. четвертую сторону обложки). Их работа была описана в выпуске журнала Американского Химического Общества от 6 апреля. Благодаря нанопорам, расположенным на полимерной пленке, сенсор детектирует очень малые концентрации газообразных химических соединений. Устройство также можно легко изготовить с помощью уже существующих технологий производства полимерных пленок. Но, в первую очередь, создание газового наносенсора обязано электропроводящим полимерам. Они обладают электрическими и оптическими

свойствами, близкими к свойствам металлов и полупроводников. Но в отличие от металлов, их легче синтезировать, они дешевле и, что самое интересное — могут изгибаться. Благодаря этим уникальным свойствам электропроводные гибкие полимеры сегодня — объект пристального внимания со стороны мировой микроэлектронной индустрии.

Полианилин, например, один из представителей класса электропроводящих полимеров. Он может использоваться во многих электронных интегральных схемах. Однако его трудно обрабатывать, так как он плохо растворяется в большинстве традиционных растворителей. Исследователи из *NIST* решили эту проблему, поместив наночастицы полианилина в слабый раствор растворителя.

"Прелесть этого метода в том, — говорит Гуофэн Ли, один из ученых, работающих над газовым наносенсором, — что цепи полимера анилина несут естественный положительный заряд. Как только мы синтезировали наночастицы, они не слипаются друг с другом, так как несут одинаковый заряд, и силы электростатики действуют на них отталкивающие. Более того, этими положительно заряженными наночастицами можно манипулировать, применив к раствору электрическое поле определенного шаблона для того, чтобы получить структуру необходимой конфигурации".

В течение процесса синтеза с помощью метода, предложенного исследователями из *NIST*, был получен наногубчатый полианилин, который способен эффективно захватывать молекулы газов. Далее исследователи продемонстрировали, как можно с помощью этого полимера детектировать спирт или водяной пар. Для того чтобы перенастроить сенсор на другие газы (токсичные, например), исследователям необходимо провести ряд дополнительных изысканий.

Ученые из *NIST* запатентовали полученный наносенсор (рис. 15, см. четвертую сторону обложки) и принцип его производства. Принцип действия наносенсора довольно прост: микронагреватель постепенно нагревает нанопористый полианилин, сопротивление последнего зависит от того типа молекул, которые в нем находятся. По изменениям электрического тока, протекающего через наносенсор, ученые узнают, на какой газ он среагировал.

Источник: New gas sensors patterned with conducting polymer (http://www.eurekalert.org/pub_releases/2005-04/nios-ngs041205.php)

АННОТАЦИОННЫЕ ОТЧЕТЫ ПО ТЕМАМ РФФИ

В этом номере мы начинаем публикацию аннотационных отчетов, полученных в инициативных научных проектах в области физики, математики, информатики, механики, химии и биологии и поддержанных Российским фондом фундаментальных исследований (РФФИ) по итогам конкурса 1999 г. Эти отчеты представляют определенный интерес для специалистов в области микро- и наносистемной техники. Общий список работ опубликован в "Информационном бюллетене РФФИ", № 7, 1999 г. (<http://www.rfbr.ru>).

Нанотрубы и фуллерены в экстремальных условиях: моделирование структуры и электронного строения ковалентно связанных каркасных кластеров и кристаллических твердых тел на их основе

Номер проекта: 99-02-17578
Год представления отчета: 2002

Проведено моделирование и вычисление электронных энергетических спектров следующих новых фуллереновых и нанотрубных структур в экстремальных условиях: D_{6h} структуры из трехмерно-полимеризованных C₃₆ фуллеренов, константы решетки которых соответствуют экспериментальным данным. Определена новая фаза трехмерно полимеризованного C₆₀ по данным рентгеноструктурного анализа материала, полученного при высоком давлении 22,4 ГПа, при <3 + 3> циклических присоединений C₆₀ слоев тетрагональной фазы между собой. Получены соотношения между полными энергиями кластеров углерода и некоторыми их производными, содержащими в каркасе одну или несколько пар атомов В и N. Установлено, что с помощью этих соотношений можно, не проводя сложных расчетов, оценить относительную стабильность полиэтиловых карбонитридов бора и их углеродных аналогов. Представлены результаты расчета методами молекулярной динамики фазовой диаграммы полимеризационного процесса пересекающихся нанотруб, структуры и электронного спектра новых углеродных кристаллов из полимеризованных (6,6), (6,0) (9,0) (12,0) нанотруб в пучке. Показано, что трансформация нанотруб при ковалентной связи между собой в плотноупакованной проводящей структуре приводит к радикальному изменению ее электронных свойств: П-ОСНТ кристалл становится полупроводником, а при полной трансформации sp²-атомов углерода в sp³ гибридизированные — диэлектриком. Оценки температура—давление диаграммы перехода в полимерную фазу и объемного упругого модуля близки к экспериментальным данным. Проведено моделирование новых Y-образных структур из <зигзаг> и

<кресло> нанотруб и исследованы эффекты стабилизации и выпрямления тока на них. Рассмотрены на примере диборидов магния и циркония структуры и энергетические характеристики нового класса нанотруб и фуллеренов из сдвоенных слоев треугольной сетки атомов металла M и графитообразной сетки атомов бора. Результаты получены впервые, они имеют важное значение для разработки синтеза предложенных фуллереновых и нанотрубных структур, а также в понимании физико-химических процессов с участием этих структур.

Центр физических исследований им. П. Н. Лебедева

Память формы магнитоупорядоченных сплавов Гейслера; возможность магнитного управления их размером и формой

Номер проекта: 99-02-18247
Год представления отчета: 2002

Экспериментально обнаружен и исследован эффект памяти формы, обусловленный магнитоиндукционным структурным фазовым переходом в поликристаллических сплавах Гейслера Ni₂ + X — Y — ZMn₁ — XFeYCoZGa. Восстановливаемая деформация изгиба образцов превысила 3 % при одностороннем и 0,24 % при двустороннем эффекте памяти формы. Преимущество полученных результатов по сравнению с результатами известных работ по гигантской магнитострикции в монокристаллах сплавов Ni—Mn—Ga за счет перестройки мартенситных доменов (вариантов) заключается в большей универсальности эффекта (обратимо восстанавливается любой вид деформации — растяжение, сжатие, кручение, изгиб и т. п.) и в возможности применения поликристаллических образцов без снижения эффекта. Предложена теория, которая хорошо объясняет как вид фазовой диаграммы и возможность обратимого структурного перехода по магнитному полю при постоянной температуре, так и основные явления при магнитном управлении памятью формы. В образцах Ni₂ + XMn₂ — XGa

экспериментально изучен фазовый переход типа порядок — беспорядок (L21 — B2'), построена фазовая диаграмма и показано, что это переход 2-го рода. Экспериментально и теоретически изучен предмарктенситный фазовый переход в модулированную фазу. Полученные теоретически и экспериментально фазовые диаграммы хорошо согласуются.

Институт радиотехники и электроники РАН

Исследование магнитных и магнитооптических свойств микромагнитных структур низкой размерности в материалах с различной степенью дальнего порядка

Номер проекта: 99-02-16595

Год представления отчета: 2002

За отчетный период в рамках проекта проводилось магнитооптическое исследование низкоразмерных микромагнитных структур в материалах с различной степенью дальнего порядка (моноцисталические, наноцисталические и аморфные материалы). Установлены особенности магнитных и магнитооптических свойств Fe/Ti, Zr, Pt, CoNi/Pd двухслойных, Fe/Ti, Zr, Pt/Fe, CoNi/Pd/CoNi трехслойных, Fe/Pd многослойных тонкопленочных структур; сэндвичей с клинообразным магнитным (Fe, Co) и немагнитным (Pt, Pd) слоем, а также аморфных магнитомягких материалов на основе железа и кобальта, изготовленных в виде лент и микропроволок. Обнаружено, что поле насыщения изучаемых трехслойных структур осциллирует по величине при изменении толщины немагнитного слоя, причем период и амплитуда этих осцилляций зависит от толщины магнитного слоя. Полученные данные объяснены наличием обменного взаимодействия между магнитными слоями через немагнитный разделительный слой. Впервые наблюдалась осцилляции магнитооптического эффекта в Fe-клин/Pt-клин, Со-клин/Pd-клин сэндвичах при изменении толщины Pt и Pd слоев. Этот экспериментальный факт был объяснен появлением в Pt и Pd слоях спин-поляризованных Quantum Well States. Экспериментально изучены локальные магнитные характеристики и микромагнитная структура Со обогащенных аморфных микропроволок в исходном состоянии и при наличии растягивающих напряжений. Впервые экспериментально доказано, что в Со обогащенных аморфных микропроволоках с отрицательной константой магнитострикции существуют круговые домены с 90-градусной относительно оси проволоки ориентацией намагниченности в соседних доменах. Обнаружено, что ширина круговых доменов уменьшается с

ростом растягивающих напряжений. Установлены особенности микромагнитной структуры FeCuNbSiB аморфных микропроволок в исходном состоянии и после термической обработки. Изучена микромагнитная структура и локальные магнитные характеристики пермаллоевых элементов микрометровых размеров. Доказано, что поведение образцов пониженной размерности во внешнем магнитном поле определяется неоднородными магнитодипольными полями. Впервые обнаружены гигантские доменные границы (ДГ) в аморфных ферромагнетиках, подвергнутых специальной термовременной обработке в процессе изготовления аморфной ленты. Ширина ДГ на поверхности составила около 7 мкм. Исследована магнитная поверхностная структура гигантских доменных границ (ГДГ), наблюдавшихся в FeCuNbSiB аморфных лентах. Обнаружено влияние слабосорбированных молекул воды на динамику ГДГ и магнитную восприимчивость изучаемого аморфного материала. Эффекты объясняются, соответственно, торможением ГДГ на флуктуациях магнитных приверхностных дефектов, возникающих в результате давления кластеров молекул воды на стенки микропор, и появлением поверхностной перпендикулярной магнитной анизотропии за счет сжатия поверхности между микропорами.

Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова

Исследование структуры и свойств сверхтонких сегнетоэлектрических двумерных пленок Ленгмюра—Блоджетт

Номер проекта: 9-02-16484

Год представления отчета: 2002

Отработана оптимальная методика Ленгмюра—Блоджетт для переноса полимерных сегнетоэлектрических пленок толщиной от одного до сотен мономолекулярных слоев (5—500 Å) на различные типы подложек (стекло, кварц, слюда, графит, кремний, двуокись олова, алюминий). Исследован высокотемпературный сегнетоэлектрический переход и низкочастотная диэлектрическая дисперсия в ленгмюровских пленках сополимера поливинилиденфторида-трифтотиленена (ПВДФ/ТрФЭ 70:30 %). Предложен корректный метод учета несегнетоэлектрического (окисного) слоя на границе раздела пленка—подложка, который оказывает заметное влияние на диэлектрические свойства сверхтонких пленок. Впервые показано, что в данных системах количественно выполняется модель Ландау—Гинзбурга для фазовых переходов первого рода. Определены соответствующие феноменологические константы Ландау—Гинзбурга. Исследо-

ваны толщинные зависимости диэлектрических свойств пленок сополимера (ПВДФ/ТрФЭ 70:30 %). Впервые показано, что при уменьшении толщины до нескольких монослоев коэрцитивное поле достигает теоретического значения, предсказываемого моделью Ландау, но до сих пор не наблюдавшегося. Исследована структура ленгмюровских пленок сополимера (ПВДФ/ТрФЭ 70:30 %) методами нейтронного рассеяния, рентгеновской дифракции, рентгеновской фотоэмиссии. Обнаружен новый фазовый переход, связанный с изменением сжимаемости пленок при температуре ниже 160 К. Впервые получены сегнетоэлектрические пленки на основе центросимметричных молекул фталоцианина меди. Показано, что такие пленки имеют сегнетоэлектрический фазовый переход первого рода вблизи комнатной температуры. Получены ленгмюровские пленки на основе сополимеров (поливинилиденфторида — тетрафторэтилена 70 %:30 %) на подложках из алюминия и двуокиси олова, толщиной 4—12 слоев, и ленгмюровские пленки на основе сополимера поливинилиденфторида со фторуглеродом с углеводородной цепью $(\text{CH}_2 - \text{CF}_2)_n(\text{CF}_2 - \text{FC} - \text{COO}(\text{CH}_2)_{12}\text{CH}_3)_m$, $n = 95$, $m = 5$. Методом Ленгмюра—Шефера сформированы на подложках с двуокисью олова мультислойные гетероструктуры, состоящие из слоев сополимера (ПВДФ/ТрФЭ 70:30 %), с встроенными между ними слоями азокрасителя. Электрооптические свойства образцов изучали в спектральной области 400—1800 нм. В области спектра поглощения азокрасителя 400—650 нм обнаружен линейный эффект Штарка с максимумом на длине волны 520 нм. В красной и ближней ИК области спектра 650—1800 нм наблюдается линейный электрооптический эффект (эффект Покельса), обусловленный сегнетоэлектрическими (пьезоэффефтом) свойствами системы. Выявленный нами эффект электрооптической памяти в таких гетероструктурах сохранялся в течение длительного времени (несколько суток) до последующего воздействия постоянным полем. Получены гетероструктуры, состоящие из слоев сополимера (ПВДФ/ТрФЭ 70:30 %) с фотопроводящими монослоями фталоцианина ванадила PcVO (от одного до пяти мультислоев с обеих сторон) и чередующихся последовательно слоев сополимера и красителя (по три слоя). Исследованы сегнетоэлектрические свойства таких структур — зависимости спонтанной поляризации от напряжения, петля гистерезиса, емкости, температурные зависимости емкости. Методом угловой рентгеновской фотоэмиссионной спектроскопии исследованы ленгмюровские образцы сополимера (ПВДФ/ТрФЭ 70:30 %) с напыленной пленкой алюминия на предмет химического взаимодействия Al с молеку-

лами сополимера. В результате проведенных исследований были определены угловые соотношения интенсивностей рентгеновской фотоэмиссии для алюминия и углерода, уровней Al 2p, C 1s, и показано, что области перехода от сополимера к алюминию не имеют по форме резкой границы. Проведено комплексное исследование сегнетоэлектрического переключения ультратонких пленок Ленгмюра—Блоджетт как между металлическими электродами, так и локально, с помощью метода электростатической силовой микроскопии. Методом электростатической силовой микроскопии впервые удалось косвенно наблюдать за изменением спонтанной поляризации под действием электрического поля на масштабах в сотни нанометров. Исследована кинетика переключения сверхтонких сегнетоэлектрических пленок на основе сополимеров (ПВДФ/ТрФЭ 70:30 %). Показано, что при переключении поляризованного состояния пленки (толщиной в 10 монослоев) пакетом электрических прямоугольных импульсов с временами в несколько микросекунд поляризованное состояние сохраняется длительное время (сотни часов).

Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова РАН

Нанокристаллические легкие сплавы: формирование, структура, свойства

Номер проекта: 99-02-17477
Год предоставления отчета: 2002

Исследован механизм зарождения нанокристаллов в легких сплавах на основе алюминия. Показано, что нанокристаллы зарождаются по гетерогенному механизму с переходной стадией. Определены коэффициент диффузии Yb и инкубационный период. Проанализировано возможное влияние процессов коалесценции по Оствальду на наблюдаемые гистограммы распределений нанокристаллов по размерам и показано, что изменение размера нанокристаллов, обусловленное прохождением процессов коалесценции, может быть существенно только после завершения роста нанокристаллов из аморфной фазы во время существования метастабильного равновесия системы нанокристаллы — аморфная матрица. Исследована тонкая структура нанокристаллов алюминия и установлено, что нанокристаллы являются практически бездефектными. Проведены измерения модуля Юнга на разных стадиях кристаллизации легких сплавов на основе магния и обнаружено, что при образовании метастабильной фазы модуль Юнга резко увеличивается (примерно на 50 %), это изменение является不可逆的.

группы легких нанокристаллических сплавов на основе алюминия и ее изменения при термообработке. При образовании нанокристаллической структуры микротвердость (и прочность) сплавов увеличивается. Максимальное значение твердости наблюдается при наибольшем количестве доли нанокристаллической фазы в материале. В сплавах с Се обнаружено образование новой метастабильной фазы, при выделении которой происходит резкое

охрупчивание. Определены параметр решетки и пространственная группа метастабильной фазы. Проанализированы возможные причины упрочнения сплавов при образовании нанокристаллической структуры. Увеличение прочности может быть обусловлено образованием бездефектных нанокристаллов алюминия в аморфной матрице.

Институт физики твердого тела РАН

ИНФОРМАЦИЯ

III Международная научно-техническая школа-конференция "Молодые ученые — науке, технологиям и профессиональному образованию в электронике", "МОЛОДЫЕ УЧЕНЫЕ — 2005"

26—30 сентября 2005 г.,
Москва

Организаторы конференции:

Министерство образования и науки Российской Федерации,
Российская Академия Наук,
Научный Совет РАН по физике конденсированных сред,
Российский Фонд Фундаментальных Исследований,
Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет),
Институт радиоэлектроники РАН,
Институт кристаллографии РАН,
НОЦ "Волновые процессы в неоднородных и нелинейных средах"
Председатель оргкомитета — д. ф.-м. н., проф. Сигов А. С.
Зам. оргкомитета — д. ф.-м. н., проф. Морозов А. И.
Ученый секретарь — Лучников А. П.

Научные направления:

1. Вопросы прикладной физики конденсированного состояния.
2. Релаксационно-диффузионные процессы и электрическая релаксация.
3. Тонкие пленки иnanoструктуры.
4. Новые активные диэлектрики.
5. Компоненты микро-, наноэлектроники и микросистемной техники.
6. Физические процессы в материалах при их электронной обработке.
7. Математическое моделирование в материалах и технологиях.
8. Высокие научные технологии и оборудование.
9. Новые методы и техника эксперимента.
10. Информационные технологии и телекоммуникации.

Работа будет проводиться по секциям:

1. Прикладная физика конденсированных сред.
2. Тонкие пленки и nanoструктуры.
3. Материалы, компоненты и научные технологии.
4. Методы и техника эксперимента.
5. Информационные технологии.

На конференцию приглашаются молодые ученые, инженеры, аспиранты для рассмотрения вопросов физики, технологии и математического моделирования процессов высоких научных технологий, а также информатизации процессов обучения в образовательной деятельности человека, что способствует гармоничному устойчивому развитию современного общества.

Организационный взнос — **200 руб.** (учащийся — 150 руб.) вносится при регистрации участника конференции.

Материалы конференции приобретаются авторами докладов отдельно по их себестоимости (ориентировочно **150 руб.** — один том).

Организационный взнос, а также стоимость Материалов конференции могут вноситься при регистрации или перечисляться по реквизитам:

Наименование: ОФК по ЗАО г. Москвы
ИНН 7729040491/КПП 772001001
ГОУ ВПО МИРЭА л/с 06075331950

Банк: Отделение 1 Московского ГТУ Банка России г. Москва 705, БИК 044583001, р/с 40503810600001009008, К/сч. — нет.

При перечислении денежных средств просим обязательно выделить строку "Назначение платежа" как: 5020000, № разреш. 0752068715 от 13.09.01. п.1 — Оргвзнос "Молодые ученые—2005" — Ф. И. О. докладчика.

В рамках конференции будут прочитаны лекции специалистов по указанным выше научным направлениям и проведен конкурс лучших научных работ.

Конференция проводится на базе головной организации — МИРЭА (ТУ) в г. Москве по адресу:

Россия, 119454, г. Москва, Пр-т Вернадского, 78.
Справки: тел/факс (095) 306-26-64 (с 9.00 до 22.00)
E-mail: fisika@mail.ru

CONTENTS

Trushin V. N., Markelov A. S., Zholudev A. A., Chuprunov E. V.
*Experimental Methods of the Thermo-Induced Control Parameters
of X-Ray Diffraction Maximums of Crystals* 2

The research results of influence produced by the heating effect of the light beam on the shift of diffraction maximum of crystals are presented. Using X-ray diffraction maximum crystals CaCO₃, Si and KH₂PO₄ (KDP) as an example, the possibilities for correction of X-ray beams convergence through control of heating effect of the light beam on the surface of the crystal segments are disclosed. A possible mechanism for the formation of an X-ray image using a corresponding optical image as a template is considered.

Kornilov V. M., Lachinov A. N., Loginov B. A. *Formation
and Investigation of Quantum Dots Structures by Scanning
Tunneling Microscopy* 8

The paper presents original results of the STM investigations of Si—SiO₂ and Si—SiO₂-polymer structures on the air. Base principles of the structures surface modifications during the STM measurements were established. A model of the STM-contrast inducing on the Si—SiO₂ and Si—SiO₂-polymer structures surface involving charge redistribution was suggested. Comparative study of macroscopic current-voltage characteristics and those measured by the STM was performed. Self-assembling phenomena of quantum dots are discovered.

Levonyan L. V., Kocharyan V. R. *X-ray Fresnel Topography
of Crystal with Concave Surface in Grazing Geometry in the
Presence of Surface Acoustic Wave* 12

The problem of X-ray Fresnel diffraction under grazing angles of incidence on concave surface of crystal in the presence of surface acoustic wave in noncoplanar symmetrical Laue geometry is considered. It is shown that the main peak of intensity and the diffracted satellites are focused at different distances from crystal. The influences of deviation from the Bragg orientation, of the width of spectral line, of the value of the amplitude of surface acoustic wave on the image are analyzed. The process of diffraction on the standing as well as on the running surface acoustic waves is studied.

Golub' B. I., Gusev A. N. *The Process Model of Quality Control
of the IR Radiation Power Measurement* 17

The quality controlling model of the thermal radiation measurement includes the modeling processes of the noise arising in the sensitive HTSC-film YBa₂Cu₃O₇ and thermal metabolism in the initial transducer, linealing of the transducers exit characteristic in the secondary transducer, which allow to put the model parameters of the sensitive element into the memory of the secondary transducers digital circuit board, which allow also to simplify the calibre-process and guarantees the required measurements accurate.

Mamedov A. C. *Approximation of Frequency Characteristics
of Structures with Schottky's Barrier* 22

Graphanalytical model of structures with Schottky's barrier that approximate real dependence of equivalent capacitance and resistance of successive substitution scheme from frequency and take into account capacitance and resistance of contact and volume are worked out. Approximation curve represents a broken line.

Rembeza E. S., Rembeza S. I., Domashevskaya E. P.,
Grechkina M. V., Agapov B. L. *Influence of the Atomic Composition
of Oxide Nanocomposites on the Base of SnO₂ on Their Structure .* 25

Influence of the composition of nanocomposites on the base of tin dioxide (SnO₂:SiO₂, SnO₂:ZrO₂, SnO₂:MnO₂, SnO₂:Y₂O₃) on the grain size of polycrystals in film samples used as sensitive layers in gas sensors was studied. Atomic composition was determined with the help of X-ray microanalysis. Morphology of the film surface was investigated by method of atomic-force microscopy.

Smirnova I. V., Moshnikov V. A., Shilova O. A., Yaroslavtsev N. P.,
Il'in A. S. *Research of the Glassy Borosilicate Sol-Gel-Derived Film
Composition and Structure by Means of Internal Friction Method .* 28

In the work the research results of the composition and structure of glassy borosilicate films of internal friction method are given. Such films successfully are used as diffusion sources in semiconductor materials. The films were formed from tetraethoxysilane-derived sols with addition of polyols of different topology and molecular weight by means of centrifuging. Changes of structure of the films in the temperature range from -100 up to + 500 °C are observed. The essential influence of initial components (simple spirits, polyols of different topology, boron acid) on composition of microphases formed in the films is revealed. The evolution of films phase composition during multiple heat treatments is shown.

Alexenko A. G., Balan N. N. *A Pull-in Instability Analysis
for MEMS- and NEMS-Devices* 31

It is described a pull-in effect in electrostatic actuators of MEMS- and NEMS-devices. The methods of electrostatic pull-in suppression in different actuators are discussed. Proposed methods are used for some actuators parameters calculation. It is necessary to take the Casimir interaction into account because this effect limit the range of positional stability of microelectromechanical actuators too.

Markov V. N., Stepanov D. N. *Object Detection and Recognition
Based on Residual Magnetic Fields Analysis* 42

The article presents a new way of object detection and recognition based on residual magnetic fields analysis. We present general results of development of new methods of recognition, specifically built to work with data received from an array of magneto-resistance sensors. The principles of development of a recognition system, the basic limitations of the approach, and the future trends of the research are also described.

For foreign subscribers:

Joint-stock company MK-Periodica. E-mail: info@periodicals.ru Tel.: +7(095) 684-5008. Fax: +7(095) 681-3798

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(095) 269-5510.
E-mail: it@novtex.ru; http://www.microsystems.ru

Адрес редакции журнала: 107076, Москва, Стромынский пер., 4/1. Телефон редакции журнала (095) 269-5510. E-mail: it@novtex.ru

Журнал зарегистрирован в Федеральной службе по надзору за соблюдением законодательства
в сфере массовых коммуникаций и охране культурного наследия.

Свидетельство о регистрации ПИ № 77-18289 от 06.09.04.

Дизайнер Т.Н. Погорелова. Технический редактор И.С. Павлова. Корректор Е. В. Комиссарова

Сдано в набор 04.05.2005. Подписано в печать 06.06.2005. Формат 60×88 1/8. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 6,86. Уч.-изд. л. 7,87. Заказ 1042. Цена договорная

Отпечатано в Подольской типографии — филиал ОАО "ЧПК", 142110, г. Подольск, ул. Кирова, 15