№ 12 (101) **♦** 2008

Издается с 1999 г.

ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ МЕЖДИСЦИПЛИНАРНЫЙ ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ И ПРИКЛАДНОЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

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

Журнал включен в перечень научных и научно-технических изданий ВАК России и в Российский индекс научного цитирования

Главный редактор Мальцев П. П.

Зам. гл. редактора Лучинин В. В.

Редакционный совет:

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

Редакционная коллегия:

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

Отв. секретарь

Лысенко А. В.

Редакция:

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

> Учредитель: Издательство "Новые технологии"

СОДЕРЖАНИЕ ____

НАНОТЕХНОЛОГИИ И ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

Жигалина О. М., Воротилов К. А., Кускова А. Н., Сигов А. С. Электронная микроскопия наноструктур титаната бария-стронция в матрице оксида алю- миния	2
КОНСТРУИРОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ МНСТ	
Любимский В. М. Изгиб длинной прямоугольной двухслойной пластинки при изменении температуры	6
тромеханических системах	12 22
ЭЛЕМЕНТЫ МНСТ	22
Бабаевский П. Г., Резниченко Г. М., Жуков А. А., Жукова С. А., Гринькин Е. А. Электромеханические преобразователи сенсорных микро- и наносистем: физи- ческие основы и масштабные эффекты. Часть 2. Детекторы, источники и харак- теристики шумов.	27
ПРИМЕНЕНИЕ МНСТ	
Адамов Д. Ю. Синхронизация, связь и помехоустойчивость в микросхемах для информационных сетей	38
новская Н. М., Пажин Д. М. Особенности характеристик КНИ полевых датчиков Холла с двухзатворной управляющей системой типа металл — диэлектрик — полупроводник — диэлектрик — металл	45
МОЛЕКУЛЯРНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И БИОЭЛЕКТРОНИКА	
Яшин К. Д., Терпинская Т. И., Осипович В. С., Лемеш Р. Г., Кульчицкий В. А. Нанобиополупроводниковая система визуализации клеток	48
ка" в 2008 г	52 55
	55
Аннотации статей журнала и требования к оформлению статей доступны на сайте журнал http://www.microsystems.ru. http://eLIBRARY.ru	a:
ΠΟΔΠИСКА: Адрес для переписки: • по каталогу Роспечати (индекс 79493); Адрес для переписки: • по каталогу "Пресса России" (индекс 27849) e-mail: nmst@novtex.ru	

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

в редакции журнала (тел./факс: (499) 269-55-10)

Фенотехнологии и зондовая микроскопия

УДК 621.38.049.77:627.793.3

О. М. Жигалина¹, канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., **К. А. Воротилов**^{2*}, д-р техн. наук, проф., зам. декана, e-mail: vorotilov@mirea.ru

- **А. Н. Кускова**¹, аспирант,
- А. С. Сигов², чл.-корр. РАН, ректор

¹ Институт Кристаллографии имени А. В. Шубникова РАН ² Московский государственный институт радиотехники электроники и автоматики (технический университет)

ЭЛЕКТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ НАНОСТРУКТУР ТИТАНАТА БАРИЯ-СТРОНЦИЯ В МАТРИЦЕ ОКСИДА АЛЮМИНИЯ

Разработан золь-гель метод формирования сегнетоэлектрических наноструктур титаната бария-стронция с аспектным соотношением 1:10 и более в матрице пористого оксида алюминия. Методами электронной микроскопии выявлена закономерность образования наноструктур при кристаллизации в объеме пор матрицы в виде нанотрубок или наностолбиков диаметром 100...200 нм и длиной до нескольких микрометров, формируемых кристаллами титаната бария-стронция размером 3...100 нм.

Ключевые слова: электронная микроскопия, золь-гель метод, наноструктуры, кристаллизация.

Введение

В последнее время кристаллизация материалов в пористых оксидных матрицах является эффективным способом формирования наносистем [1]. Среди перспективных применений сегнетоэлектрических наноструктур на основе пористых мембран следует отметить возможность их использования в качестве 3D-элементов памяти сверхвысокой емкости, перестраиваемых фотонных кристаллов для устройств оптоэлектроники, пьезоэлектрических форсунок для струйных принтеров и др.

В предыдущих работах нами было показано, что золь-гель метод дает возможность сформировать сегнетоэлектрические наноструктуры в пористых матрицах кремния и оксида алюминия с диаметром каналов 20...200 нм и аспектным соотношением не менее 1:12 [1, 2]. Было установлено, что микроструктура наностолбиков цирконата-титаната свинца (ШТС) сушественно отличается от структуры пленок, сформированных из тех же растворов. В каналах наблюдались две фазы: большие неупорядоченные перовскитные зерна (100...150 нм) и нанокристаллы пирохлора (2...20 нм). Зерна кристаллов перовскита росли преимушественно от границы раздела. Трансформация пирохлора в перовскит полностью не происходила из-за большего энергетического барьера в случае кристаллизации в закрытой поре мембраны в отличие от кристаллизации на свободной поверхности, имеющей ориентирующее воздействие. Таким образом, заполнение каналов мембраны сегнетоэлектриком и кристаллизация в замкнутом объеме все еще остаются сложными задачами.

Цель настоящей работы — выявление характера заполнения и особенностей кристаллизации титаната бария-стронция (ТБС) в порах мембран путем визуализации структуры кристаллов методами электронной микроскопии.

Образцы и методика эксперимента

Для создания сегнетоэлектрических наноструктур использовались коммерческие мембраны пористого оксида алюминия (Whatman) толщиной 30 мкм. Использовали мембраны диаметром 42 мм со средним диаметром пор 200 нм, а также мембраны диаметром 13 мм со средним диаметром пор 100 нм.

Внедрение сегнетоэлектрического материала в поры мембраныматрицы осуществлялось золь-гель методом с последующим отжигом. В качестве носителя использовалась кремниевая пластина. Пористая мембрана приклеивалась к кремниевой пластине, затем на поверхность мембраны наносился раствор ТБС, после чего подложку начинали вращать на центрифуге с частотой вращения 2000 мин⁻¹ в течение 30 с. Полученные структуры высушивались сначала с помощью ИК-сушки, затем в печи при температуре 500 °С в течение 10 мин. Заключительный высокотемпературный отжиг проводили при температуре 700 °С в течение 20 мин.

Прямое наблюдение подобного типа наноструктур возможно с помощью растровой и просвечивающей электронной микроскопии (РЭМ и ПЭМ) [1, 2]. Визуализация методом РЭМ представляет несомненный интерес, так как дает дополнительную информацию о степени заполнения каналов, характере распределения частиц,

— НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 12, 2008 –

что невозможно при исследовании мембран на просвет. Однако наблюдать структуру данного композита при использовании обычных режимов РЭМ (вторичные электроны, пониженное ускоряющее напряжение), как это принято для диэлектриков, крайне затруднительно вследствие накопления заряда на поверхности образца.

В связи с этим в данной работе были использованы специальные режимы работы РЭМ для оптимизации изображений заряжающихся объектов, предлагаемые в последнее время ведущими фирмами-изготовителями растровых приборов — FEI и JEOL.

Исследование заполнения композитов проводили с помощью растрового электронного микроскопа FEIQuanta 3D при ускоряющем напряжении 20 кВ с использованием режима внутренней среды и LFDдетектора. Для визуализации кристаллов ТБС был использован растровый микроскоп JEOL 7401 F с полевой эмиссией. Изображения нанокристаллов получены с использованием режима Gentle Beam (GB) при ускоряющем напряжении 1 кВ (400 В у поверхности образца). При таком режиме электроны "замедляются" непосредственно у поверхности образца, сохраняется малый диаметр зонда, высокое разрешение (не хуже 1,5 нм при 1 кВ) при снижении заряда на поверхности диэлектрика.

Просвечивающая электронная микроскопия выполнялась с помощью электронных микроскопов Tecnai 12, Tecnai G² 30ST, EM430 ST при ускоряющем напряжении 120, 200 кВ. Образцы для электронно-микроскопических исследований готовили в виде поперечных срезов и образцов "в плане". Утонение проводили с использованием специальных паст, спреев, а также ионами аргона с энергией 3...5 кэВ и углом падения 10—14°.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлено изображение поперечного скола сегнетоэлектрической структуры на основе неупорядоченной мембраны пористого оксида алюминия, полученное с использованием детектора LFD (детектор для получения широкого поля зрения в режиме



Рис. 1. Изображение поперечного скола сегнетоэлектрической структуры

внутренней среды). Внедрение исходного раствора осуществлялось в направлении оси *Z*.

В сечении мембраны видны каналы, они, как правило, несквозные и образуют разветвления, рис. 2, *а*. Заполнение сегнетоэлектриком имеет неравномерный характер. На спектре, полученном с торца пленки (рис. 2, *б*), кроме алюминия и кислорода, обнаружены титан, барий и стронций, что свидетельствует о присутствии ТБС внутри мембраны.

РЭМ-изображения кристаллов ТБС, полученные с помощью режима Gentle Beam, показывают, что кристаллы заполняют каналы мембраны, образуя пористые агломераты, закрепленные на стенках канала, как это показано на рис. 2, в, г. Исходя из анализа полученных изображений в режиме вторичных электронов можно сделать вывод, что в большинстве случаев образуются полые трубки нанокристаллов ТБС, кристаллизующихся на стенках мембраны, однако в некоторых случаях образуются стержни. Модель, изображающая данные типы формируемых наноструктур, представлена на рис. 2, д. Длина таких образований

может достигать нескольких микрометров.

На рис. 3 представлены изображения структуры, полученные с помощью ПЭМ. На ПЭМ-изображении поперечного среза (рис. 3, a) видны темные вертикальные полосы, которые соответствуют стенкам каналов мембраны. Между ними располагаются более светлые области с несплошностями округлой формы, что свидетельствует о характере расположения ТБС в порах: кристаллы росли на стенках каналов и, тем самым, повторяли их форму, однако толщина слоя ТБС на разных участках стенок канала могла быть различной. Поэтому при приготовлении поперечного среза в сегнетоэлектрике образовались отверстия в тех местах, где слой кристаллов ТБС был более тонким. В том случае, когда слой имел достаточную толщину или заполнение канала было полным, просветы при приготовлении не возникали.

При получении изображения "в плане" на просвет видно (рис. 3, *б*), что в большинстве каналов ТБС располагается по стенкам каналов, причем размеры кристаллов ТБС очень различаются. На соответст-



а — увеличенное изображение каналов мембраны; δ — энергодисперсионный спектр; *в*, *г* — нанокристаллы ТБС на стенках каналов; ∂ — форма конгломератов ТБС

вующем изображении цифрой 1 в рамке обозначен участок с крупными кристаллами, а цифрой 2 — область мелких кристаллов. На соответствующей дифракционной картине гало соответствует мембране (она не имеет кристаллической структуры), а рефлексы — отражениям от кристаллов ТБС. Судя по темнопольным изображениям, они могут иметь большой разброс по размерам: от нескольких нанометров до 100 нм, как это показано на рис. 3, *б*.

 ∂

Для более подробного изучения характера заполнения и выявления морфологии кристаллов ТБС измельченную сетку с диэлектриком нанесли с помощью диспергирования в растворе ацетона



Рис. 3. Изображение структуры ТБС-Al₂O₃, полученное с помощью просвечивающего электронного микроскопа:

а — поперечный срез; *б* — вид "в плане"; *I* — область крупных кристаллов; *2* — область мелких кристаллов

- НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 12, 2008



Рис. 4. Изображение фрагмента структуры ТБС-Al₂O₃ на сетке с углеродной подложкой в просвечивающем электронном микроскопе

на специальные медные сетки с тонкой углеродной подложкой. Фрагмент структуры $TBC-Al_2O_3$ представлен на рис. 4. На тонкой микродырчатой подложке лежат темные фрагменты Al_2O_3 , между ними видны кристаллы разного размера (от 10 до 70 нм) произвольной формы.

На рис. 5 представлены результаты энергодисперсионного анализа, полученного с помощью аналитической ПЭМ от фрагмента мембраны, лежащего на микродырчатой углеродной подложке. На рис. 5, а темнопольное изображение, полученное в режиме STEM (просвечивающе-растровый режим). Линией обозначено место, от которого получены кривые яркости в темнопольном и светлопольном режиме, точка на линии - место, с которого взят энергодисперсионный спектр. В спектрах, полученных вдоль данной линии, обнаружены такие химические элементы, как Al, O, Ti, Ba, Sr в различных соотношениях в зависимости от места измерения. Присутствие в спектре Си и С объясняется наличием углеродной подложки и медной сетки, на которую она нанесена. На темнопольном изображении хорошо видно яркое пятно округлой формы. Судя по химическим элементам, присутствующим на приведенном спектре, взятом от этого места, — это кристалл ТБС, закрепленный на фрагменте алюминиевой мембраны. Это является еще <figure><figure><figure>

Рис. 5. Аналитическая ПЭМ:

a — темнопольное STEM изображение фрагмента мембраны на углеродной подложке; δ — уровень яркости изображения в темнопольном и светлопольном режимах; s — энергодисперсионный спектр, взятый от точки 1

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 12, 2008

одним доказательством того, что внутри каналов кристаллизуется именно титанат бария-стронция.

Заключение

Разработан золь-гель метод формирования сегнетоэлектрических наноструктур титаната бариястронция с аспектным соотношением 1:10 и более в матрице пористого оксида алюминия с диаметром пор 100...200 нм.

Установлено, что при кристаллизации и отжиге при температуре 700 °С сегнетоэлектрик закрепляется в основном на внутренней поверхности каналов и образует либо пористые агломераты кристаллов (прутки) длиной в несколько микрометров, либо нанотрубки. При этом последний вариант заполнения доминирует. В отличие от пленок, выращенных на кристаллических подложках и отожженных при тех же температурах [3, 4], форма кристаллов ТБС, сформированных в каналах мембраны, — произвольная, а размер может различаться на два порядка и составляет от 3 до 100 нм. Степень заполнения пор зависит от их размера: поры с меньшим диаметром заполняются более равномерно.

Работа выполнена при поддержке гранта аналитической ведомственной целевой программы "Развитие научного потенциала высшей школы (2006— 2008 годы)", подраздел: № 2.1.2. и гранта РФФИ 07-02-12259-офи.

Список литературы

1. Мишина Е. Д., Воротилов К. А., Васильев В. А., Сигов А. С., Ohta N., Nakabayashi S. Сегнетоэлектрические наноструктуры на основе пористого кремния // ЖЭТФ. 2002. Т. 122. N 9. С. 582—585.

2. Zhigalina O. M., Mishina E. D., Sherstuk N. E., Vorotilov K. A., Vasiliev A. V., Sigov A. S., Lebedev O. I., **Grigoriev Yu. V., De Santo M. P., Barberi R., Rasing Th.** Crystallization of PZT in Porous Alumina Membrane Channels // Ferroelectrics. 2006. V. 336. N 1. P. 247— 254.

3. Zhigalina O. M., Vorotilov K. A., Sigov A. S., Kumskov A. S. Influence of Crystallization Process on structural State of CSD BST Thin Films // Ferroelectrics. 2006. V. 335. N 1. P. 13–21.

4. Жигалина О. М., Воротилов К. А., Сигов А. С., Хмеленин Д. Н., Кумсков А. С. Структура композиций ТБС-сапфир // Материалы Международной научной конференции "Тонкие пленки и наноструктуры". Ч. 1. М.: Изд. МИРЭА, 2005. С. 19–24.

Конструирование и моделирование МНСТ

УДК 621.3.049.76

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

ИЗГИБ ДЛИННОЙ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ДВУХСЛОЙНОЙ ПЛАСТИНКИ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ

Получена система дифференциальных уравнений изгиба длинной прямоугольной двухслойной пластинки при изменении температуры, позволяющая определять прогибы, деформации, механические напряжения пластинки при различных условиях опирания краев. Получены точные решения системы дифференциальных уравнений для свободной, жестко защемленной и свободно опертой пластинок. Сравнение расчетных и экспериментальных результатов показало их хорошее согласие.

Ключевые слова: длинная составная прямоугольная пластина, температурные отклонения, деформация, на-пряжение.

Введение

Для изготовления чувствительных элементов сенсоров потока, ускорения, давления и т. д. широко применяются пластинки и диафрагмы. В качестве защитного слоя часто используются слои двуоксида кремния или нитрида кремния, при этом в пластинках и диафрагмах вследствие разных коэффициентов линейного расширения возникают механические напряжения. При определенных условиях механические напряжения могут превышать критические, что приводит к прогибам диафрагм и пластинок [1—3]. Однако в моделях, описывающих прогибы двухслойных диафрагм и пластинок [1, 2, 4—6], используются феноменологические параметры в виде внутренних напряжений, возникающих вследствие разных коэффициентов линейного расширения слоев, а не коэффициенты линейного расширения и упругие характеристики слоев.

Целью данной работы является описание прогибов, деформаций, механических напряжений в длинной прямоугольной двухслойной пластинке при изменении температуры с использованием упругих характеристик и коэффициентов линейного расширения слоев.

Теория

При изменении температуры в длинной двухслойной прямоугольной пластинке вследствие разных коэффициентов линейного расширения возникают механические напряжения. Энергия упругой деформации такой пластинки (рис. 1) складывается из энергии упругой деформации срединной плоскости пластинки и деформации изгиба [7, стр. 426, 466].

Энергия деформации срединной плоскости пластинки равна [7, стр. 464]:

$$V_{u} = \frac{1}{2} \left(\int_{-a}^{a} \int_{0}^{h_{1}b} \int_{0}^{(1u)} \varepsilon_{x}^{(1u)} dy dz dx + \int_{-a-h_{2}0}^{a} \int_{0}^{b} \sigma_{x}^{(2u)} \varepsilon_{x}^{(2u)} dy dz dx \right),$$

где $\varepsilon_x^{(1u)}$, $\varepsilon_x^{(2u)}$ — деформации 1- и 2-го слоев за счет смещений точек слоев пластинки и изгиба; $\sigma_x^{(1u)}$, $\sigma_x^{(2u)}$ — механические напряжения 1- и 2-го слоев за $\frac{-h_2}{-a}$ 2-й слой 0 a x

Рис. 1. Положение осей координат на двухслойной пластинке

счет смещений точек слоев пластинки и изгиба; b — ширина пластинки; h_1 , h_2 — толщины слоев пластинки (рис. 1);

$$\varepsilon_{x}^{(1u)} = \frac{du^{(1)}}{dx} + \frac{1}{2} \left(\frac{dw}{dx}\right)^{2};$$

$$\varepsilon_{x}^{(2u)} = \frac{du^{(2)}}{dx} + \frac{1}{2} \left(\frac{dw}{dx}\right)^{2} [7, \text{ crp. 427}]; \quad (1)$$

$$u^{(1)} = U - \alpha_{1} \Lambda Tx; \ u^{(2)} = U - \alpha_{2} \Lambda Tx;$$

$$\sigma_{x}^{(1u)} = \frac{E_{1}}{1 - v_{1}^{2}} \varepsilon_{x}^{(1u)};$$

$$\sigma_{x}^{(2u)} = \frac{E_{2}}{1 - v_{2}^{2}} \varepsilon_{x}^{(2u)},$$
 (2)

где U— смещение произвольной точки пластинки за счет деформации и температуры; $u^{(1)}$, $u^{(2)}$ — смещения произвольных точек 1- и 2-го слоев за счет деформации; w— прогиб пластинки; E_1 и E_2 — модули Юнга 1- и 2-го слоев; v_1 и v_2 — коэффициенты Пуассона 1- и 2-го слоев; α_1 и α_2 — температурные коэффициенты линейного расширения; ΔT — изменение температуры.

Рассмотрим случай, когда *U* не зависит от *z* [8, 9]. Энергия упругой деформации изгиба пластинки

$$V_{w} = \frac{1}{2} \times \left(\int_{-a}^{a} \int_{0}^{h_{1}b} \int_{0}^{(1w)} \varepsilon_{x}^{(w)} dy dz dx + \int_{-a-h_{2}0}^{a} \int_{0}^{0} \int_{0}^{(2w)} \varepsilon_{x}^{(w)} dy dz dx \right)$$

Деформация изгиба пластинки [7, стр. 15]

$$\varepsilon_x^w = -z \frac{d^2 w}{dx^2} + \varepsilon_0, \tag{3}$$

где ε_0 — деформация плоскости раздела слоев.

Механические напряжения при изгибе слоев [7, стр. 15]

$$\sigma_x^{(1w)} = \frac{E_1}{1 - v_1^2} \varepsilon_x^{(w)}; \ \sigma_x^{(2w)} = \frac{E_2}{1 - v_2^2} \varepsilon_x^{(w)}.$$
(4)

Полная энергия упругой деформации пластинки [7, стр. 466]

$$V = V_u + V_w,$$

и после интегрирования по *у* и *z* полная энергия определяется уравнением

где

$$A = \frac{2}{3} \left(\frac{E_1 h_1^3}{1 - v_1^2} + \frac{E_2 h_2^3}{1 - v_2^2} \right); B_1 = \frac{E_1 h_1}{1 - v_1^2};$$
$$B_2 = \frac{E_2 h_2}{1 - v_2^2}; C = \left(\frac{E_2 h_2^2}{1 - v_2^2} - \frac{E_1 h_2^1}{1 - v_1^2} \right).$$

Для того чтобы упругая энергия *V* была минимальной, необходимо чтобы подынтегральное выражение удовлетворяло системе уравнений Эйлера [10, стр. 326]:

$$\begin{cases} \frac{\partial F}{\partial \varepsilon_0} = 0; \\ \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial F}{\partial U'} = 0; \\ \frac{\partial^2}{\partial x^2} \frac{\partial F}{\partial w''} - \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial F}{\partial w'} = 0, \end{cases}$$

где
$$U' = \frac{dU}{dx}$$
, $w' = \frac{dw}{dx}$, $w'' = \frac{d^2w}{dx^2}$,

или

$$\left(\begin{array}{l}
\frac{d^2w}{dx^2} = -\varepsilon_0 \frac{2(B_1 + B_2)}{C}; \\
\frac{d^2U}{dx^2} + \frac{dw}{dx} \frac{d^2w}{dx^2} = 0; \\
\frac{d^4w}{dx^4} + \frac{Cd^2\varepsilon_0}{A} - \frac{B_1 + B_2}{A} \times \\
\times \left[2\frac{d^2U}{dx^2}\frac{dw}{dx} + 2\frac{dU}{dx}\frac{d^2w}{dx^2} + 3\left(\frac{dw}{dx}\right)^2 \frac{d^2w}{dx^2}\right] + \\
+ 2\frac{(B_1\alpha_1 + B_2\alpha_2)\Delta T}{A}\frac{d^2w}{dx^2} = 0.
\end{array}\right)$$
(5)

Система уравнений (5) имеет точное аналитическое решение и может быть решена относительно ε_0 или *w*.

Для того чтобы решить систему уравнений относительно *w*, проинтегрируем второе уравнение из (5) по *x*. Тогда

$$\frac{dU}{dx} + \frac{1}{2} \left(\frac{dw}{dx}\right)^2 = C_1, \tag{6}$$

где *C*₁ — постоянная интегрирования.

Подставив (6) и ε_0 из (5) в последнее уравнение системы (5), после преобразований получим

$$\frac{d^4w}{dx^4} + \beta^2 \frac{d^2w}{dx^2} = 0,$$
 (7)

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 12, 2008 –

где

$$\beta^{2} = \frac{2[(B_{1}\alpha_{1} + B_{2}\alpha_{2})\Delta T - C_{1}(B_{1} + B_{2})]}{A - \frac{C^{2}}{2(B_{1} + B_{2})}}.$$
 (8)

(При решении системы уравнений (5) относительно ϵ_0 получается дифференциальное уравнение второго порядка.)

Видно, что уравнение (7) имеет разные решения в зависимости от значения β^2 .

Применим полученные результаты для нахождения прогибов, деформаций и механических напряжений: а) свободной, б) жестко защемленной, в) свободно опертой длинной прямоугольной двухслойной пластинки.

а. Длинная прямоугольная двухслойная пластинка со свободными краями.

В этом случае
$$\beta = 0$$
 и $\frac{d^4 w}{dx^4} = 0$.

Решением этого уравнения является полином

$$w = C_2 x^3 + C_3 x^2 + C_4 x + C_5,$$

где C_2 , C_3 , C_4 , C_5 — постоянные интегрирования.

При выборе осей координат так, как показано на рис. 1, w(x) = w(-x) и постоянные интегрирования $C_2 = C_4 = 0$. Из условия w(0) = 0 следует, что $C_5 = 0$. Тогда

$$v = C_3 x^2. \tag{9}$$

Постоянная интегрирования C_1 находится из уравнения (8)

$$C_1 = \frac{(B_1 \alpha_1 + B_2 \alpha_2) \Delta T}{B_1 + B_2}$$

Из первого уравнения системы (5) находим ε₀:

$$\varepsilon_0 = -\frac{CC_3}{B_1 + B_2}.$$

Для определения C_3 используем условие отсутствия изгибающего момента M в сечении пластинки [11, стр. 130]. Тогда

$$M = b \int_{0}^{h_{1}} \sigma_{x}^{(1)} z dz + b \int_{-h_{2}}^{0} \sigma_{x}^{(2)} z dz = 0.$$
(10)

Деформации слоев складываются из деформации от смещений и деформации изгиба [7, стр. 464]. Поэтому

$$\varepsilon_x^{(1)} = -z \frac{d^2 w}{dx^2} + \varepsilon_0 + \frac{dU}{dx} - \alpha_1 \Delta T + \frac{1}{2} \left(\frac{dw}{dx}\right)^2;$$
$$\sigma_x^{(1)} = \frac{E_1}{1 - v_1^2} \varepsilon_x^{(1)};$$

$$\varepsilon_x^{(2)} = -z \frac{d^2 w}{dx^2} + \varepsilon_0 + \frac{dU}{dx} - \alpha_2 \Delta T + \frac{1}{2} \left(\frac{dw}{dx}\right)^2;$$
$$\sigma_x^{(2)} = \frac{E_2}{1 - v_2^2} \varepsilon_x^{(2)}.$$

Подставив механические напряжения в (10), проинтегрировав его и решив полученное уравнение относительно C_3 , получим

$$C_3 = \frac{B_1 B_2 (h_1 + h_2) (\alpha_2 - \alpha_1) \Delta T}{2A(B_1 + B_2) - C^2}.$$
 (11)

Выражение (11) полностью совпадает с соответствующим выражением из [11, стр. 131] для биметаллической пластинки при принятом в [11] условии $v_1 = v_2 = 0.$

б. Жестко защемленная пластинка.

В случае жесткого защемления краев пластинки при $\beta^2 > 0$ решение уравнения (7) имеет вид

$$w = C_2 \cos\beta x + C_3 \sin\beta x + C_4 x + C_5$$

где C_2 , C_3 , C_4 , C_5 — постоянные интегрирования.

При выборе осей координат так, как показано на рис. 1, w(x) = w(-x) и $C_3 = C_4 = 0$. Тогда прогиб пластинки равен

$$w = C_2 \cos\beta x + C_5.$$

Граничными условиями для жестко защемленной пластинки являются [7, стр. 24]

$$\frac{dw}{dx}\Big|_{x=a} = 0 \text{ M } w\Big|_{x=a} = 0.$$

Из первого граничного условия следует, что $\sin\beta a = 0$ и $\beta = \frac{\pi}{a}$. Из второго граничного условия получим $C_5 = C_2$ и

$$w = C_2 \cos\left(\frac{\pi x}{a} + 1\right). \tag{12}$$

Постоянную интегрирования С1 определим из (8):

$$C_{1} = \frac{1}{B_{1} + B_{2}} \times \left[(B_{1}\alpha_{1} + B_{2}\alpha_{2})\Delta T - \frac{\pi^{2}}{2a^{2}} \left(A - \frac{C^{2}}{2(B_{1} + B_{2})} \right) \right].$$
(13)

Подставив (12) в (6) и проинтегрировав, получим

$$U = C_1 x - \left(\frac{\pi C_2}{2a}\right)^2 \left(x - \frac{a}{2\pi} \sin \frac{2\pi x}{a}\right) + C_6.$$

Постоянную интегрирования C_6 определим из условия U(0) = 0, из которого следует, что $C_6 = 0$. C_2 определим из граничного условия для U. Для

 C_2 определим из граничного условия для U. Для этого рассмотрим случай, когда 1-й слой смещается при изменении температуры так, что

$$U(a) = \alpha_1 \Delta T a. \tag{14}$$

Этот случай может быть реализован практически. Например, с помощью травления кремниевой пла-

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 12, 2008 -

стины создается слой кремния (1-й слой), который затем окисляется или на него наносится слой 2. Соотношение (14) является граничным условием для U.

Тогда из (14) получим

$$C_{2} = \frac{2a}{\pi \sqrt{(B_{1} + B_{2})}} \times \sqrt{B_{2}(\alpha_{2} - \alpha_{1})\Delta T - \frac{\pi^{2}}{2a^{2}} \left(A - \frac{C^{2}}{2(B_{1} + B_{2})}\right)}.$$
 (15)

Проанализируем полученное выражение. Из (15) видно, что C_2 будет действительным числом только в том случае, если

$$B_2(\alpha_2 - \alpha_1)\Delta T > 0 \tag{16}$$

и первое слагаемое подкоренного выражения (15) больше второго.

Выражение (16) будет больше нуля в случаях, когда: 1) $\alpha_2 > \alpha_1$ и $\Delta T > 0$, 2) $\alpha_2 < \alpha_1$ и $\Delta T < 0$.

Из (15) видно, что выражение
$$\frac{\pi^2}{2a^2} \left(A - \frac{C^2}{2(B_1 + B_2)} \right)$$

выполняет роль критической силы. Для стержня критическая сила определяется выражением [2]

$$P_{cr} = \frac{4\pi^2 EI}{l^2},$$

где *Е* — модуль Юнга; *l* — длина стержня; *I* — осевой момент инерции стержня:

$$I = \frac{bh^3}{12}$$

где *b*, *h* — ширина и высота стержня. Тогда

$$P_{cr} = \frac{\pi^2 Ebh^3}{3l^2}.$$
 (17)

Сравним (17) со вторым слагаемым подкоренного выражения (15). При условии $E_2 = E_1$, $v_2 = v_1 = 0$, $h_2 = h_1$ второе слагаемое равно

$$\frac{2\pi^2 E_1 h_1^3}{2a^2}$$
(18)

и так как l = 2a, $h = 2h_1$, то (18) соответствует P_{cr} на единицу ширины пластинки. Из (15) определим критическую температуру, выше которой возникают прогибы пластинки:

$$T_{cr} = \frac{\pi^2}{2a^2 B_2(\alpha_2 - \alpha_1)} \left(A - \frac{C^2}{2(B_1 + B_2)} \right).$$
(19)

Тогда С2 может быть записано в виде

$$C_2 = \frac{2a}{\pi \sqrt{(B_1 + B_2)}} \sqrt{B_2(\alpha_2 - \alpha_1)(\Delta T - T_{cr})}.$$

- в. Свободно опертая пластинка ($\beta^2 > 0$).
- В этом случае решение уравнения (7) имеет вид

$$v = C_2 \cos\beta x + C_3 \sin\beta x + C_4 x + C_5,$$

где C_2 , C_3 , C_4 , C_5 — постоянные интегрирования.

При выборе осей координат так, как показано на рис. 1, w(x) = w(-x) и $C_3 = C_4 = 0$.

Граничными условиями для свободно опертой пластинки являются [7, стр. 100]

$$\left. \frac{d^2 w}{dx^2} \right|_{x=a} = 0 \quad \mathbf{W} \quad \mathbf{W}|_{x=a} = 0$$

Из первого граничного условия следует, что $\cos\beta a = 0$ и $\beta = \frac{\pi}{2a}$.

Из второго граничного условия получим $C_5 = 0$ и тогда

$$w = C_2 \cos \frac{\pi}{2a} x. \tag{20}$$

Постоянную интегрирования С1 определим из (8):

$$C_{1} = \frac{1}{B_{1} + B_{2}} \times \left[(B_{1}\alpha_{1} + B_{2}\alpha_{2})\Delta T - \frac{\pi^{2}}{8a^{2}} \left(A - \frac{C^{2}}{2(B_{1} + B_{2})} \right) \right]$$

Чтобы найти *U*, подставим (18) в (6). После интегрирования получим

$$U = C_1 x - \left(\frac{\pi C^2}{4a}\right)^2 \left(x - \frac{a}{\pi} \sin \frac{\pi x}{a}\right) + C_6$$

Из условия U(0) = 0 следует, что $C_6 = 0$.

Постоянную интегрирования C_2 определим из граничного условия для U. Рассмотрим случай, когда 1-й слой смещается при изменении температуры так, что

$$U(a) = \alpha_1 \Delta T a$$

Тогда

X

$$C_{2} = \frac{4a}{\pi \sqrt{B_{1} + B_{2}}} \times \sqrt{B_{2}(\alpha_{2} - \alpha_{1})\Delta T - \frac{\pi^{2}}{8a^{2}} \left(A - \frac{C^{2}}{2(B_{1} + B_{2})}\right)}$$

Критическая температура при рассматриваемом условии опирания краев определяется выражением

$$T_{cr} = \frac{\pi^2}{8a^2 B_2(\alpha_2 - \alpha_1)} \left(A - \frac{C^2}{2(B_1 + B_2)} \right)$$
(21)

и С2 можно записать в виде

$$C_2 = \frac{4a}{\pi \sqrt{B_1 + B_2}} \sqrt{B_2(\alpha_2 - \alpha_1)(\Delta T - T_{cr})}.$$

Из (19) и (21) видно, что критическая температура зависит от условий опирания краев и так же, как критическая сила для стержней (колонн), при свободном опирании в 4 раза меньше, чем при жестком защемлении краев.

Упругие деформации и соответствующие им механические напряжения пластин вычисляются по формулам (1)—(4) (для свободно опертой и жестко защемленной пластин — при температурах выше критиче-

Упругие деформации 1-го и 2-го слоев

Условия опирания краев пластин	Упругие деформации				
Свободные края	1-й слой $\varepsilon_x^{(1)} = \frac{B_2(\alpha_2 - \alpha_1)\Delta T}{B_1 + B_2} - (2z + \frac{C}{B_1 + B_2})C_3;$ 2-й слой $\varepsilon_x^{(2)} = \frac{B_1(\alpha_1 - \alpha_2)\Delta T}{B_1 + B_2} - (2z + \frac{C}{B_1 + B_2})C_3$				
Жесткое защем- ление краев*	1-й слой $\varepsilon_x^{(1)} = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 \left[\left(\frac{C_2}{2}\right)^2 + \left(z + \frac{C}{2(B_1 + B_2)}\right) C_2 \cos \frac{\pi x}{a}\right];$ 2-й слой $\varepsilon_x^{(2)} = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 \left[\left(\frac{C_2}{2}\right)^2 + \left(z + \frac{C}{2(B_1 + B_2)}\right) C_2 \cos \frac{\pi x}{a}\right] + (\alpha_1 - \alpha_2) \Delta T$				
Свободное опи- рание краев*	1-й слой $\varepsilon_x^{(1)} = \left(\frac{\pi}{2a}\right)^2 \left[\left(\frac{C_2}{2}\right)^2 + \left(z + \frac{C}{2(B_1 + B_2)}\right) C_2 \cos \frac{\pi x}{2a}\right];$ 2-й слой $\varepsilon_x^{(2)} = \left(\frac{\pi}{2a}\right)^2 \left[\left(\frac{C_2}{2}\right)^2 + \left(z + \frac{C}{2(B_1 + B_2)}\right) C_2 \cos \frac{\pi x}{2a}\right] + (\alpha_1 - \alpha_2) \Delta T$				
* При температурах больше критической.					

ской). Для вычисления полной деформации ($\varepsilon_x^{(f)}$) к упругой деформации нужно прибавить термическую деформацию ($\varepsilon_x^{(T)}$), равную $\alpha_1 \Delta T$ для 1-го слоя и $\alpha_2 \Delta T$ для 2-го слоя. В таблице приведены упругие деформации 1- и 2-го слоев для рассмотренных условий опирания краев пластин и граничных условий для *U*.

При температурах меньше критической прогибы жестко защемленной и свободно опертой пластинок отсутствуют, и деформации пластинок связаны только со смещениями слоев. Поэтому в системе уравнений (5) остается только одно уравнение

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = 0,$$

решение которого $U = C_7 x + C_8$. При тех же самых граничных условиях для U, которые были рассмотрены при температурах больше критической, решение $U = \alpha_1 \Delta T x$. Тогда упругие деформации 1- и 2-го слоев равны $\varepsilon_x^{(1)} = 0$, $\varepsilon_x^{(2)} = (\alpha_1 - \alpha_2) \Delta T$, а полные деформации $\varepsilon_x^{(f1)} = \alpha_1 \Delta T$, $\varepsilon_x^{(f2)} = \alpha_1 \Delta T$.

Механические напряжения, согласно закону Гука, определяются выражениями

$$\sigma_x^{(1)} = 0; \ \sigma_x^{(2)} = \frac{E_2}{1 - v_2^2} (\alpha_1 - \alpha_2) \Delta T.$$

Сравнение расчетных и экспериментальных результатов

В [3] приведены экспериментальные и расчетные результаты по прогибу микроконсоли, состоящей из двух слоев (1 — Ni, 2 — Ta₂O₅) с толщинами слоев $h_1 = 20$ нм и $h_2 = 200$ нм. Микроконсоль имела длину l = 12 мкм, модули упругости слоев $E_1 = 200$ ГПа, $E_2 = 127,3$ ГПа и коэффициенты линейного расширения $\alpha_1 = 13 \cdot 10^{-6}$ K⁻¹, $\alpha_2 = 0.8 \cdot 10^{-6}$ K⁻¹ [3]. При изменении температуры на 142 К экспериментально определенный прогиб конца микроконсоли составил около 0,5 мкм.

У консоли закреплен только один из концов и поэтому она изгибается как свободная пластинка. Расчеты прогиба микроконсоли по формуле (9) при a = 1, так же как расчеты по формулам [3, 11], дают значение прогиба 0,374 мкм, что, как считается в [3], совпадает с экспериментально наблюдаемым прогибом.

Деформации и механические напряжения микроконсоли, как видно из таблицы, не зависят от *x*. Результаты расчетов деформаций микроконсоли от координаты *z* приведены на рис. 2. На рисунке видно, что на границе раздела слоев упругая деформация имеет разрыв, в то время как полная деформация линейно изменяется по сечению микроконсоли.

В [2] рассмотрены экспериментальные результаты из [14] по термомеханическому нагружению поликремниевой нити за счет нагрева нити электрическим током, проходящим через нее. Нить имела форму прямоугольного параллелепипеда с размерами 100 × 2 × 2 мкм с жестко закрепленными концами.

Применим изложенный в данной работе подход для вычисления прогибов, деформаций и механических напряжений нити. Для этого будем считать, что нить состоит из двух одинаковых слоев. Тогда $h_2 = h_1$, $E_2 = E_1$, $v_2 = v_1$. В соответствие с (12), (6)



- НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 12, 2008 -

$$w = C_2 \cos\left(\frac{\pi x}{a} + 1\right)$$

И

$$\frac{dU}{dx} = -\frac{1}{2} \left(\frac{dw}{dx}\right)^2 + C_1, \qquad (22)$$

при этом из (13) следует, что $C_1 = \alpha_1 \Delta T - \frac{\pi^2 A}{4a^2 B_1}$.

После интегрирования (22) получим

$$U = -\left(\frac{\pi C_2}{2a}\right)^2 \left(x - \frac{a}{2\pi}\sin\frac{2\pi x}{a}\right) + C_1 x + C_6.$$

Из условий для нит
и $U|_{x\,=\,0}=0$ и $U|_{x\,=\,a}=0$ находятся C_6
и C_2 : $C_6=0$ и

$$C_2 = \frac{2a}{\pi} \sqrt{\alpha_1 \Delta T - \frac{\pi^2 h_1^2}{3a^2}}.$$
 (23)

Из (23) определим критическую температуру $\pi^2 h_1^2$

$$T_{cr} = \frac{1}{3\alpha_1 a^2}$$
. Тогда (23) может быть записано в виде

$$C_2 = \frac{2a}{\pi} \sqrt{\alpha_1 (\Delta T - T_{cr})} \,.$$

Вычисления критической температуры показывают, что $T_{cr} \approx 280$ К. Это совпадает с критической температурой, определенной в [2].

Из максимального прогиба нити, равного 0,6 мкм [2], можно определить "эффективную" температуру, т. е. температуру однородно нагретой нити:

$$T_{ef} = \frac{\pi^2}{\alpha_1} \left(\left(\frac{w(0)}{4a} \right)^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{h_1}{a} \right)^2 \right) = 299 \text{ K.}$$

Упругие деформации и механические напряжения, вычисленные по (1)—(4) в сечении x = 0, определяются выражениями

$$\varepsilon_{x}(0) = -\frac{1}{3} \left(\frac{\pi h_{1}}{a}\right)^{2} + \frac{2\pi z}{a} \sqrt{\alpha_{1}(\Delta T - T_{cr})},$$

$$\sigma_{x} = \frac{E_{1}}{1 - v_{1}^{2}} \varepsilon_{x}(0).$$





Полная деформация в сечении x = 0 равна $\varepsilon_x^{(f)}(0) = \varepsilon_x(0) + \alpha_1 \Delta T.$

На рис. 3 приведены зависимости упругой и полной деформации нити в сечении x = 0 при $\Delta T = T_{ef}$ от координаты *z*. На рисунке видно, что упругие деформации, а следовательно, и механические напряжения, по всему сечению — отрицательные (сжатие), в то время как полная деформация нити меняет знак при $z \approx 0$.

Заключение

Полученная в работе система дифференциальных уравнений может быть применена для определения прогибов, деформаций и механических напряжений при других, не рассмотренных в работе, способах опирания краев двухслойной пластинки, например, пластинки, у которой один край жестко закреплен, а другой свободно оперт или на второй край действует определенная сила и т. д.

Прогибы двухслойных пластинок, определенные в работе при рассмотренных условиях опирания краев, могут быть использованы для определения упругих свойств одного из слоев, если известны упругие свойства другого слоя или коэффициента линейного расширения одного из слоев.

Список литературы

1. Амеличев В. В., Вернер В. Д., Ильков А. В. МЭМСмикрофон. Выбор материалов, конструкции и технологии. Часть І. Электромеханический чувствительный элемент // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 2. С. 53-67.

2. Тимофеев В. Н., Сажнев С. В., Фомичев М. А., Миркурбанов Х. А. О термической устойчивости нитевидных преобразователей в микроэлектромеханических системах // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 12. С. 66–69.

3. Шашкин В. И., Вопилкин Б. А., Востоков Н. В., Климов А. Ю., Рогов В. В., Гусев С. А., Шулешова И. Ю. Изготовление микроконсолей и управление их изгибом // Нано- и микросистемная техника. 2004. № 9. С. 22–26.

4. Tabata O., Kawahata K., Sugiyama S., Igarashi I. Mechanical property measurements of thin films using load-deflection of composite rectangular membranes // Sensors and Actuators. 1989. 20. P. 135–141.

5. Maier-Schneider D., Maibach J., Obermeier E. Computer-aided characterization of the elastic properties of thin films // J. Micromech. Microeng. 1992. 2. P. 173–175.

6. Maier-Schneider D., Koprululu A., Ballhausen H., Obermeier E. Elastic properties and microstructure of LPCVD polysilicon films // J. Micromech. Microeng. 1996. 6. P. 436–446.

7. Тимошенко С. П., Войновский-Кригер С. // Пластинки и оболочки. М.: Физматгиз. 1963. 635 с.

8. **Любимский В. М.** Особенности деформации резистора в виде мезаструктуры // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 2. С. 47—52.

9. Любимский В. М. Особенности передачи деформации от подложки к тензорезистору в виде мезаструктуры // Микроэлектроника. 2007. Т. 36. № 5. С. 1—8.

10. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1970. 720 с.

11. Андреева Л. Е. Упругие элементы приборов. М.: Ма-шиностроение. 1981. 392 с.

12. **Teh K. S., Lin L.** Time-dependent buckling phenomena of polysilicon micro beams // Microelectronics. 1999. R. 30. P. 1169–1172.

Н. И. Мухуров, д-р техн. наук, зав. лаб., Г. И. Ефремов, канд. техн. наук, вед. науч. сотр. С. П. Жвавый, д-р физ.-мат. наук, вед. науч. сотр. Государственное научное учреждение "Институт физики им Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси" E-mail: mukhurov@inel.bas-net.by

УПРУГИЕ ЭЛЕМЕНТЫ В МИКРОЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Рассмотрены МЭМС плоскопараллельной конструкции. Предложена методика расчета и анализа деформированного состояния роторов, содержащих упругие держатели и якоря, в МЭМС широкого функционального назначения. Рассчитаны и сопоставлены варианты роторов постоянного и ступенчатого исполнения с шарнирными и жесткими опорами.

Представлены данные, позволяющие оперативно определить геометрические факторы, необходимые для разработки МЭМС с заданными параметрами.

Ключевые слова: микроэлектромеханические системы (МЭМС), плоскопараллельная конструктивная схема, роторы постоянного и ступенчатого сечения, опоры, активные силы, реактивные силы, упругие элементы, формулы упругих линий.

Введение

В современной микротехнике одним из основных направлений является создание микросистем с чувствительным элементом (ЧЭ), который изменяет положение и/или форму, т. е. механически реагирует на широкий спектр воспринимаемых внешних силовых воздействий. Это могут быть силы: электромагнитные, электростатические, гравитационные, давления атмосферы, жидкости, света, излучений и т. д. Фиксирование динамики изменения положения ЧЭ осуществляется, как показывает анализ литературных данных, исключительно электрическими элементами регистрирующей аппаратуры. Это дает основание называть данные системы в целом, независимо от конкретного приложения устройств, микроэлектромеханическими системами (МЭМС) по терминологии, принятой в США, или микросистемная техника в ЕС, РФ, или микромашины в Японии [1-4].

В номенклатуре МЭМС значительную часть составляют устройства с плоскопараллельной конструктивной схемой (ППС) [5—8]. Они содержат неподвижное основание — статор I и закрепленный на нем ЧЭ в виде плоского ротора 2, собранные в едином корпусе (рис. 1). В статоре выполнена полость 3. В роторе, имеющем балочную конструкцию, сформирован подвижный якорь 4 прямоугольной или круглой формы и тонкие упругие держатели 5, которыми якорь соединяется со статором. Держатели расположены по "елочной" схеме, исключающей их растяжение. На дне полости и на якоре размещены соответствующие функциональному назначению конкрет-



Рис. 1. Схема плоскопараллельных МЭМС

ной конструкции элементы управляющих или управляемых цепей 6 (ЭУ). Расстояние между этими элементами является рабочим промежутком (РП) и определяется расчетным значением смещения якоря.

Преимущества ППС заключаются в достаточно большой площади якоря, воспринимающего внешние нагрузки, и независимости его размеров от размеров держателей. Последнее является важным фактором в повышении разрешающей способности МЭМС.

При воздействии на якорь внешних, как правило, распределенных, активных сил (AC) держатели прогибаются и РП изменяется, причем смещение якоря может быть как в сторону уменьшения РП, так и в сторону увеличения. После прекращения действия AC реактивные силы (PC) деформированных якоря и держателей возвращают ротор в исходное положение. Значение PC существенно влияет на чувствительность устройств.

Ротор, определяющий значение PC, а также выполняющий важную роль в стабилизации его исходного и промежуточных положений, обеспечении высокочастотности, надежности, долговечности является, таким образом, одним из наиболее ответственных элементов МЭМС. Расчет его напряженнодеформированного состояния относится к необходимым условиям создания устройств с требующимися параметрами.

В настоящее время, как следует из работ [9—11], балочные роторы содержат держатели, соединенные концами со статором и якорем, но расчеты проводятся в предположении, что держатели выполнены консольными и закреплены только в статоре. Однако из механики известно, что стержни с защемленными концами имеют бо́льшую жесткость, чем балки на шарнирных опорах или состоящие из шарнирно соединенных участков [12, 13], а тем более консоли, поэтому принятое допущение существенно занижает требующуюся для деформирования ротора АС. Недостаточно внимания уделяется учету жесткости якоря, его деформированию и, вследствие этого изменению формы РП в процессе смещения якоря. По влия-



а — группа I; *б, в* — группа II; *г* — группа III

нию этого обстоятельства на процесс срабатывания устройства МЭМС можно разделить на следующие группы (рис. 2):

I — АС остаются равномерно распределенными, а выходной сигнал — неизменным независимо от формы якоря (давление газов, жидкостей, света, гравитация + контактные ЭУ (рис. 2, a));

II — АС остаются равномерно распределенными, но выходной сигнал зависит от формы якоря (пьезо-, тензо- (рис. 2, δ), емкостные ЭУ (рис. 2, e));

III — АС и выходной сигнал зависят от формы якоря (электростатические + емкостные ЭУ, рис. 2, *г*).

Как видно из рис. 2, δ —e, плоскостность якоря, т. е. его упругая линия, оказывает реальное влияние на рабочий цикл устройств этих групп.

Учитывая перспективность МЭМС, проведем разработку методики и расчет роторов с учетом жесткости якоря и содержащих при этом как защемленные внешние концы держателей (РЖ), так и свободно, шарнирно опертые на статор (РШ). Рассмотрим также упругие консольные держатели с сосредоточенной на свободном конце АС и промежуточными опорами, предложенными в новых разработках МЭМС [8, 14]. Полученные в результате расчетов данные упругой линии повысят точность определения параметров МЭМС, позволят оперативно выбрать оптимальные варианты конструкций, сократят процесс разработки новых образцов.

Методика расчета упругих элементов МЭМС

Анализ вариантов теории упругости показывает, что определение перемещений путем интегрирования дифференциального уравнения изогнутой оси балки или применения графоаналитических методов существенно затрудняет получение обобщенных формул. По нашему мнению, наиболее подходящим для решения данной задачи является метод начальных параметров в сочетании с принципами независимости действия сил и преобразования ступенчатых балок в эквивалентные постоянного сечения [12, 15, 16]. Начальными параметрами в методе приняты четыре фактора в сечении x = 0: прогиб y_0 , угол поворота θ_0 , изгибающий момент M_0 , поперечная сила Q_0 .

Метод начальных параметров в применении к упругой линии ротора формулируется в следующем виде:

$$y_{x} = \theta_{0}x + \frac{1}{EJ} \times \left[M_{0}\frac{x^{2}}{2!} + Q_{0}\frac{x^{3}}{3!} + \Sigma M \frac{(x-a)^{2}}{2!} + \sum P \frac{(x-b)^{3}}{3!} + \Sigma q \frac{(x-c)^{4}}{4!} - \Sigma q \frac{(x-d)^{4}}{4!} \right], \quad (1)$$

где E — модуль упругости; J — момент инерции; M и P — сосредоточенные моменты и поперечные силы на длине ротора; q — распределенная нагрузка на единицу длины якоря; a, b, c, d — расстояния силового фактора от начала координат.

Поскольку опоры ротора жесткие, то первый начальный параметр — прогиб y_0 равен нулю, поэтому в формуле (1) он опущен. Заметим, что в расчет берутся факторы, действующие только между рассматриваемым сечением x и началом координат. Особое внимание уделим электростатическим силам, поскольку их функциональная связь с перемещением ротора нелинейна. Принимается, что механические напряжения не превосходят предел упругости.

В технической литературе имеются табличные формулы для расчета консолей, однако они не учитывают специфику конструкций держателей и, кроме того, зачастую начало и оси координат в расчетных схемах не совпадают между собой, что существенно усложняет совместное использование имеющихся формул. Поэтому выполним специальный систематизированный расчет основных типов держателей ППС, учитывая расположение элементов конструкций МЭМС и направления реальных сил и деформаций.

В табл. 1 представлены схемы и результаты расчетов рассматриваемых конструкций упругих держателей и их опор с линейной зависимостью сил F и Pот y. Держатели предполагаются плоскими, постоянного по длине сечения, нагруженные на подвижном конце сосредоточенной AC. Во всех вариантах прогиб конца y_{max} принимается одинаковым, равным рабочему промежутку t, что позволяет сопоставлять силовые параметры держателей.

Из результатов расчетов (табл. 1) следует, что активные силы $F_{\rm B}$, $F_{\rm B}$, F_{Γ} при прогибе одинаковых держателей на равное значение y = t, кроме $y(F_{\Im})$, превосходят силу $F_{\rm A}$ в 2,8; 4; 12 раз, соответственно. Введение промежуточных опор при x = 0,5l повышает жесткость держателей в ~3 раза (рис. 3). Зависимость y(P) во всех вариантах остается линейной на обоих участках.

Зависимость F(y) может быть как линейной (давление и др.), так и нелинейной (электрические силы F_{\Im} и др.). При линейной связи схемы Б и Г дают возможность расширить область применения МЭМС, за счет повышенной чувствительности первого участка при малых АС и увеличенной жесткости второго участка для больших нагрузок.

Важное значение имеет ступенчатость жесткости держателей в электростатических устройствах, в которых F_{\Im} является функцией y^{-2} . В регулирующих системах F_{\Im} обеспечивает в равновесном режиме управляемое перемещение лишь на (0,33...0,5)t, после чего конец держателя моментально коллапсирует в конечное положение при резком увеличении электростатической силы. Контакты мгновенно замыкаются (или размыкаются) с большим усилием, что важно для переключающих систем. Но возникающий при этом большой перепад напряжений включения $U_{\rm B} = U_{\rm p}$ и отключения $U_{\rm o}$ отрицательно сказывается на регулирующих и высокочастотных свойствах устройств. Для последних повышение же-

Типы упругих держателей

Тип	Схема держателя, опор, нагрузки, упругой линии	Характеристика	Формулы упругих линий и активной силы	
А	$\begin{array}{c} & Y \\ & & \\$	Консольный со свободным или шарнирно соединенным с ротором концом	$y_{\rm A} = \frac{F_{\rm A}l^3}{6EJ} \left(3\frac{x_2}{l^2} - \frac{x^3}{l^3}\right), F_{\rm A} = \frac{3EJt}{l^3} = P_{\rm A}, y_{0,5l} = 0,3t$	
Б	$\begin{array}{c} y \\ y_{5} \\ y_{5} \\ \end{array} \begin{array}{c} t \\ F_{5} \end{array}$	То же, но с промежуточной опорой в середине держателя	$y_{\rm B} = \frac{F_{\rm A}l^3}{84EJ} \Big[-3\frac{x^2}{l^2} + 41\frac{x^3}{l^3} - \frac{80}{l^3} \Big(x - \frac{l}{2} \Big)^3 \Big],$ $F_{\rm B} = \frac{117EJt}{14l^3} = 2,8F_{\rm A} = P_{\rm B}, y_{0,5l} = 0,16t$	
В	$\begin{array}{c} y \\ y_{B} \end{array} \qquad $	Консольный с защемленным в роторе подвижным концом	$y_{\rm B} = \frac{F_{\rm A}l^3}{3EJ} \left(3\frac{x^2}{l^2} - 2\frac{x^3}{l^3}\right), F_{\rm B} = \frac{12EJt}{l^3} = 4F_{\rm A} = P_{\rm B}, y_{0,5l} = 0,5t$	
Г	$\begin{array}{c} y \\ \hline \\ 1/2 \\ \hline \\ 1/2 \\ \hline \\ 1 \\ \hline \\ 1 \\ \hline \\ 1 \\ \hline \\ \\ 1 \\ \hline \\ \\ \\ \\$	То же, но с промежуточной опорой в середине держателя	$y_{\Gamma} = \frac{F_{A}l^{3}}{6EJ} \left[4\frac{x^{3}}{l^{3}} - \frac{16}{l^{3}} \left(x - \frac{l}{2} \right)^{3} \right],$ $F_{\Gamma} = \frac{36EJt}{l^{3}} = 12F_{A} = P_{\Gamma}, y_{0,5l} = 0,25t$	



Рис. 3. Соотношение активных F_{\Im} и реактивных P сил держателей типов $A, \, B, \, B, \, \Gamma$

сткости второго участка обеспечивает уменьшение ΔU и сокращение продолжительности цикла.

Защемление подвижного конца держателя (типы В, Г) может быть как упругим, так и жестким в зависимости от конструкции якоря, длина, толщина и ширина которого изменяются в широком диапазоне значений. Учет взаимосвязи механических характеристик рассматривается ниже при расчетах роторов.

Очевидно, что реактивная сила и параметры деформирования ротора определяются его геометрическими размерами и материалом. Материал элементов ротора один и тот же, а размеры элементов имеют произвольные соотношения (рис. 4, *a*). Для решения задачи в общем универсальном виде и возможности сопоставления результатов вычислений представим расчетную схему с преобразованием абсолютных размеров в относительные (рис. 4, δ). В качестве начальных данных примем длину якоря *B* и момент инерции держателей *J*, обычно являющихся исход-



Рис. 4. Схема ротора с абсолютными (a) и относительными (б) размерами при условном соосном расположении держателей

ными параметрами при конструировании, а также равномерность распределенной нагрузки *q* на якоре.

Из схемы рис. 4, δ следует, что коэффициент длины $\alpha = (A/B) \ge 0$, коэффициент жесткости $\beta = (J/J_1) \le 1$. Ширина элементов ротора учитывается через их момент инерции. Допускаем при этом, что силовое воздействие держателей равномерно распространяется на всю ширину якоря.

Рассмотрим следующие схемы балочных роторов:

- ротор постоянного сечения на шарнирных опорах (РШП);
- ротор со ступенчатым сечением на шарнирных опорах (PHC);
- ротор постоянного сечения с жестким защемлением обоих концов (РЖП);
- ротор со ступенчатым сечением с жестким защемлением обоих концов (РЖС).

Результаты расчетов представлены в табл. 2, в которой приведены параметры θ_0 и M_0 , прогиб в начале якоря y_1 , равный прогибу держателя, прогиб в середине якоря y_2 и упругая линия ротора y_x . На рис. 5 показан пример преобразования РЖС в эквивалентную балку постоянного сечения.

Формулы для абсолютного и относительного максимального прогиба якоря *V* ступенчатых роторов:

в РШ
$$V_{\rm III} = y_2 - y_1 = -\frac{qB^4}{96EJ}(6\alpha + 1,25)\beta;$$
 (2)

B P
$$\mathcal{K}$$
 $V_{\mathcal{K}} = y_2 - y_1 = \frac{qB^4}{96EJ} \frac{6\alpha^2 + 2.5\alpha + 0.25\beta}{2\alpha + \beta}\beta.$ (3)

Таблица 2

	Типы роторов						
Ротор	Схема	Формулы					
РШП	$\frac{qB}{2} \uparrow \begin{array}{c} J \\ H = \alpha B \\ H = $	$\begin{aligned} \theta_0 &= \frac{qB^3}{24EJ}(6\alpha^2 + 6\alpha + 1); \\ y_1 &= \frac{qB^4\alpha}{24EJ}(4\alpha^2 + 6\alpha + 1); \\ y_2 &= \frac{qB^4}{96EJ}(16\alpha^3 + 24\alpha^2 + 10\alpha + 1,25); \\ y_x &= \frac{q}{24EJ}[B^3(6\alpha^2 + 6\alpha + 1)x - 2Bx^3 + (x - \alpha B)^4] \end{aligned}$					
РШС	$ \begin{array}{c} q \\ J \\ \downarrow \downarrow$	$\begin{aligned} \theta_0 &= \frac{qB^3}{24EJ}(6\alpha^2 + 6\alpha\beta + \beta); \\ y_1 &= \frac{qB^4\alpha}{24EJ}(4\alpha^2 + 6\alpha\beta + \beta); \\ y_2 &= \frac{qB^4}{96EJ}[16\alpha^3 + (24\alpha^2 + 10\alpha + 1, 25)\beta]; \\ y_x &= \frac{q}{24EJ}[B^3(6\alpha^2 + 6\alpha\beta + \beta)x - 2Bx^3 + 2B(1 - \beta)(x - \alpha B)^2(3\alpha B + (x - \alpha B)) + \\ &+ \beta(x - \alpha B)^4] \end{aligned}$					
РЖП	$\begin{array}{c} q \\ \downarrow \\$	$M_{0} = \frac{qB^{2}}{12EJ} \frac{6\alpha^{2} + 6\alpha + 1}{2\alpha + 1};$ $y_{1} = \frac{qB^{4}\alpha^{2}}{24EJ} \frac{2\alpha^{2} + 4\alpha + 1}{2\alpha + 1};$ $y_{2} = \frac{qB^{4}}{96EJ} (4\alpha^{3} + 6\alpha^{2} + 2\alpha + 0.25);$ $y_{x} = \frac{q}{24EJ} \left[\frac{6\alpha^{2} + 6\alpha + 1}{2\alpha + 1} B^{2}x^{2} - 2Bx^{3} + (x - \alpha B)^{4} \right]$					
РЖС	$\begin{array}{c} \begin{array}{c} J \\ 1 \end{array} \\ 1 \end{array} \\ \begin{array}{c} J \\ 1 \end{array} \\ \begin{array}{c} J \\ J \end{array} \\ \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} J \\ J \end{array} \\ \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} J \\ J \end{array} \\ \end{array} \\ \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} J \\ J \end{array} \\ \end{array} \\ \end{array} \\ \begin{array}{c} J \\ J \end{array} \\ \\ \end{array} \\$	$M_{0} = \frac{qB^{2}}{12} \frac{6\alpha^{2} + 6\alpha\beta + \beta}{2\alpha + \beta};$ $y_{1} = \frac{qB^{4}\alpha^{2}}{24EJ} \frac{2\alpha^{2} + 4\alpha\beta + \beta}{2\alpha + \beta};$ $y_{2} = \frac{qB^{4}}{96EJ} \frac{8\alpha^{4} + (16\alpha^{3} + 10\alpha^{2} + 2,5\alpha + 0,25\beta)\beta}{2\alpha + \beta};$ $y_{x} = \frac{q}{24EJ} \left\{ B^{2} \frac{6\alpha^{2} + 6\alpha\beta + \beta}{2\alpha + \beta} \left[x^{2} - (1 - \beta)(x - \alpha B)^{2} \right] - 2Bx^{3} + 6\alpha B^{2}(1 - \beta)(x - \alpha B) + 2B(1 - \beta)(x - \alpha B)^{3} + \beta(x - \alpha B)^{4} \right\}$					



Рис. 5. Ротор ступенчатый с защемленными концами

Отношение прогибов якоря

$$\frac{V_{\rm III}}{V_{\rm K}} = 1 + \frac{6\alpha^2 + (6\alpha + 1)\beta}{(6\alpha + 2,5)\alpha + 0,25\beta} = \frac{V_{\rm III}^*}{V_{\rm K}^*}.$$
 (4)

Представим формулы прогибов в едином унифицированном виде:

$$y = C_q y^*, \tag{5}$$

где C_q — конструктивная константа, включающая нагрузку q, длину якоря B, модуль упругости E, момент инерции J, т. е. те параметры, которые мы будем рассматривать как исходные данные.

Остальная часть формул y^* — базовая. Она характеризует изменение C_q в зависимости от соотношений α и β , дающих возможность получить требуемое значение *y*. Полученные формулы могут быть преобразованы для определения *q* при y_{max} :

$$q = C_{\nu}q^*. \tag{6}$$

Отметим, что формулы для θ_0 , M_0 , y_1 , y_2 (табл. 2) ступенчатых роторов идентичны соответствующим выражениям, полученным для роторов постоянного сечения при $\beta = 1$. Поскольку они были выведены разными методами, то такое совпадение свидетельствует о достоверности результата.

Проведем расчет по полученным соотношениям (см. табл. 2) в целях определения количественных

характеристик и взаимозависимости основных параметров элементов МЭМС. Поскольку балки постоянного сечения РП достаточно подробно рассмотрены в теории общего приборостроения, то в данной работе проведем исследования ступенчатых роторов РС, имеющих в МЭМС не только преимущественное применение, но и отличающую их специфику.

Расчет параметров деформированных роторов

Из предыдущих рассуждений следует, что деформация РШ и РЖ роторов при равномерной и одинаковой силовой нагрузке существенно зависит от коэффициентов длины якоря и держателя α и их моментов инерции β.

По результатам обзора конструкций МЭМС реальные значения α находятся в диапазоне 0,2...0,5, при этом длина держателя и его поперечное сечение выбираются из условия получения малой реактивной силы и достаточного запаса прочности при максимальном прогибе. В расчетах расширим диапазон и примем $\alpha = 0...1, 0$. Величине β особого внимания не уделялось, и сечение якоря определялось целым комплексом конструкторских и технологических решений, носящих, как правило, субъективный характер. В данных расчетах в ограничим диапазоном 0,04...1,0, полагая минимальным значение в, после которого его дальнейшее снижение не повлечет за собой существенного изменения деформированного состояния элементов ротора. За основу примем минимальное значение Ј, обусловленное первичной ролью геометрии держателей. Увеличение J₁ будет сопровождаться повышением жесткости ротора.

При $\alpha = 0$ и $\beta = 1$ ротор представляет собой балку постоянного сечения на шарнирных опорах (РШП) или с жестко защемленными концами (РЖП). Это ее исходное состояние и, естественно, действующие на нее силы и обусловленные ими прогибы также являются начальными. Примем в качестве основы для расчетов вариант РЖП, который используется во многих реле и датчиках. Первоначально рассмотрим деформированное состояние при одинаковой равномерной нагрузке q = const, т. е. при действующей на якорь активной внешней силе (рис. 6—9), затем также при одинаковом значении максимального прогиба $y_{2\text{max}} = \text{const}$ ротора (рис. 10, 11). В первом варианте будут определяться геометрические факторы, во втором — силовые.

При расчете активных сил учитывается, что в РШС и РЖС взаимосвязь между q, y, α , β не идентична. Постоянство y_{2max} при одном и том же значении β обеспечивается варьированием значения α и наоборот. В данной работе в качестве базового коэффициента принят β , который меньше влияет на y_{2max} , что упрощает вычисления. Из табл. 2 следует

$$q_{\rm III}B = \frac{96EJy_{\rm max}}{B^3[16\alpha_{\rm III}^3 + (24\alpha_{\rm III}^2 + 10\alpha_{\rm III} + 1,25)\beta]};$$
 (7)

$$q_{\rm x}B = \frac{96EJ(2\alpha_{\rm x}+\beta)y_{\rm max}}{B^3[8\alpha_{\rm x}^4 + (16\alpha_{\rm x}^3 + 10\alpha_{\rm x}^2 + 2.5\alpha_{\rm x} + 0.25\beta)\beta]} .(8)$$

Аналитически вычислить значения q в конкретном случае несложно, но графическая интерпрета-

16



<u>y max u</u> Утахж 5 4 3 2 0. 0.20.4 0,6 0.8 1,0 0.0

Рис. 8. Отношение максимальных прогибов роторов в зависимости от α при β = 1 (кривая *I*), 0,5 (кривая *2*), 0,2 (кривая *3*), 0,1 (кривая *4*), 0,04 (кривая 5) и 0,01 (кривая 6) при q = const

 α



Рис. 9. Отношение максимальных прогибов якоря $V_{\rm m}^*$ к $V_{\rm m}^*$ в зависимости от α при значениях $\beta = 1$ (кривая *I*), 0,5 (кривая *2*), 0,2 (кривая *3*), 0,1 (кривая *4*), 0,04 (кривая *5*) и 0,01 (кривая *6*) *q* = const

ция в общем виде, учитывая наличие многих переменных, будет представлять громоздкую систему кривых, практически исключающую выявление закономерностей. Поэтому перейдем к относительным величинам. В качестве исходной для сравнения активных сил выберем наименьшее значение единичной нагрузки q_0 , которое имеет место при $\alpha_{III} = 1$, $\beta_{III} = 1$:

$$q_0 B = \frac{96 E J y_{\text{max}}}{51,25 B^3}.$$
 (9)

Тогда

=

$$\frac{q_{\rm III}}{q_0} = \frac{51,25}{16\alpha_{\rm III}^3 + (24\alpha_{\rm III}^2 + 10\alpha_{\rm III} + 1,25)\beta}; \quad (10)$$

$$\frac{q_{\rm m}}{q_0} = \frac{51,25 \cdot (2\alpha_{\rm m} + \beta)}{8\alpha_{\rm m}^4 + (16\alpha_{\rm m}^3 + 10\alpha_{\rm m}^2 + 2,5\alpha_{\rm m} + 0,25\beta)\beta}, \quad (11)$$

опорой концов в зависимости от α и креплением концов в зависимости от β при q = const α и β при q = const β при q = const

Рис. 6. Базовые упругие линии сту-пенчатых роторов РШС с шарнирной пенчатых роторов РЖС с жестким

17



Рис. 10. Относительные значения активных сил при $y_{2\text{max}} = \text{const:}$

a — увеличение $q_{\rm m}$ и $q_{\rm min}$ по отношению к $q_0 = q_{\rm min}$; *б* — соотношение сил $q_{\rm m}$ и $q_{\rm min}$, при $\beta = 0.5$ (кривая *I*), 0,2 (кривая *2*), 0,1 (кривая *3*), 0,04 (кривая *4*)

а соотношение единичных сил составит

$$\frac{q_{\rm m}}{q_{\rm m}} = \frac{(2\alpha_{\rm m} + \beta)[16\alpha_{\rm m}^3 + (24\alpha_{\rm m}^2 + 10\alpha_{\rm m} + 1,25)\beta]}{8\alpha_{\rm m}^4 + (16\alpha_{\rm m}^3 + 10\alpha_{\rm m}^2 + 2,5\alpha_{\rm m} + 0,25\beta)\beta}.$$
 (12)

На рис. 10, 11 приведены результаты расчетов.



Анализ параметров деформированных роторов

Предложенная методика и проведенные расчеты позволяют численно определить соотношения упругих характеристик роторов и выполнить корректное сопоставление результатов расчета обоих типов. В рассматриваемом диапазоне α и β конкретные значения базовых *прогибов* приведены на рис. 6—9. Отметим, что на рис. 6 и 7 диаграммы по оси *у** представлены в разном масштабе в связи с большой разницей прогибов у РШС и РЖС. Значение конструктивной константы C_q принято одинаковым для всех вариантов.

Начнем с анализа качественного вида упругих линий. Естественно, что РШ имеет большую гибкость, чем РЖ, что упругая линия у РШ представляет собой кривую типа параболы, а у РЖ имеет точку перегиба, что с увеличением α и β прогиб возрастает, что с уменьшением β повышается плоскостность якоря.

Перейдем к анализу количественных соотношений. Максимальные прогибы $y_{III}^* \max u y_{K}^* \max u$ меют место при наименьшей жесткости роторов, при $\alpha = 1$ и $\beta = 1$ они соответственно равны 0,534 и 0,128, т. е. первый больше второго в 4,17 раз. Минимальные прогибы при $\alpha = 0$ и всех значениях β , например $\beta = 0,04$, равны $y_{III}^* \min = 0,0005$ и $y_{K}^* \min = 0,0001$, их соотношение равно 5, т. е. практически мало изменяется.

Однако при малых значениях α обнаруживается аномальное отклонение этого соотношения. В целом его можно охарактеризовать следующим образом: резкое снижение отношения в диапазоне $\alpha = 0...~0,1$, затем довольно интенсивное увеличение при $\alpha = 0,1...~0,3$, затем плавное повышение в интервале $\alpha = 0,3...1,0$ (см. рис. 8). При этом перепад прогибов заметно снижается с увеличением α и β , как это видно из табл. 3.

Интерес представляют минимальные значения отношения прогибов. Они отмечены звездочками. В отдельных сочетаниях имеющиеся несущественные отклонения являются следствием дискретности значений α и β.

Эта локальная особенность является следствием появления в РЖ между якорем и опорой упругого участка, который оказывает большое влияние на гибкость ротора. Влияние β , как это видно из рис. 8, эффективно проявляется до $\alpha = 0,2...0,3$. Так, при $\alpha = 0,05$ и $\beta = 0,01$ соотношение падает до 1,4. Иными словами, чем жестче РЖ, тем большее влияние оказывает появление упругого элемента. Таким образом, отношение прогибов $y_{\rm m}^{*}$ max при разных значениях α и β изменяется следующим обра-

Таблица 3 Значения отношения прогибов $y_{iii max}^* / y_{ik}^* \max$ в функции α и β

β						
u	0,5	0,2	0,1	0,04	0,01	0,004
0,025 0,05 0,1 0,2 0,3 0,4	4,3 3,6 3,5 3,4* 3,4* 3,5	3,2 2,7 2,5* 2,5* 2,8 3,02	2,4 2,1* 2,0 2,3 2,7 3,03	1,7 1,6* 1,7* 2,4 3,0 3,2	1,3* 1,4* 1,9 3,0 3,5 3,9	1,2* 1,5 2,3 3,5 3,8 3,9

- НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 12, 2008 -

зом: оно равно 5 при $\alpha = 0$ и всех значениях β , при $\beta = 1$ и $\alpha = 0...1$ плавно снижается с 5,0 до 4,2, при $\alpha = 0...0,3$ и $\beta = 0,5...0,01$ резко снижается с 5,0 до 1,5...3,5, при $\alpha > 0,3$ начинает плавно повышаться, так что при $\alpha = 1$ становится практически одинаковым у всех сочетаний, равным ~3,8 и постоянным, не зависящим от дальнейших значений α и β .

В роторе, как упругом компоненте, воспринимающем активные силы и выполняющем при перемещении заданные функции, существенное значение имеет в схемах Г плоскостность якоря (см. рис. 2), которая определяется как разность абсолютных прогибов в среднем и крайнем сечении. В соответствии с формулами (см. табл. 2) зависимость от α и β прогиба РШС $V_{\rm ш}$ носит линейный, а прогиба РЖС $V_{\rm ж}$ почти линейный характер, причем у последнего наблюдается большее отклонение от линейности, как и у упругих линий роторов, в пределах $\alpha = 0...0,3$. Прогиб якоря V^* с увеличением α увеличивается и уменьшается с уменьшением β .

По расчетам в РШС V_{III}^* повышается с 0,013 до 0,076 при $\beta = 1$ (т. е. в 5,8 раз) и пропорционально уменьшению β уменьшается до 0,0005...0,0031 (т. е. ~6 раз) при $\beta = 0,04$. Доля прогиба якоря в прогибе ротора с увеличением α от 0 до 1 и уменьшением β от 1 до 0,04 снижается со 100 % до 14,2 % при $\beta = 1$ и до 1,7 % при $\beta = 0,04$.

В РЖС прогиб $V_{\text{ж}}^*$ повышается с 0,0026 до 0,0304 при $\beta = 1$ (в 11,7 раз) и с 0,0001 до 0,0017 (в 17 раз) при $\beta = 0,04$. Доля прогиба якоря при тех же условиях, что и для РШС, снижается со 100 % до 23,8 % при $\beta = 1$ и до 3,6 % при $\beta = 0,04$. Анализ соотношения прогибов $V_{\text{ш}}^* / V_{\text{ж}}^*$ показывает, что влияния α и β на значение отношения существенно отличаются. Эта зависимость носит весьма сложный и переменный характер (см. рис. 9): от плавного уменьшения во всем диапазоне α с 5 до 2,0...2,5 при $\beta = 1...0,5$ до резкого снижения в интервале $\alpha = 0...0,2$ значение $V_{\text{ш}}^* / V_{\text{ж}}^*$ с 5 до 1...1,5 при $\beta = 0,1...0,01$ и далее при $\alpha = 0,2...1$ плавного повышения до ~2. Зависимость ($V_{\text{ш}}^* / V_{\text{ж}}^*$)(β) выражается более простыми, близкими к линейным, кривыми, снижающимися при уменьшении β . Особенностью семейства кривых является то, что, если при $\beta = 1$ значение отношения уменьшается при увеличении α от 0,2 до 1, то при $\beta = 0$ идет обратный процесс. Пересечение кривых происходит в зоне $\beta = 0,15...0,20$.

Максимальная плоскостность *якоря*, при которой $V^* \leq 0,002$ имеет место в РШС при $\beta = 0,04$, $\alpha = 0...0,6$, в РЖС при $\beta = 0,1$, $\alpha = 0...0,2$ и $\beta = 0,04$, $\alpha = 0...1$. Максимальный прогиб $V^* \geq 0,02$ якоря имеют в РШС при $\beta = 1$, $\alpha = 0,2...0,1$; при $\beta = 0,5$, $\alpha = 0,6...1$, а в РЖС при $\beta = 1$, $\alpha = 0,8...1$.

Наличие аномалии зависимости $V(\alpha, \beta)$ расширяет возможности выбора оптимальной конструкции. Так, прогиб якоря $V_{\text{max}}^* = 0,005$ может быть получен в РШ при $\beta = 0,2$ и $\alpha = 0,2$ и при $\beta = 0,1$ и $\alpha = 0,6$, а в РЖС при $\beta = 1$, $\alpha = 0,1$; при $\beta = 0,5$, $\alpha = 0,2$; при $\beta = 0,2$, $\alpha = 0,6$.

В РШС прогиб якоря выражается формулой

$$V_{\rm III}^* = \frac{\beta}{24} (1,5\alpha + 0,3125), \tag{13}$$

а соотношение $V_{\text{ш max}}^*$ и $V_{\text{ш min}}^*$ при одинаковой β — формулой

$$\frac{V_{\text{III max}}^*}{V_{\text{III min}}^*} = \frac{1.5\alpha_{\text{max}} + 0.3125}{0.3125}.$$
 (14)

В РЖС аналогично

$$V_{\mathcal{K}}^{*} = \frac{\beta}{24} \frac{1.5\alpha^{2} + 0.625\alpha + 0.0625\beta}{2\alpha + \beta}, \qquad (15)$$

$$\frac{V_{\text{mmax}}^{*}}{V_{\text{mmin}}^{*}} = \frac{1.5\alpha^{2} + 0.625\alpha + 0.0625\beta}{(2\alpha + \beta)0.0625}.$$
 (16)

Из формул следует, что прогиб якоря $V_{\rm III}$ линейно зависит от β и почти линейно от α , причем отклонения увеличиваются с уменьшением α . Отношение прогибов не зависит от β , и при любом его значении максимальное отношение при $\alpha = 1$ и $\alpha = 0$ остается постоянным и равным 5,8.

В РЖС зависимости сложней, функционально V_{π}^* определяется обеими величинами α и β так же, как и отношение $V_{\pi 1}^* / V_{\pi 0}^*$, расчет которого показывает, что это отношение в РЖС изначально больше, чем в РШС, к тому же с увеличением β возрастает с двукратного превышения до трехкратного.

Зависимость значений активных сил при $y_{2\text{max}} = \text{const}$, определяющих диапазон деформирования ротора, описывается выражениями (7)—(12) и представлена на рис. 10, 11. Их анализ показывает, что увеличение α и β сопровождается плавным снижением сил q (α, β) по кривым 3-го порядка в пропорции $q_{\rm x}/q_{\rm m} \approx 4:1$. Однако, как и деформации роторов и якорей, кривые $q_{\rm m}/q_{\rm m}$ имеют резкий спад отношений в диапазоне $\alpha = 0...0, 1$, после которого начинается подъем, вначале быстрый до $\alpha = 0.4$, затем все замедляющийся до $\alpha = 1$, достигающий в итоге значения соотношения, равного ~4. Сделанное ранее предположение остается прежним — резкое изменение жесткости защемленных роторов при введении упругих держателей, что убедительно подтверждается на рис. 11 расхождением кривых производных *у*' в диапазоне $\alpha = 0...0, 2$ и $\beta = 0,04$.

Это обстоятельство, присущее в целом процессу деформирования ступенчатых роторов, может быть эффективно использовано при разработке устройств МЭМС с учетом их функционального назначения. Так, в МЭМС, предназначенных для измерения микродавления газов, жидкостей, света, сил инерции, т. е. факторов, удельная нагрузка которых не зависит от кривизны якоря и содержащих на якоре в качестве преобразователей тензо- или пьезодатчики и тому подобные элементы, реагирующие на деформации растяжения-сжатия (схемы МЭМС на рис. 2, а, б, в), увеличение прогибов повышает разрешающую способность. В МЭМС, на характеристики которых и значение активных сил влияет форма межэлектродного промежутка (см. схему рис. 2, г), целесообразно обеспечивать повышенную плоскостность якоря, что позволит стабилизировать равномерность нагрузки. Примером могут служить электростатические реле и датчики. Определим градиент электростатических сил в межэлектродном промежутке.



Рис. 12. Относительное снижение электростатических сил с увеличением прогиба якоря

Электростатическая сила F описывается известной формулой

(17)

$$F = \frac{\varepsilon_0 S U^2}{2t^2},$$

где $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \, \Phi/\text{м}$ — электрическая постоянная; *S* — площадь электродов (м²); *U* —

электрическое напряжение (B); t — межэлектродное расстояние (м). На концах изогнутого якоря будет действовать сила $F_{\rm H}$:

$$F_{\mu} = \frac{\varepsilon_0 S U^2}{2(t+V)^2},\tag{18}$$

и соотношение сил на конце якоря и в центре составит

$$\frac{F_{\mathrm{H}}}{F} = \frac{t^2}{\left(t+V\right)^2} = \frac{1}{\left(1+\frac{V}{t}\right)^2},\qquad(19)$$

т. е. будет уменьшаться в обратно квадратичной зависимости при увеличении V (рис. 12). Отсюда следует, что при функционировании этого типа приборов увеличение прогиба якоря повлечет повышение рабочего напряжения. Ранее отмечались пределы α и β , обеспечивающие необходимую плоскостность якоря.

Прогиб V в электростатических устройствах непосредственно связан с электростатическими силами и значением межэлектродного расстояния. В дальнейшем целесообразно выполнить исследование этой связи с учетом влияния конструктивных факторов α и β и своеобразного характера соотношения последних.

Внутренние взаимосвязи, особенности их геометрических и деформационных параметров РЖС и РШС иллюстрируются приведен-

ными расчетами, таблицами, графиками, которые, однако, не дают достаточно наглядной информации о выборе оптимальных сочетаний параметров ротоудовлетворяющих внешним требованиям DOB. МЭМС различного, но конкретного назначения (см. рис. 2). Такая задача, по нашему мнению, может быть решена с помощью стилизованной диаграммы (рис. 13), содержащей максимальные значения прогибов роторов y^{*}_{max} и значения соответствующих им максимальных прогибов якорей V_{\max}^* в диапазонах $\alpha = 0...1$ и $\beta = 0.04...1$. Особенность диаграммы состоит в том, что значение $V_{\rm max}^*$ отсчитывается от верхнего значения каждого y_{\max}^* по направлению к началу координат, так как является частью прогиба ротора. Данные для значения α ≤ 0,4 в связи с почти 5-кратной разницей прогибов представлены в двух масштабах. При этом в одной диаграмме в сопоставимом виде приведены параметры обеих схем роторов. Дополнительно к рис. 13 в табл. 4 приведены расчетные значения прогибов.

Диаграмма дает оперативную обоснованную информацию по выбору значений α и β для обеспечения требуемых значений y_{max}^* , V_{max}^* , реализующих конкретное функциональное назначение представлен-



Рис. 13. Значения y^*_{max} и V^*_{max} при $\beta = 0,04...1$ и $\alpha = 1...0,4$ (*a*); $\alpha = 0,4...0$ (б)

- НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 12, 2008

Таблица 4

Зн	ачения прогибов	$y_{\rm max}^*$	(верхнее	значение),	V [*] _{max}
(ни	жнее значение)	в РШ	С и РЖС	в функции	αиβ

РШС							
βα	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	
1,0	$\frac{0,0130}{0,0130}$	$\frac{0,0452}{0,026}$	$\frac{0,1053}{0,038}$	$\frac{0,2015}{0,0510}$	$\frac{0,3417}{0,0630}$	$\frac{0,5339}{0,0760}$	
0,5	$\frac{0,0065}{0,0065}$	$\frac{0,0233}{0,0130}$	$\frac{0,0580}{0,0190}$	$\tfrac{0,1188}{0,026}$	$\frac{0,2135}{0,0320}$	$\frac{0,3503}{0,038}$	
0,2	$\frac{0,0026}{0,0026}$	$\frac{0,0101}{0,0051}$	$\frac{0,0296}{0,0076}$	$\frac{0,0691}{0,0100}$	$\frac{0,1366}{0,0130}$	$\frac{0,2401}{0,0150}$	
0,1	$\frac{0,0013}{0,0013}$	$\frac{0,0057}{0,0025}$	$\frac{0,0201}{0,0038}$	$\frac{0,0526}{0,0051}$	$\frac{0,1110}{0,0063}$	$\frac{0,2033}{0,0075}$	
0,04	$\frac{0,0005}{0,0005}$	$\frac{0,0031}{0,0010}$	$\frac{0,0145}{0,0016}$	$\frac{0,0426}{0,0020}$	$\frac{0,0956}{0,0025}$	$\frac{0,1814}{0,0031}$	
			РЖС				
βα	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	
1,0	$\frac{0,0026}{0,0026}$	$\frac{0,0096}{0,0074}$	$\frac{0,0236}{0,0128}$	$\frac{0,0466}{0,0185}$	$\frac{0,0806}{0,0245}$	$\frac{0,1276}{0,0304}$	
0,5	$\frac{0,0013}{0,0013}$	$\frac{0,0068}{0,0050}$	$\frac{0,0167}{0,0084}$	$\frac{0,0329}{0,0115}$	$\frac{0,0577}{0,0148}$	$\frac{0,0930}{0,0180}$	
0,2	$\frac{0,0005}{0,0005}$	$\frac{0,0040}{0,0028}$	$\frac{0,0098}{0,0042}$	$\frac{0,0205}{0,0055}$	$\frac{0,0382}{0,0068}$	$\frac{0,0649}{0,0081}$	
0,1	$\frac{0,0003}{0,0003}$	$\frac{0,0025}{0,0016}$	$\frac{0,0066}{0,0023}$	$\frac{0,0152}{0,0030}$	$\frac{0,0303}{0,0036}$	$\frac{0,0538}{0,0042}$	
0,04	$\frac{0,0001}{0,0001}$	$\frac{0,0013}{0,0007}$	$\frac{0,0043}{0,0009}$	$\frac{0,0116}{0,0012}$	$\frac{0,0250}{0,0015}$	$\frac{0,0466}{0,0017}$	

ных на рис. 2 групп МЭМС. Так, в качестве оптимальных сочетаний α и β могут быть в РШС предложены:

- для группы I (см. рис. 2, *a*) диапазоны α = 0,8...1; β = 0,5...1, обеспечивающие повышенное значение прогибов ротора и якоря;
- для группы IV (см. рис. 2, *ε*) α = 0,4...1;
 β = 0,04...0,1, дающие малый прогиб якоря и т. д.

Для группы II (см. рис. 2, *б*), исходя из заданного диапазона значений активных сил и параметров преобразователей, определяются вначале оптимальные прогибы якоря, а затем из зависимостей на рис. 13 — коэффициенты α и β.

В целом, очевидно, что РШС по отношению к РЖС значительно расширяют функциональные возможности.

Основные результаты анализа.

1. Прогиб $y_{\rm III}$ max в роторе РШС в диапазоне $\alpha = 0, 4...1$ и $\beta = 0, 04...1$ в ~4 раза больше, чем $y_{\rm ж max}$ в РЖС.

2. Прогиб якоря $V_{\rm III \ max}$ в диапазоне $\alpha = 0,4...1$, $\beta = 0,04...0,2$ в 1,8...2 раза больше, чем $V_{\rm X \ max}$.

3. При одинаковом значении прогиба ротора y_{max} усилие $q_{\text{ж}}$ в диапазоне $\alpha = 0, 4...1, \beta = 0, 04...0, 5$ больше, чем $q_{\text{ш}}$ в 3,5...4 раза.

4. В диапазоне $\alpha = 0, 1...0, 3$ и $\beta = 0, 04...0, 2$ соответственные отношения параметров существенно уменьшаются:

$$\frac{y_{\text{ш max}}}{y_{\text{ж max}}}$$
 — до 2,5; $\frac{V_{\text{ш max}}}{V_{\text{ж max}}}$ — до 1,5; $\frac{q_{\text{ж}}}{q_{\text{ш}}}$ — до 2,5.

5. Увеличение α свыше 0,5 и уменьшение β ниже 0,2 практически не изменяет приведенных в п.п. 1—3 соотношений.

6. Минимальный прогиб якоря $V_{\min}^* \leq 0,002$ обеспечивается в РШС при $\alpha = 0...0,6, \beta = 0,04, в$ РЖС при $\alpha = 0...0,2, \beta = 0,1$ и при $\alpha = 0...1, \beta = 0,04.$

7. Максимальный прогиб якоря $V_{\text{max}}^* \ge 0.02$ обеспечивается в РШС при $\alpha = 0.2...1$, $\beta = 1$ или $\alpha = 0.6...1$, $\beta = 0.5$, в РЖС при $\alpha = 0.8...1$, $\beta = 1$.

8. Снижение активных сил $q_{\rm m}/q_{\rm m}$ в 2...3,3 раза достигается в диапазоне $\alpha = 0.05...0.3$, $\beta = 0.2...0.04$.

Заключение

1. Разработана методика расчета держателей и ступенчатых роторов МЭМС с жесткими РЖС и шарнирными РШС опорами концов держателей, основанная на использовании относительных значений длин α и моментов инерции β якоря и держателей. Формулы содержат конструктивную константу и базовую функцию. Расчетные зависимости дают возможность выполнять сопоставление результатов, полученных при расчете различных конструктивных вариантов.

2. Проведены расчеты упругой линии и максимальных прогибов роторов и якорей в зависимости от α и β и равномерной распределенной нагрузки. Получены формулы и представлены диаграммы, позволяющие оперативно провести проектный и проверочный расчеты конструкции МЭМС по заданным значениям функциональных параметров.

3. Теоретически исследованы соотношения прогибов роторов, якорей активных сил в диапазоне $\alpha = 0...1, \beta = 1...0,01$ в РЖС и РШС. Выявлены аномальные отклонения этих зависимостей в зоне $\alpha = 0...0,3, \beta = 0,2...0,01$, объясняющиеся резким изменением напряженного состояния РЖС при введении упругого элемента. Аномалия расширяет возможности выбора оптимального сочетания α и β .

4. Определены диапазоны α и β , обеспечивающие получение экстремальных значений прогибов и активных сил в РЖС и РШС.

5. Показано, что РШС имеют значительные преимущества перед РЖС за счет увеличенного прогиба, обеспечивающего выполнение задач МЭМС с бо́льшей разрешающей способностью и в расширенном диапазоне функционирования.

6. Полученные теоретические зависимости и графические данные обеспечивают оперативный выбор оптимального варианта любого МЭМС из рассматриваемых групп.

Список литературы

1. **NEXUS.** Market analysis for Microsystems. 1996-2002 // MST News. 1998. N 3. P. 38-43.

2. **MEMS** market to reach 12,5 billion by 2010 // Military & Aerospace Electronics. 2006. July.

3. Нано- и микросистемная техника. От исследований к разработкам / Сб. ст. под ред. П. П. Мальцева. — М.: Техносфера, 2005. — 592 с.

4. Лучинин В. В., Таиров Ю. М., Васильев А. А. Особенности материаловедческого и технологического базиса микросистем // Микросистемная техника. 1999. № 1. С. 7—11.

5. **Petersen K. E.** Dynamic micromechanics on silicon techniques // IEEE Transactions on Electron Devices. 1978. Vol. ED-25. N 10. P. 1241–1251.

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

Hayka. Сиб. отд., 1991. 248 с. 7. **Chan E. K., Dutton R. W.** Electrostatic micromechanical actuator with extended range of travel // J. Microelectromechanical Systems. 2000. Vol. 9. N 3. P. 321–328.

8. Ефремов Г. И., Мухуров Н. И. Функциональные возможности электростатических микрореле по результатам моделирования // Труды научно-техн. конф. "Кибернетика и технологии XXI века". Воронеж, 2001. С. 499— 508. 9. Chan E. K., Kan E. C., Pinsky P. M., Dutton R. W.

9. Chan E. K., Kan E. C., Pinsky P. M., Dutton R. W. Nonlinear dynamic modeling of micromachined microwave switches // Digest IEEE MTT-S Inter. Microwave symp., Denver, CO, June 1997. P. 1511–1514.

10. **König E.-R., Wachutka G.** Analysis of unstable behavior occurring in electro-mechanical microdevices // Proc. MSM. Puerto Rico, 1999. P. 330–333.

11. Affour B., Nachtergaele P., Spirkovitch S., Ostergaard D. Gyimesi. Efficient reduced order modeling for system simulation of micro electro mechanical systems (MEMS) from FEM models // D. T. I. and Packaging of MEMS/MOEMS. Paris, France, 9–11 May 2000. P. 50–54.

12. Пономарев С. Д. и др. Расчеты на прочность в машиностроении. М.: Наука, Ф. М. Л, 1956. 568 с.

13. Справочник машиностроителя. Т. 3. Под редакцией С. В. Серенсема: — М.: Машгиз, 1955. 563 с.

14. **Bak D., Ogando J., Normile D.** Small parts, big potential // Global design news. 2001. November. P. 48–50.

15. Писаренко Г. С. и др. Сопротивление материалов. Киев: Вища школа, 1973. 671 с.

16. Тимошенко С. П., Гере Д. Ж. Механика материалов. М.: Мир. 1979. С. 213—230.

УДК 681.5.01

А. В. Казарьян, нач. сектора, ЗАО ЦНИТИ "Техномаш-ВОС", kazaryanl@ya.ru, В. И. Балакший, д-р физ.-мат. наук, проф., Физический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, balakshy@phys.msu.ru

ДИНАМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ В НЕЛИНЕЙНОЙ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ С РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Рассмотрены вопросы динамической устойчивости в нелинейной акустооптической системе с распределенной запаздывающей обратной связыю. Предложена и исследована математическая модель системы, учитывающая инерционные свойства оптоэлектронной части канала обратной связи, запаздывание сигнала в канале прямого преобразования и распределенный характер акустооптического взаимодействия. Определены границы области динамической устойчивости системы при различных соотношениях параметров.

Ключевые слова: акустооптическое взаимодействие, обратная связь, динамическая устойчивость, брэгговский режим дифракции.

Введение

Интенсивное развитие микро- и нанотехнологий открывает перспективы создания новых классов малогабаритных интегрированных многофункциональных систем управления, а также систем получения, хранения и обработки информации [1]. Одним из основных эффектов, применяемых для управления параметрами оптического излучения, обработки информации и неразрушающих измерений различных характеристик объектов, является акустооптическое (AO) взаимодействие, в физической основе которого лежит дифракция света на периодических изменениях показателя преломления, индуцированных механическими напряжениями акустической волны [2].

Акустооптическое взаимодействие может быть реализовано как в объемных, так и в волноводных структурах. В последнем случае существенным преимуществом являются меньшие габаритные размеры как самого устройства, так и геометрической области, в которой распространяются оптическое и акустическое излучения и, как следствие, меньшие значения управляющей мощности. В работах [3-10] исследован ряд эффектов, возникающих в АО системе при введении оптоэлектронного канала обратной связи (ОС), в том числе в работе [10] методом компьютерного моделирования исследованы динамические процессы в системе. Предложенная математическая модель учитывала запаздывание сигнала в цепи ОС в случае узкого светового пучка. В настоящей статье основное внимание уделяется вопросам динамической устойчивости системы с учетом распределенного характера АО взаимодействия, что больше соответствует реальной экспериментальной ситуации.

Схема системы

Схема рассматриваемой АО системы представлена на рис. 1. Входное оптическое излучение 1, проходя через волноводную АО ячейку 2, дифрагирует на периодических изменениях показателя преломления, индуцированных бегущей акустической волной 3, возбуждаемой встречно-штыревым преобразователем 4. Часть излучения одного из дифракционных максимумов 5 детектируется фотоприемником 6, сигнал с которого усиливается усилителем 7 и вместе с опорным напряжением V_0 подается на модуляционный вход генератора электрических колебаний 8. Сигнал с генератора подается на акустический преобразователь, и таким образом замыкается цепь ОС, вследствие чего выходной сигнал фотоприемника управляет амплитудой акустической волны.

Инерционные свойства электронной цепи ОС учитываются цепочкой RC, в которой сопротивление R является фактически нагрузкой фотоприем-



Рис. 1. Блок-схема акустооптической системы с обратной связью: 1 — входной световой пучок; 2 — АО ячейка; 3 — акустическая волна; 4 — встречно-штыревой преобразователь; 5 — дифрагированный пучок; 6 — фотоприемник; 7 — усилитель; V_0 опорное напряжение; 8 — генератор; Σ — сумматор

ника, а емкость С может быть, в частности, паразитной емкостью схемы.

Основные соотношения

В квазистатическом приближении мощность дифрагированного излучения на выходе АО ячейки в общем случае определяется выражением

$$P_d = P_0 \xi(A),$$

где P_0 — мощность падающего света; A — параметр Рамана—Ната, пропорциональный амплитуде акустической волны [2].

В случае монохроматической звуковой волны и раман-натовского режима дифракции зависимость $\xi(A)$ для каждого дифракционного порядка определяется квадратом функции Бесселя соответствующего порядка. Для режима дифракции Брэгта теоретический расчет дает решение в виде квадрата синуса. В реальной же системе наблюдается более сложная зависимость $\xi(A)$ [3]. В настоящей работе все аналитические выкладки будут сделаны для функции $\xi(A)$, записанной в общем виде.

Для исследования динамических эффектов в системе необходимо записать мощность дифрагированного излучения как функцию времени с учетом того, что амплитуда акустической волны меняется во времени и пространстве (в направлении распространения ультразвука). Анализ АО взаимодействия волн сложного спектрального состава показывает, что достаточно простые аналитические решения существуют в двух случаях: малой эффективности взаимодействия и гармонической упругой волны [2]. В каждом из них АО взаимодействие оказывается линейным по свету, поэтому допустимо применение спектральных методов оптики Фурье. В случае решения задачи дифракции света на акустической волне сложного спектрального состава при большой эффективности АО взаимодействия задача может быть решена следующим образом. Область взаимодействия в направлении вдоль распространения звуковой волны разбивается на достаточное число слоев, в пределах которых параметр Рамана-Ната можно считать константой. Решается задача дифракции света для выделенного слоя и определяется угловой спектр дифрагированного излучения. Находится результирующий спектр дифрагированного излучения как суперпозиция спектров, сформированных в каждом слое. Далее рассчитывается мощность дифрагированного излучения. Описанный метод дает следующее выражение для мощности дифрагированного света:

$$P_d(t) = P_0 \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau_a - \tau/2}^{t-\tau_a + \tau/2} \xi[A(t')]dt',$$
(1)

где $\tau = d/v$ — время, за которое акустическая волна пересекает световой пучок; d — ширина пучка; v скорость звука; $\tau_a = d_0/v$ — время распространения акустической волны от пьезопреобразователя до середины оптического пучка (рис. 1). По своей структуре соотношение (1) имеет ясный физический смысл: по сравнению с A(t) функция $P_d(t)$, во-первых, "запаздывает" на время τ_a , а, во-вторых, эффективность дифракции усредняется за время τ .

Предполагая, что часть дифрагированного излучения детектируется широкоапертурным линейным фотоприемником, можно записать ток приемника как

$$i = i_0 + SrP_d$$

где i_0 и S — темновой ток и чувствительность приемника; r — коэффициент, определяющий долю оптической мощности, поступающей в канал ОС. Считая, что инерционность электронной части канала ОС связана в основном с наличием емкостной составляющей C нагрузки фотодетектора, запишем уравнение, связывающее ток фотоприемника с напряжением на выходе усилителя — напряжением ОС V:

$$i(t) = \frac{V(t)}{kR} + \frac{C}{k} \frac{dV(t)}{dt},$$
(2)

где k — коэффициент усиления усилителя.

Напряжение на модуляционном входе генератора, определяющее амплитуду возбуждаемой акустической волны, представляет собой сумму напряжения ОС и опорного напряжения V_0 :

$$V_m(t) = V_0 + V(t).$$

Предполагая линейность модуляционной характеристики генератора, параметр Рамана—Ната запишем следующим образом:

$$A(t) = \beta V_m(t),$$

где коэффициент β учитывает чувствительность модуляционного входа генератора, коэффициенты преобразования амплитуды электрического напряжения на преобразователе в амплитуду акустической волны и амплитуду изменения показателя преломления, а также интеграл перекрытия акустического и оптического полей. Объединяя записанные соотношения, получим основное уравнение для рассматриваемой системы:

$$V(t) + RC\frac{dV(t)}{dt} = kRi_{0} + kRSrP_{0}\frac{1}{\tau} \int_{t-\tau_{a}-\tau/2}^{t-\tau_{a}+\tau/2} \xi[\beta(V_{0}+V(t'))]dt'.$$
 (3)

Уравнение (3) вместе с начальными условиями, заданными на интервале времени $[t_0 - \tau_a - \tau/2, t_0 - \tau_a + \tau/2]$, где t_0 — начальный момент времени, позволяет однозначно определить состояние систе-

мы в любой момент времени $t > t_0$ с учетом инерционных свойств системы. Параметры P_0 и V_0 , которые входят в уравнение, также могут быть функциями времени.

Введем безразмерные величины:

$$\widetilde{t} = \frac{t}{\tau_a}, \ \alpha = \frac{RC}{\tau_a}; \ \gamma = \frac{\tau}{\tau_a};$$

$$\widetilde{P}_d = \frac{1}{A_m} \beta kRSrP_d; \ \widetilde{P}_0 = \frac{1}{A_m} \xi_m \beta kRSrP_0; \qquad (4)$$

$$\widetilde{V}_a = \frac{1}{R} \beta (V + i, Rk); \ \widetilde{V} = \frac{1}{R} \beta (V - i, Rk)$$

$$V_0 = \frac{1}{A_m} \beta (V_0 + i_0 Rk); \ V = \frac{1}{A_m} \beta (V - i_0 Rk)$$

и функцию

$$\tilde{\xi}(\tilde{A}) = \frac{\xi(\tilde{A}A_m)}{\xi_m},$$
(5)

где $\tilde{A} = A/A_m$, а ξ_m — максимальное значение интегральной эффективности дифракции в точке A_m . Тогда уравнение (3) примет вид

$$\alpha \frac{d \tilde{V}(\tilde{t})}{d\tilde{t}} + \tilde{V}(\tilde{t}) =$$

$$= \tilde{P}_0 \frac{1}{\gamma} \int_{\tilde{t}-1-\gamma/2}^{\tilde{t}-1+\gamma/2} \tilde{\xi}(\tilde{V}_0 + \tilde{V}(\tilde{t})) d\tilde{t}.$$
(6)

Результаты анализа

В квазистатическом приближении, когда параметры системы изменяются медленно по сравнению с эффектами запаздывания в системе, зависимостью от времени можно пренебречь. Тогда формула (6) примет вид:

$$\widetilde{V} = \widetilde{P}_0 \widetilde{\xi} (\widetilde{V}_0 + \widetilde{V}). \tag{7}$$

Наличие параболического участка при малых значениях \tilde{A} и осциллирующий характер функции $\tilde{\xi}(\tilde{A})$, свойственные АО взаимодействию, позволяют реализовать в системе бистабильные состояния, соответствующие случаю существования трех решений уравнения (7). Из них только два крайних могут быть устойчивыми [3].

Для анализа динамической устойчивости решений рассмотрим систему в состоянии, близком к равновесному, и введем отклонение от равновесного состояния $\Delta \tilde{V}(\tilde{t}) = \tilde{V}(\tilde{t}) - \tilde{V}^*$, где $\tilde{V}^* -$ решение уравнения (7). Предполагая малость отклонения $\Delta \tilde{V}$, линеаризуем уравнение (6) в точке $\tilde{V} = \tilde{V}^*$, разлагая функцию $\tilde{\xi}(\tilde{A})$ в ряд Тейлора:

$$\Delta \tilde{V}(\tilde{t}) + \alpha \frac{d\Delta V}{d\tilde{t}} =$$

= $\tilde{P}_0 \tilde{\xi}' (\tilde{V}_0 + \tilde{V}^*) \frac{1}{\gamma} \int_{\tilde{t}-1-\gamma/2}^{\tilde{t}-1+\gamma/2} \Delta \tilde{V}(\tilde{t}) d\tilde{t}.$ (8)

Общее решение уравнения (8) следует искать как суперпозицию частных решений:

$$\Delta \widetilde{V}(\widetilde{t}) = \sum_{m} \Delta \widetilde{V}_{m} \exp[(\lambda_{m} + i\omega_{m})\widetilde{t}].$$

Определим B_m — пороговое значение множителя $\tilde{P}_0 \tilde{\xi}' (\tilde{V}_0 + \tilde{V}^*)$ правой части уравнения (8), при кото-

ром в системе нарушаются условия устойчивости для решения (ω_m , λ_m). Другими словами, найдем такое $B_m = \tilde{P}_0 \tilde{\xi}'(\tilde{V}_0 + \tilde{V}^*)$, при котором $\lambda_m = 0$. Подставляя в (8) решение вида $\Delta \tilde{V}(\tilde{t}) = \Delta \tilde{V} \cos \omega \tilde{t}$ и приравнивая коэффициенты при $\cos \omega_m \tilde{t}$ и $\sin \omega_m \tilde{t}$, получим систему уравнений, определяющую спектр собственных частот системы и порог возбуждения для каждой из них:

$$\alpha \omega_m + \mathrm{tg}\omega_m = 0; \tag{9}$$

$$B_m = \left[\cos\omega_m \operatorname{sinc}\left(\frac{\omega_m \gamma}{2\pi}\right)\right]^{-1}.$$
 (10)

Анализ уравнения (9) показывает, что спектр собственных частот линеаризованной системы определяется соотношением быстродействия электронной части канала ОС и средним временем задержки сигнала в АО ячейке (параметра α) и не зависит от эффекта усреднения сигнала (параметра γ). Зависимость $\omega_m(\alpha)$ имеет следующие характерные особенности:

- ω₀ = 0 при любом α;
- для $m \ge 1 \omega_m(\alpha)$ изменяется от πm при $\alpha = 0$ до $\pi m \pi/2$ при $\alpha \to \infty$.

На рис. 2 приведены графики $\omega_m(\alpha)$ для m = 1, 2, 3. Видно, что зависимость частот ω_m от α сильнее выражена в области $\alpha \leq 1$, а при $\alpha > 1$ ω_m достаточно быстро приближается к своему пределу, причем тем быстрее, чем больше номер m. Размерный спектр собственных частот ω_m/τ_a не зависит от времени τ усреднения сигнала в АО ячейке. Он определяется в большей степени средним временем τ_a задержки сигнала в АО ячейке (расширяется по закону, близкому к обратной пропорциональности). При изменении постоянной времени электронной части цепи ОС от RC = 0 до $RC \rightarrow \infty$ каждая составляющая спектра сдвигается влево на величину $\pi/2\tau_a$.

Уравнение (10) вместе с (9) дает зависимость порога возбуждения B_m от инерционных свойств системы. Вначале отметим, что для m = 0 при любых параметрах системы порог возбуждения равен единице: $B_0 = 1$. Для $m \ge 1$ порог определяется как параметром α , связывающим быстродействие электронной части ОС со средним временем задержки сигнала в АО ячейке, так и параметром γ , описывающим эффект усреднения сигнала по апертуре светового пучка. При увеличении γ от нуля (когда ширина пучка пренебрежимо мала по сравнению с расстоянием от его центра до преобразователя, что соответствует модели, использованной в работе [10]) до двух (когда световое поле занимает всю апертуру звуко-



Рис. 2. Зависимость собственных частот системы от соотношения между быстродействием оптоэлектронной части канала ОС и средним временем задержки сигнала

– НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 12, 2008 -



Рис. 3. Зависимость порога возбуждения для m = 1, 2, 3, 4 от отношения времени усреднения сигнала к среднему времени задержки при $\alpha = 0,5$

вого столба) функция $B_m(\gamma)$ изменяется сложным образом. Это иллюстрирует рис. 3, где показана зависимость порога возбуждения B_m от γ для $\alpha = 0,5$ и m = 1, 2, 3, 4. Функция $B_m(\gamma)$ на отрезке $\gamma \neq [0, 2]$ не имеет нулей, но имеет m - 1 особую точку: $\gamma'_n = 2\pi n/\omega_m$, n = 1, ..., m - 1, в которых $B_m(\gamma)$ стремится к бесконечности и меняет знак. В малых окрестностях особых точек система имеет высокий порог устойчивости к возбуждению на соответствующей частоте. Внутри каждого интервала от одной особой точки до следующей система оказывается устойчивой к возбуждению на определенной частоте при любой глубине и соответствующем знаке OC.

На рис. 4 показаны зависимости порога возбуждения B_m от параметра α , рассчитанные в двух предель-

ных случаях $\gamma = 0$ и $\gamma = 2$ для m = 0, 1, 2, 3. Эффект усреднения сигнала по апертуре светового пучка приводит к качественным изменениям динамических свойств системы с ОС. Во-первых, в случае $\gamma = 0$ порог возбуждения положителен для четных *т* и отрицателен для нечетных, в то время как при $\gamma = 2$ он отрицателен для любых m > 0. Если быстродействие цепи ОС значительно превышает среднее время задержки сигнала в АО ячейке ($\alpha \ll 1$), то при $\gamma = 0$ порог достигает своего предельного значения ± 1 , а при $\gamma = 2$ — возрастает обратно пропорционально α и перестает зависеть от номера *m*. В случае $\alpha \gg 1$ (инерционность цепи ОС велика по сравнению с инерционностью АО взаимодействия) в обоих случаях порог возбуждения возрастает пропорционально α, но по-разному зависит от номера *m*: квадратично при $\gamma = 2$ и линейно при $\gamma = 0$.

Теперь, когда определены пороги возбуждения системы для каждого номера *m*, можно сформулировать условия устойчивости равновесного состояния системы. На рис. 4 видно, что среди порогов возбуждения, имеющих отрицательные значения, наибольшее значение имеет порог B_1 , а среди порогов, имеющих положительные значения, минимальна величина порога $B_0 = 1$. Учитывая это, условия устойчивости равновесного состояния \tilde{V}^* следует записать следующим образом:

$$\widetilde{P}_0 \widetilde{\xi}' (\widetilde{V}_0 + \widetilde{V}^*) < 1; \tag{11}$$

$$\widetilde{P}_0\widetilde{\xi}'(\widetilde{V}_0 + \widetilde{V}^*) > B_1.$$
(12)

Если нарушено условие (11), то это означает, что выполняется условие бистабильности [3], а система находится в среднем (неустойчивом) состоянии и должна перейти из него в одно из двух крайних состояний. Если нарушено условие (12), то в системе возбудятся колебания вблизи равновесного состояния. Область динамической устойчивости равновесного состояния системы показана на рис. 4 — штриховкой для случая $\gamma = 0$ и серым цветом для $\gamma = 2$. В целом при $\gamma = 2$ система более устойчива, когда происходит усреднение сигнала по всей высоте области АО взаимодействия. В обоих случаях при увеличении α возрастает порог возбуждения колебаний в системе (по абсолютному значению), т. е. растет максимально допустимая глубина ОС в системе. Однако если па-



раметр α мал ($\alpha < 1$), то наблюдаются качественные отличия. В случае $\gamma = 0$ область устойчивости сужается при уменьшении α , а в случае $\gamma = 2$ порог имеет минимальное значение при $\alpha = 0,56$ и увеличивается до бесконечности при $\alpha \to 0$.

Исследование динамики системы при больших значениях отклонения от равновесного состояния проводилось методом численного интегрирования уравнения (6). На рис. 5 приведены графики процесса возбуждения колебаний в системе (слева) и установившихся колебаний (справа) в случае $\gamma = 2$ для



ряда значений глубины обратной связи $\tilde{P}_{0}\xi'$ и параметра α . По оси ординат отложена величина параметра $\tilde{A} = \tilde{V}_{0} + \tilde{V}$, определяющая мгновенное значение эффективности дифракции. Опорное напряжение \tilde{V}_{0} выбрано таким, чтобы система имела равновесное состояние в точке максимальной крутизны амплитудной характеристики, а именно, на ее спаде (в расчете использовалось приближение дифракции Брэгга). Начальные условия были заданы следующие: считалось, что при t < 0 система находилась в состоянии равновесия, соответствующем параметрам \tilde{V}_{0} , \tilde{P}_{0}^{*} , где значение \tilde{P}_{0}^{*} близко к \tilde{P}_{0} .

В соответствии с результатами анализа линеаризованного уравнения система наименее устойчива при $\alpha = 0,56$. В этом случае, если глубина ОС незначительно превышает пороговую $P_0 \tilde{\xi}' = -4,7$, то в системе возбуждаются периодические колебания, близкие к гармоническим (рис. 5, а). Период колебаний соответствует частоте ω₁ и незначительно превышает время, за которое ультразвук полностью пересекает световой пучок. Амплитуда установившихся колебаний, ограниченная нелинейностью системы, соответствует глубине модуляции эффективности дифракции около 10 %. С увеличением глубины ОС растут скорость нарастания колебаний и амплитуда установившихся колебаний, а также изменяется их форма. Рис. 5, б соответствует 100 %-ной глубине модуляции эффективности дифракции (от 0 до 1). Увеличение либо уменьшение параметра а приводит к уменьшению амплитуды установившихся колебаний (рис. 5, в, г) вплоть до полного их прекращения. Сравнивая между собой рис. 5, в и 5, г, можно отметить, что в случае малых а процесс возбуждения колебаний имеет импульсный характер, а в спектре установившихся колебаний присутствуют гармоники высоких порядков. При достаточно большой глубине ОС ($|P_0 \xi'| > 50$) в системе наблюдается переход к хаотическому режиму.

Таким образом, эффект усреднения сигнала в АО ячейке, связанный с распределенным характером АО взаимодействия, приводит к качественным изменениям динамических свойств системы: изменяется спектр собственных частот линеаризованной системы, расширяется область динамической устойчивости. В случае $\gamma = 0$ (узкий световой пучок, усреднение отсутствует) максимально допустимая глубина ОС имеет минимальное значение при $\alpha = 0$ и определяется из условия $\tilde{P}_0 \tilde{\xi}' (\tilde{V}_0 + \tilde{V}^*) = -1$. С ростом α, т. е. с увеличением инерционности цепи ОС и системы в целом, допустимая глубина ОС возрастает. В случае $\gamma = 2$ (широкий световой пучок, полностью перекрывающий звуковой столб) максимально допустимая глубина ОС имеет наименьшее значение при $\alpha = 0.56$ (*RC* = 0.56 τ_a) и определяется условием $\tilde{P}_0 \tilde{\xi}'(\tilde{V}_0 + \tilde{V}^*) = -4.6$. Как с увеличением, так и с уменьшением α допустимая глубина ОС возрастает, причем, если в первом случае вместе с α растет инерционность всей системы, то во втором случае быстродействие системы остается ограниченным временем т.

Заключение

Предложена математическая модель акустооптической системы с ОС, позволяющая исследовать основные закономерности динамической устойчивости системы с учетом инерционных свойств оптоэлектронной

– НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 12, 2008 -

части канала обратной связи, запаздывания сигнала в канале прямого преобразования и распределенного характера акустооптического взаимодействия. Показано, что распределенный характер обратной связи сводится не только к запаздыванию сигнала ОС "в среднем", но существенно влияет на динамические характеристики системы с ОС. В зависимости от соотношения между средним временем запаздывания и временем усреднения сигнала качественно меняются спектр собственных частот линеаризованной системы и границы области динамической устойчивости. Наиболее принципиальные отличия сводятся к тому, что с учетом распределенного характера ОС наблюдается повышение динамической устойчивости системы при уменьшении инерционности оптоэлектронного канала ОС в случае, когда она меньше инерционности канала прямого преобразования.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, гранты № 06-07-89309 и № 08-07-00498.

Список литературы

1. Нанотехнологии в электронике / Под ред. Ю. А. Чаплыгина. М.: Техносфера, 2005.



УДК 531.76

П. Г. Бабаевский*, д-р техн. наук, проф., зав. каф.,
Г. М. Резниченко*, канд. техн. наук, доц.,
А. А. Жуков*, д-р техн. наук, проф.,
С. А. Жукова**, канд. техн. наук, зав. сектором,
Е. А. Гринькин**, науч. сотр.
*"МАТИ" — Российский государственный технологический университет им. К. Э. Циолковского
** ФГУП "Ордена Трудового Красного Знамени научно-исследовательский физико-химический институт им. Л. Я. Карпова"

ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ СЕНСОРНЫХ МИКРО- И НАНОСИСТЕМ: ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И МАСШТАБНЫЕ ЭФФЕКТЫ. ЧАСТЬ 2. ДЕТЕКТОРЫ, ИСТОЧНИКИ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ШУМОВ

Во второй части обзора, посвященной аналитическому описанию емкостных, пьезорезистивных, оптоэлектронных и туннельных детекторов электромеханических преобразователей сенсорных микро- и наносистем, показано, что наиболее перспективными при переходе от микро- к наносистемам являются туннельные детекторы. Однако в них резко проявляются побочные физико-химические, в первую очередь адгезионные и капиллярные, эффекты и силы. 2. Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.

3. Балакший В. И., Казарьян А. В., Молчанов В. Я. Бистабильные режимы в акустооптической системе с обратной связью // Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37. № 6. С. 1140—1144.

4. Balakshy V. I., Kazaryan A. V., Molchanov V. Ya. Deflectors with a feedback: New possibilities for image processing // Proc. SPIE. 1993. V. 2051. P. 672–677.

5. **Balakshy V. I., Kazaryan A. V.** Acoustooptic multistability: Possibilities of application in optical information processing systems // Proc. SPIE. 1994. V. 2430. P. 292–300.

6. Балакший В. И., Казарьян А. В., Ли А. А. Мультистабильность в акустооптической системе с обратной связью по частоте // Квантовая электроника. 1995. Т. 22. № 10. С. 975—979.

7. Balakshy V. I., Kazaryan A. V. Multistability in an acoustooptic system with frequency feedback // Optical Memory and Neural Networks. 1995. V. 4. N_{2} 4. P. 323–331.

8. Балакший В. И., Казарьян А. В. Акустооптическая стабилизация направления лазерного пучка // Квантовая электроника. 1998. Т. 25. № 11. С. 988—992.

9. **Balakshy V. I., Kazaryan A. V.** Laser beam direction stabilization by means of Bragg diffraction // Opt. Eng. 1999. V. 38. № 7. P. 1154–1159.

10. Балакший В. И., Бычков А. И., Кузнецов Ю. И., Шабунин С. А. Динамические процессы в акустооптической системе с обратной связью по амплитуде // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50. № 9. С. 1169—1176.

При переходе к наномасштабу в основных элементах электромеханических преобразователей существенную роль начинают играть различные флуктуационные процессы, в частности, термомеханические, температурные и адсорбционно-десорбционные в чувствительных механических элементах и электрические — в туннельных детекторах. Эти процессы в решающей степени определяют характер и величину помех (шумов) и, соответственно, чувствительность и разрешающую способность сенсорных наносистем.

Ключевые слова: сенсорные МЭМС, НЭМС, электромеханические преобразователи, детекторы, физические основы, масштабные эффекты, чувствительность, разрешающая способность, шумы, спектральная плотность флуктуаций.

Введение

Анализ физических принципов работы и теоретического описания двух основных элементов электромеханических преобразователей сенсорных МЭМС и НЭМС (чувствительных механических элементов и актюаторов), а также масштабных эффектов в них, приведенный в первой части данного обзора, показал, что переход от микро- к наномасштабу приводит к значительным, часто принципиальным качественным изменениям их поведения, что должно резко сказываться на чувствительности и разрешающей способности сенсорных систем. Вторая часть данного обзора посвящена аналитическо-

Часть 1 см. в жрунале "Нано- и микросистемная техника" № 11, 2008 г.

му описанию поведения третьего основного элемента электромеханических преобразователей сенсорных микро- и наносистем — детекторов, работающих на различных физических принципах, а также зависимости чувствительности и разрешающей способности микро- и наносистем от природы и характеристик шумов, проявляющихся в чувствительных механических элементах и детекторах. Наибольшее внимание уделено детекторам, работающим на эффекте туннелирования электронов, учету побочных сил, действующих в туннельном контакте, а также имеющимся аналитическим соотношениям, расчетным данным и экспериментальным фактам об основных флуктуационных процессах, проявляющихся в чувствительных механических элементах и туннельных детекторах и являющихся источниками шумов в них, о характеристиках шумов и их влиянии на чувствительность и разрешающую способность преобразователей при переходе от микро- к наномасштабу.

1. Детекторы

Преобразование в выходной электрический сигнал механических смещений или колебаний чувствительных элементов электромеханических преобразователей сенсорных микро- и наносистем, задаваемых внешними воздействиями и/или актюаторами, может осуществляться с помощью детекторов, действующих на аналогичных, но обратных эффектах, используемых в актюаторах. Детекторы, использующие пьезоэлектрические, электро- и магнитострикционные эффекты, в значительной степени теряют чувствительность при переходе от микро- к наномасштабу, или их использование в наносистемах встречает значительные технические и технологические трудности. Имеются сведения об эффективном использовании в наносистемах емкостных и пьезорезистивных детекторов, а также более перспективных методов прямого преобразования смещения в электрический сигнал с помощью фотодетекторов, встроенных в интегрированные оптоэлектромеханические системы, и особенно детекторов, использующих эффект туннелирования электронов (туннельных сенсорных элементов) [1]. Поэтому данный раздел содержит аналитическое описание только таких детекторов.

1.1. Емкостные детекторы

В емкостных детекторах смещение механического элемента, работающего в динамическом режиме, при подаче на электроды напряжения (смещающего) преобразуется в изменение емкости конденсатора, т. е. числа зарядов, что, соответственно, приводит к генерации электрического тока [2]. Так как электрический ток характеризует скорость переноса зарядов *da*

 $(i_{c} = \frac{dq_{c}}{dt}$, где q_{c} — электрический заряд, t — время),

то его изменение при изменении расстояния между электродами на величину Δz при переменном смещающем напряжении $V = V_0 \sin(\omega t)$, где V_0 — амплитуда напряжения; ω — угловая частота, может быть примерно определено по соотношению

$$\Delta i_c(\Delta z) \approx \omega V_0 C(d) \left[\frac{\Delta z}{d} \right],$$

где C(d) — емкость конденсатора; d — равновесное расстояние между электродами.

Более точно генерируемый ток на выходе из системы может быть рассчитан с помощью одномерной модели в виде подвижного, поддерживаемого линейным одномерным упругим элементом, и неподвижного электродов (см. рис. 5, ч. 1 данного обзора). Поведение такой модели описывается уравнением Мэтью при аппроксимации к дифференциальному уравнению первого порядка, имеющему вид

$$i(\tau) = c_1(\tau)z + c_2(\tau)z' + v_f(\tau),$$

где
$$c_1(\tau) = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 A V_0 \omega}{d^2 \sin \tau}; c_2(\tau) = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 A V_0}{d^2 \cos \tau}; v_f(\tau) = \frac{\varepsilon \varepsilon A V_0}{d \sin \tau};$$

z — смещение подвижного электрода; z' — производная смещения по приведенному времени $\tau = \omega t$; *A* — площадь пластин конденсатора; ε — относительная диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей пространство между пластинами; ε_0 — диэлектрическая постоянная.

При использовании емкостных детекторов их чувствительность в решающей степени определяется паразитной емкостью. В микромасштабе в динамических условиях изменения емкости вследствие смещения механического элемента обычно варьируется в пределах 10^{-9} — 10^{-12} Ф и достаточно легко детектируется при сравнительно низких частотах колебаний, используемых в микросистемах. При переходе на наномасштаб типичные модуляции емкости осуществляются в пределах 10^{-16} — 10^{-18} Ф. При этом паразитная емкость чипа и встроенных схем может быть на несколько десятичных порядков больше [1]. Помимо ликвидации эффекта от большого паразитного импеданса встроенных схем решение этой проблемы возможно при встраивании усилителя сигнала непосредственно в нанорезонатор. Так, при использовании одноэлектронного транзистора достигнута чувствительность к смещению порядка 4 фм/Гц^{-1/2} [1].

1.2. Пьезорезистивные детекторы

Действие этих детекторов основано на изменении объемной электропроводности при действии механических напряжений. В предположении о постоянстве и однородности напряжений σ и деформаций γ относительное изменение сопротивления пьезорезистора dR/R предполагается пропорциональным напряжениям

$$\frac{dR}{R} \,=\, \pi_l \sigma_l + \pi_t \sigma_t \,, \label{eq:relation}$$

где σ_l , σ_t и π_l , π_t — продольные и трансверсальные напряжения растяжения/сжатия и пьезорезистивные коэффициенты этих напряжений соответственно [2], или деформации

$$\frac{dR}{R} = \gamma \psi,$$

где γ — пьезорезистивный коэффициент деформации, записываемый в форме $\gamma = (1 + v) + \frac{\partial \rho}{\rho} \frac{1}{\psi}$, где v — коэффициент Пуассона, ρ — удельное объемное

сопротивление материала, ψ — относительная продольная деформация [3].

Для обеспечения постоянства и однородности напряжений и деформаций пьезорезистивый детектор должен иметь размеры, значительно меньшие, чем размеры упругого элемента, поэтому такой детектор представляет собой тонкий слой пьезорезистивного материала, нанесенный в местах концентрации напряжений, например, вблизи места закрепления балок или мембран. Такие детекторы обычно входят в мостовую схему, в которой относительное изменение сопротивления равно относительному изменению напряжения. Так как полупроводники обладают наиболее высокими пьезорезистивными коэффициентами, то их наиболее часто используют в качестве микродетекторов. Полупроводники р- и п-типов обладают анизотропными свойствами, поэтому соотношения между напряжениями и относительными изменениями сопротивления записываются для них с использованием матричных коэффициентов

 $\frac{dR}{R} = \frac{\pi_{44}}{2} \left(\sigma_l - \sigma_l \right)$

И

$$\frac{dR}{R} = \frac{\pi_{11} + \pi_{22}}{2} \left(\sigma_l + \sigma_t\right),$$

где π_{44} , π_{11} , π_{12} — пьезорезистивные коэффициенты сдвига, продольного и трансверсиального напряжения растяжения/сжатия соответственно [2]. Однако применение пьезорезистивных детекторов на основе полупроводников при переходе к наномасштабу встречает ряд серьезных трудностей. Одной из них является резко выраженная зависимость коэффициентов л и ү от температуры, причем в случае полупроводниковых детекторов уменьшение количества легирующего компонента (допанта), т. е. уменьшение количества носителей тока, хотя и увеличивает чувствительность детектора, но еще более резко увеличивает температурную зависимость этих коэффициентов и изменяет механизм электропроводности на неупорядоченную перколяционную. Малая концентрация носителей тока при уменьшении толщины пьезорезистивных детекторов до наноразмеров резко увеличивает их общее сопротивление, особенно при пониженной температуре, что делает невозможной их работу в сочетании с мостовой схемой и при высоких частотах [3].

1.3. Оптоэлектронные детекторы

Использование традиционных оптических методов измерения малых смещений упругих элементов, развитых в методах АСМ и СТМ и основанных на интерферометрии Майкельсона и Фабри—Перо, применительно к микро- и, особенно, наносенсорным системам встречает значительные трудности из-за резко выраженных эффектов дифракции и светорассеяния вследствие того, что размеры элементов становятся меньше оптических длин волн. Требования к минимальной мощности световых пучков при этом резко увеличивает влияние шумов. Решение этих проблем видится в использовании интегрированных оптоэлектромеханических систем (МОЭМС и НОЭМС), в ко-

торых свет проходит по управляемым оптическим световодам в слоистых гетероструктурах с квантовыми точками [1]. Минимальные размеры таких световодов определяются разностью коэффициентов преломления света *п* используемых материалов. Например, при использовании системы Si/SiO₂, для которой $\Delta n \approx 2$, поперечные размеры элементов могут составлять величины порядка 250 × 400 нм. Измеряемый сдвиг по фазе определяется произведением длины l пути, проходящего светом, и эффективного коэффициента преломления *п*эфф. Возможности интегрирования оптических детекторов в наносенсорные устройства требуют дальнейшего тщательного моделирования. Дополнительные трудности при этом обусловлены сложностью сочетания микрометровых оптических волокон с субмикрометровыми волноводами наносистем и высокими потерями энергии вследствие поверхностных дефектов в малых световодах.

1.4. Туннельные детекторы

Высокая (десятые доли нанометра) и независимая от размеров электродов чувствительность туннельных детекторов вследствие локализации туннельного тока в очень малом промежутке между ближайшими группами атомов электродов (менее 1 нм) обусловливает наиболее широкие возможности миниатюризации микро- и наносистем на их основе [1]. Однако именно в этих элементах сенсорных устройств особенно резко проявляются сложности физических процессов, лежащих в их основе, и многообразие наномасштабных побочных эффектов, в решающей степени определяющих чувствительность и разрешающую способность наносенсоров. Поэтому подробный анализ физических и масштабных эффектов в туннельных детекторах, в первую очередь, связанных с явлением туннелирования электронов и с характеристиками туннельного контакта, а также с дополнительными силами, возникающими между электродами в наномасштабе, является особенно важным и актуальным. Этим вопросам посвящен данный подраздел.

А. Туннелирование электронов и характеристики туннельного контакта

Принцип действия туннельных преобразователей перемещений базируется на эффекте туннелирования электронов (возникновении туннельного тока) в электродном контакте типа игла-плоскость с тонким (толщиной порядка 1 нм) межэлектродным слоем диэлектрика (газа, воздуха, вакуума или жидкости). При этом острый и плоский электроды могут располагаться как на подвижном механическом элементе, так и на неподвижной подложке преобразователя. Возникновение туннельного тока происходит при разности потенциалов (напряжении смещения) V на электродах вследствие перекрывания волновых функций электронов ближайших друг к другу атомов электродов. Теоретические расчеты этого эффекта базируются на решении уравнения Шредингера для электрона, находящегося в одномерной потенциальной яме, ограниченной двумя бесконечными потенциальными барьерами, между которыми находится конечный потенциальный барьер с шириной порядка 1 нм и высотой, значительно превосходящей энергию электрона eV, где e — заряд электрона, V — потенциал поля. Решение уравнения Шредингера для этого случая свидетельствует о ненулевой вероятности нахождения электрона по другую сторону конечного потенциального барьера, т. е. электроны могут туннелировать — проникать сквозь область, соответствующую данному барьеру, через которую они не могут проходить по законам классической физики. Вероятность туннелирования электронов сквозь потенциальный барьер, равная отношению прошедшего и движущегося к барьеру потоков электронов или отношению квадратов амплитуд их волновых функций, определяется, в первую очередь, шириной барьера и коэффициентом его прозрачности (константой перехода, или затухания волновой функции электрона в области, соответствующей потенциальному барьеру), экспоненциально возрастая с уменьшением этих параметров.

В случае металлических электродов в туннельном эффекте участвуют в основном электроны с уровнями энергии Ферми, туннелируя из заполненных состояний зоны проводимости одного электрода на свободные состояния такой зоны другого электрода. Коэффициент прозрачности потенциального барьера при этом определяется плотностью состояния электронов по одну сторону барьера и вероятностью того, что по его другую сторону эти состояния свободны. Соответственно туннельный ток определяется напряжением смещения, коэффициентом прозрачности барьера и плотностью состояния электронов вблизи уровня Ферми. В простейшем случае одномерного прямоугольного барьера и в приближении квазинепрерывного энергетического спектра электронов, плотность состояний которых в металлах вблизи уровня Ферми при низких температурах практически постоянна, плотность туннельного тока i_t при постоянном напряжении смещения V определяется главным образом параметрами потенциального барьера — его шириной и высотой [1, 4]:

$$i_t \approx \rho_S(E_F) V e^{-2ka}$$
,

где $\rho_S(E_F)$ — локальная плотность электронных состояний металлических электродов (при $V \ll E_F$, где E_F — энергия Ферми металлов, $\rho_S(E_F)$ считается независимой от напряжения); k — постоянная затухания плотности волновых функций электронов в тун-

нельном контакте: $k = \frac{\sqrt{2m_e\phi}}{\hbar}$, где ϕ — высота потен-

циального барьера, равная среднему значению работы выхода электронов с двух поверхностей противоположных электродов, находящихся в туннельном контакте, и измеряемая в эВ; m_e — масса электрона; \hbar константа Планка, деленная на 2π (для типичных значений ϕ металлов, равных 3—5 эВ, k составляет величину порядка 0,1—0,2 нм⁻¹); a — ширина потенциального барьера, или туннельного промежутка, равная минимальному расстоянию между электродами металл—металл (изменение a на 0,1 нм изменяет плотность туннельного тока на десятичный порядок).

Теоретический анализ туннельного контакта обычно проводится исходя из его одномерности. Такой подход применим и на практике, так как поперечные размеры острых электродов при существующих технологиях их получения значительно превосходят характеристическую длину волны электронов λ , связанную с константой затухания ($\lambda = 2\pi/k$) и равную примерно 0,3 нм при k = 0,2 нм⁻¹. При этом для описания зависимости туннельного тока между металлическими электродами от минимального расстояния между ближайшими атомами на их поверхностях *а* и напряжением смещения *V* при малых его значениях пользуются упрощенным экспоненциальным уравнением [1, 4]

$$I \approx V \mathbf{e}^{-a\alpha\sqrt{\phi}},$$

где $\alpha = m/\hbar = 0,1025 \text{ нм}^{-1}$ для вакуума (воздуха). Поскольку α и ϕ — константы, то уравнение может быть записано в еще более упрощенной форме:

$$I \approx = V \mathbf{e}^{-\operatorname{const}\alpha}.$$

При этом предполагается, что туннельный ток подчиняется закону Ома, т. е. при малых напряжениях смещения вольт-амперная характеристика (BAX) туннельного контакта (зависимость I-V) практически линейная и симметричная. При больших напряжениях смещения (порядка нескольких вольт) зависимость туннельного тока от напряжения не подчиняется закону Ома, и ВАХ туннельных контактов резко отклоняются от линейных. Это связано с проявлением эффекта автоэлектронной (полевой) эмиссии — испусканием электронов проводящими телами при воздействии внешнего электрического поля достаточно большой напряженности (Е порядка 10 В/см), когда плотность тока из металлов в вакуум (*i* в A/cm^2) квадратично и экспоненциально зависит от напряженности поля (Е в В/см) в соответствии с уравнением Фаулера-Нордхейма [5]:

$$i = C_1 E^2 \mathbf{e}^{-\frac{C_2}{E}},$$

где C_1 и C_2 — константы, зависящие от природы металла.

В режимах малого напряжения смещения наклон зависимостей логарифма туннельного тока (при постоянном напряжении) или логарифма напряжения смещения (при постоянном токе) от минимального межэлектродного расстояния равны высоте потенциального барьера ф. Если в таких режимах поддерживать ток I постоянным, то V изменяется с изменением межэлектродного расстояния, и зависимость V-a претерпевает дивергенцию при $V \rightarrow 0$. Избежать этого можно, поддерживая постоянной проводимость $\sigma = I/V$, а не ток, что соответствует поддержанию постоянным минимального межэлектродного расстояния. Характерное значение туннельного тока в случае металлических электродов составляет $10^{-10} - 10^{-9}$ А (0,1-1 нА) при напряжениях на туннельном контакте порядка 0,1-1 В и ширине туннельного промежутка 0,1—1 нм, что соответствует его проводимости 10^{-8} — 10^{-10} Ом⁻¹ или сопротивлению 10^{8} — 10^{10} Ом. При этом электронная схема, позволяющая фиксировать изменение тока на 1 % при его значении порядка 1 нА и сопротивлении туннельного контакта 100 МОм, способна детектировать отклонение электродов на 0,0003 нм, обеспечивая чрезвычайно высокую чувствительность туннельного детектора.

Б. Силы притяжения между электродами

Туннельный контакт может работать как в квазистатическом режиме (при постоянном напряжении смещения, постоянном туннельном токе или проводимости и постоянном сопротивлении или межэлектродном расстоянии), так и при динамических условиях, т. е. при переменных вышеуказанных параметрах, в зависимости от типа детектора и измерительной (контролирующей) электронной схемы. Во всех этих случаях на поведении туннельного контакта могут сказываться силы, действующие между металлическими электродами на рабочих расстояниях меньше 1 нм и способные оказывать большое влияние на межэлектродный контакт, вызывая прямое упругое контактирование (залипание) электродов. К этим силам относятся: электростатические, Ван-дер-Ваальсовские и адгезионные силы притяжения, а также дополнительные силы притяжения, создаваемые капиллярным эффектом [6-12]. При адгезионном контакте могут возникать также упругие силы отталкивания. Силы притяжения указываются со знаком "минус", отталкивания — со знаком "плюс".

Электростатическая сила притяжения между сферическим (радиусом *R*) и плоским электродами при приложении к ним напряжения смещения *V* при минимальном расстоянии между электродами *d* описывается соотношением [12]

$$F_{ES} = -\frac{\pi \varepsilon \varepsilon_0 R V^2}{a}$$

где є — относительная диэлектрическая проницаемость среды; ε_0 — диэлектрическая постоянная вакуума, равная 8,85 · 10^{-12} Ф/м. Очевидно, что эта сила может достигать больших значений даже при очень малых напряжениях смещения V, значительно меньших подаваемых, например, на емкостной актюатор, вследствие очень малого расстояния между электродами.

Ван-дер-Ваальсовские (дисперсионные, диполь-дипольные и индукционные) силы притяжения между такими же электродами при *d* в пределах от 1 до 0,4 нм, большем некоторого предельного (межмолекулярного или межатомного) расстояния *d*₀, может быть описана известной формулой [13—16]

$$F_{vdW} = -\frac{A_{132}R}{6a^2},$$

где A_{132} — константа Гамакера для материала электродов "1" и "2" в среде "3", рассчитываемая по табулированным константам индивидуальных веществ: $A_{132} \approx (\sqrt{A_{11}} - \sqrt{A_{33}})(\sqrt{A_{11}} - \sqrt{A_{33}})$, или, в соответствии с "макроскопической" теорией Лифшица, через табулированные диэлектрические константы материалов $h\omega_{132}$: $A_{132} = \frac{3}{4\pi} h\omega_{132}$. Для двух одинаковых электродов "1" в среде "3" в уравнении используется константа Гамакера A_{131} , которая также может быть рассчитана по табулированным константам индивидуальных веществ: $A_{131} =$

$$=\frac{\left(A_{11}-A_{33}\right)^2}{A_{11}+A_{33}}\approx(\sqrt{A_{11}}-\sqrt{A_{33}})^2.$$

При сближении электродов на расстояние $d < d_0$, т. е. при их упругом контакте (без учета шероховатости поверхности) возникают *две противоположно действующие силы: упругого отталкивания и адгезионного притяжения*, которые в случае упругого контакта сферы радиусом *R* с плоской поверхностью по модели Дерягина—Муллера—Топорова (ДМТ) могут быть рассчитаны по формулам соответственно [15]:

$$F_{u} = \frac{4}{3} E^{*} \sqrt{R} (a_{0} - a)^{3/2};$$

$$F_{a} = -2\pi R W_{a}.$$

В первой формуле E^* — эффективный модуль уп-

ругости контактирующих фаз: $\frac{1}{E^*} = \frac{1 - v_1^2}{E_1} + \frac{1 - v_2^2}{E_2}$,

где E_1, E_2, v_1, v_2 — модули упругости и коэффициенты Пуассона контактирующих фаз соответственно. Во второй формуле W_a — термодинамическая работа адгезии контактирующих фаз: $W_a = \gamma_1 + \gamma_2 - \gamma_{12}$, где γ_1 , γ_2, γ_{12} — свободные поверхностные энергии контактирующих фаз и их межфазная поверхностная энергия соответственно (если $\gamma_{12} \approx \left[\gamma_1^{1/2} - \gamma_2^{1/2}\right]^2$ то

$$W_a \approx 2[\gamma_1 \gamma_2]^{1/2})$$

Так как предполагается, что в обычных условиях поверхности электродов покрыты адсорбированными слоями паров воды, реальная поверхностная энергия электродов γ_{SV} значительно ниже теоретической и приближается по величине к поверхностной энергии конденсированной жидкости, в частности воды ($\gamma_{\rm H_2O}$), тогда в этих условиях $W_a = 2\gamma_{\rm H_2O}$ и $F_a = -4\pi R \gamma_{\rm H_2O}$ [15]. При $a = a_0$ величина F_{wdW} равна F_a , и величину a_0 можно рассчитать по фор-

муле
$$a_0 = \sqrt{\frac{A_{132}}{24\pi\gamma_{\rm H_2O}}}$$
.

Капиллярные силы притяжения между острым (со сферическим кончиком) и плоским электродами возникают в случае капиллярной конденсации паров жидкости, в первую очередь воды, в зоне контакта (сближения) электродов с образованием тонкого (капиллярного) слоя жидкой фазы с вогнутым мениском и малым радиусом кривизны (рис. 1).

Самопроизвольная капиллярная конденсация паров обусловлена тем, что в соответствии с одним из основных уравнений теории капиллярных явлений уравнением Кельвина — равновесное давление паров над вогнутой поверхностью жидкости меньше, чем над плоской и тем более выпуклой [13]. Условием образования вогнутого мениска является хорошее смачивание поверхности электродов жидкостью, т. е. достаточно малый угол смачивания θ. Возникновение дополнительной силы притяжения электродов при этом обусловлено тем, что в соответствии со вторым основным уравнением теории капиллярных явлений — уравнением Юнга—Лапласа — в случае искривленной поверхности жидкости возникает разность внутренне-



Рис. 1. Схема сечения зоны контакта сферического (радиусом R) и плоского электродов с конденсированным слоем жидкости: a — минимальное расстояние между электродами в зоне контакта; r_1 — радиус кривизны мениска жидкости; r_2 и h — радиус и высота сектора сферического электрода, смачивемого жидкостью; φ — угол между радиусами сферического электрода, проведенными через точку его контакта с плоским электродом и с жидкостью



Рис. 2. Зависимости деформации консольной балки различных размеров (сплошная линия: l = 1 мкм, a = 10 нм, b = 100 нм; пунктирная линия l = 50 мкм, a = 200 нм, b = 5 мкм; штриховая линия: l = 1 мкм, a = 100 нм, b = 1 мкм) от силы, прилагаемой к концу балки [23]

го и внешнего давлений, действующих на поверхность, или так называемое давление Лапласа:

$$\Delta P = \gamma_L \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)$$

где γ_L — поверхностная энергия жидкости [13, 14].

Так как $r_1 \ll r_2$ (рис. 1), то $\Delta P \approx \frac{\gamma_L}{r_1}$. Это давление

действует на площадку между двумя поверхностями электродов, примерно равную $2\pi Rh$, притягивая их

друг к другу с силой $F_K \approx -2\pi Rh\left(\frac{\gamma_L}{r_1}\right)$. При малом

расстоянии *а* между электродами в зоне контакта (малом угле ϕ) и малом угле смачивания $\theta h \approx 2r_1 \cos \theta$ и вклад давления Лапласа в силу притяжения электродов описывается формулой [14]

$$F_K \approx -4R\gamma_L \cos\theta.$$

При альтернативном расчете изменения общей поверхностной энергии системы с увеличением расстояния *а* между поверхностями электродов при малых углах ф и θ формула для силы притяжения сферической и плоской поверхностей вследствие наличия жидкого капиллярного слоя имеет вид [14]:

$$F_K = -\frac{4\pi R \gamma L \cos \theta}{(1+a/d)}.$$

Эта формула превращается в предыдущую при a = 0, что соответствует максимальному значению капиллярной силы. Авторы работ [15, 16] в данной формуле вместо предельной толщины капиллярного слоя жидкости использовали толщину адсорбированного слоя паров. Их расчеты показывают, что в случае паров воды при относительной влажности воздуха 70 % толщина адсорбционного слоя составляет примерно 0,5 нм. Тогда при $\gamma_{\rm H_2O} = 0,072$ Дж/м², соз $\theta = 1$, R = 100 нм и a = 1 нм F_K составляет примерно 30 нН.

2. Чувствительность и разрешающая способность электромеханических преобразователей: источники и характеристики шума

Эффективность микро- и наносенсорных электромеханических преобразователей и систем в целом в решающей степени определяют такие их характеристики, как чувствительность и разрешающая способность [17-22]. Чувствительность сенсорного элемента к внешнему воздействию характеризуется отношением абсолютного значения выходного сигнала как реакции на внешнее воздействие (ΔV) к внешнему воздействию или входному сигналу (ΔF): $S_F = \Delta V / \Delta F$. Разрешающая способность, или операционный предел (R) отдельного элемента и преобразователя в целом характеризуется минимальным значением внешнего воздействия или входного сигнала (ΔF_{\min}), которое может быть детектировано, и определяется как отношение интенсивности помех, или шума (δV_{Π}), к чувствительности: $R = \delta V_{\Pi}/S_F = \Delta F_{\min}$, а также как отношение выходного сигнала или реакции на внешнее воздействие (*ΔV*) к интенсивности шума (δV_{Π}) . Хотя эти характеристики в значительной степени зависят от схем усиления и регистрации сигналов, в данном разделе рассматриваются только факторы, определяющие чувствительность и разрешающую способность отдельных элементов сенсорных электромеханических преобразователей — упругих механических элементов с заданными актюаторами и туннельных детекторов.

2.1. Упругие механические элементы

При квазистатических режимах чувствительность упругих механических элементов, в частности, кантилеверных и мостиковых структур, к действию силы или массы (веса) определяется их способностью к деформации (деформативной податливостью) при изгибе и оценивается отношением силы или массы к вызванному ими прогибу. Такая оценка для кремниевой консольной балки прямоугольного сечения показала, что сила, необходимая для прогиба конца балки на величину, равную ее толщине *a*, при ширине b = 10a и длине l = 100a, варьируется от 300 пиконьютонов (пН) при a = 100 нм до 30 пН при a = 10 нм (рис. 2) [23]. Эти значения соответствуют весу отдельных молекул и лежат в интервале сил, необходимых для разрыва единичных межмолекулярных (комплексных лиганд-рецепторных и Ван-дер-Ваальсовских) связей соответственно, если принять для первых энергию равной примерно 1 эВ (1,6 \cdot 10⁻¹⁹ Дж), а для второй — 0,1 эВ при одинаковой их длине в 1 нм.

При динамическом режиме чувствительность механического сенсорного элемента определяется его способностью изменять фундаментальную частоту при действии внешней силы или изменении массы. Так, например, для кремниевого балочного упругого элемента в виде кантилевера длиной 30 мкм, шириной 2 мкм и толщиной 500 нм с резонансной частой 375 кГц чувствительность к изменению массы составляет примерно $4 \cdot 10^{-16}$ г/Гц [8]. Все это свидетельствуют о чрезвычайно высокой потенциальной чувствительности наноразмерных балочных элементов, работающих как в статическом, так и в динамическом режимах. Получение таких элементов в настоящее время возможно с использованием современных материалов и методов нанотехнологии, включающих электронную, наноимпринтинговую и сканирующую зондовую литографию, а также методов точного плазмохимического и ионного травления [1, 3, 4, 23].

Очевидно, что чрезвычайно высокая чувствительность балочных элементов, особенно работающих в *динамическом режиме*, при переходе к наномасштабу может негативно сказываться на разрешающей способности сенсорных элементов и микро- и наносистем в целом вследствие резкого проявления фундаментальных побочных эффектов, вызывающих случайные колебания (флуктуации смещения, или шум). Интенсивность таких случайных колебаний выражается через зависимые от частоты эффективные спектральные плотности мощности флуктуаций смещения $S_z(\omega)$ и частоты $S_{\omega}(\omega)$ [1]. Величина $S_z(\omega)$ с размерностью м²/Гц определяет среднеквадратичную мощность шума как отклонение амплитуды случайных колебаний от их среднего значения $\langle (\delta z)^2 \rangle = \langle (z - \langle z \rangle)^2 \rangle$

через ее интегрирование в соответствующей полосе измеряемых частот $\langle (\delta z)^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty S_z(\omega) d\omega$. Угловые

скобки указывают на усреднение по статистическому ансамблю. Аналогичным образом $S_{\omega}(\omega)$ определяет среднеквадратичное отклонение фундаментальной, или собственной, частоты в серии ее измерений

$$\langle (\delta \omega_0)^2 \rangle \approx \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} (\omega_i - \omega_0) \approx \int_{\omega_0 - \pi \Delta f}^{\omega_0 + \pi \Delta f} S_{\omega}(\omega) d\omega,$$

где $\Delta f = \frac{1}{2\pi\tau}$; τ — среднее время измерений. Мини-

мальная детектируемая масса при условии, что добавленная масса δM является очень малой долей эффективной массы вибрирующего резонатора $m_{\rm эфф}$, может

быть оценена из условия пропорциональности δM и $\delta \omega_0$:

$$\delta M \approx \frac{\partial m_{\ni \Phi \Phi}}{\partial \omega_0} \delta \omega_0 = R^{-1} \delta \omega_0 \approx 2 \frac{m_{\ni \Phi \Phi}}{\omega_0} \delta \omega_0,$$

где $R = \frac{\partial \omega_0}{\partial m_{\Rightarrow \phi \phi}} = \frac{\omega_0}{2m_{\Rightarrow \phi \phi}}$ — чувствительность по

массе. Чувствительность к амплитудным и частотным флуктуациям при этом оценивается как корень квадратный из $S_{\chi}(\omega)$ и $S_{\omega}(\omega)$ с размерностью мГц^{-1/2}

и $\Gamma \mu^{-1/2}$ соответственно.

Основными источниками шума в упругих механических элементах, влияние которого на их разрешающую способность резко возрастает при переходе к наномасштабу, являются термомеханические и температурные флуктуации, эффекты адсорбции/десорбции молекул из окружающей среды и передача ими момента чувствительному элементу в результате случайных столкновений [1, 24].

А. Термомеханические флуктуации

Любая система, диссипирующая энергию, является источником шума. Верно и обратное утверждение [7]. Эти основные положения являются следствием флуктуационно-диссипативной теоремы, согласно которой каждой моде колебаний в условиях соответствует термодинамического равновесия средняя энергия шума, равная k_BT/2 для каждого квадратичного члена в выражении энергии для данной моды. Эта теорема хорошо известна применительно к электрическим цепям и носит название теоремы Найквиста-Джонсона: любой элемент электрической цепи с определенным импедансом, зависящим от частоты и имеющим ненулевую реальную часть, т. е. зависящее от частоты сопротивление $R(\omega)$, является источником шума — случайных колебаний (флуктуаций) напряжения со спектральной плотностью, пропорциональной мощности электрического шума на единичную частоту

$$S_V(\omega) = \frac{2}{\pi} R(\omega) \hbar \omega \coth(\hbar \omega / k_B T),$$

и, аналогично, флуктаций тока. При высокой температуре или низких частотах ($k_B T \gg \hbar \omega$) это выражение приходит к классическому пределу

$$S_V(\omega) = \frac{2}{\pi} k_B T R(\omega)$$

или в случае периодической частоты $f = \omega/2\pi$

$$S_V(f) = 2\pi S_V(f) = 4k_B T R(\omega).$$

Флуктуационно-диссипативная теорема применима к механическим элементам с ненулевой диссипацией, т. е. с конечным значением *Q*-фактора. Однако, если такие флуктуации в электрических цепях заметно проявляются уже в макромасштабе, то в механических элементах они начинают заметно проявляться только в микро- и особенно резко в наномасштабе. Кроме того, вследствие резонансной природы отклика механического осциллятора эта теорема излагается в несколько иной форме [24]. При этом считается, что термомеханические флуктуации являются следствием хаотического теплового (броуновского) движения в материале балочного элемента. В соответствие с этим энергия среднеквадратичных тепловых флуктуаций смещения центра масс упругой балки равна средней энергии теплового движения:

$$\frac{1}{2} k_{\Im \Phi \Phi} \langle (\Delta z)^2 \rangle = \frac{1}{2} m_{\Im \Phi \Phi} \omega_0^2 \langle (\Delta z)^2 \rangle = \frac{1}{2} k_B T,$$

откуда:

$$\langle (\Delta z)^2 \rangle = \frac{k_B T}{k_{\odot \Phi \Phi}} = \frac{k_B T}{m_{\odot \Phi \Phi} \omega_0},$$

где k_B — константа Больцмана; T — абсолютная температура. Эффективная спектральная плотность мощности флуктуаций смещения $S_z(\omega)$ с размерностью м²/Гц при этом равна

$$S_{z}(\omega) = \frac{1}{m_{\mathrm{spph}}^{2}} \frac{S_{F}(\omega)}{(\omega^{2} - \omega_{0}^{2}) + \omega^{2} \omega_{0}^{2}/Q^{2}},$$

где $S_F(\omega)$ — эффективная спектральная плотность мощности флуктуаций термомеханических сил с размерностью ${\rm H}^2/\Gamma$ ц: $S_F(\omega) = 4m_{эф\phi}\omega_0 k_B T/Q$.

Эффективная спектральная плотность мощности флуктуаций частоты $S_{\omega}(\omega)$ определяется способом и условиями задания вынужденных колебаний механического резонатора. Если резонатор подвергается колебаниям с постоянной среднеквадратичной амплитудой $\langle (\Delta z_c)^2 \rangle$ и максимальной энергией таких колебаний $E_c = m_{\rm эф\phi} \omega_0^2 \langle (z_c)^2 \rangle$, то

 $S_{\omega}(\omega) \approx \left(\frac{\omega_0}{2Q}\right)^2 \frac{S_z(\omega)}{\langle (z_{\rm c})^2 \rangle} \approx \frac{\omega_0^5}{Q^3} \frac{k_B T}{E_{\rm c}} \frac{1}{(\omega^2 - \omega_0^2) + \omega^2 \omega_0^2/Q}.$

Интегрирование этой величины в пределах от $\omega_0 - \pi \Delta f$ до $\omega_0 + \pi \Delta f$ при условии, что $Q \gg 1$ и $2\pi \Delta f \ll \omega_0 Q$ дает выражение для минимально детектируемого сдвига по частоте:

$$(\delta\omega_0)^2 \approx \int_{\omega_0 - \pi\Delta f}^{\omega_0 + \pi\Delta f} S_{\omega}(\omega) d\omega \approx \frac{k_B T \omega_0 \Delta f}{E_c} Q$$

и чувствительности по массе:

$$\delta M \approx 2m_{\Im \Phi \Phi} \frac{k_B T}{E_{\rm c}} \frac{\Delta f}{Q \omega_0}$$

При задании колебаний резонатора по схеме самовозбуждения [24]:

$$S_{\omega}(\omega) \approx \frac{\omega_0 k_B T}{Q E_c}.$$

Большое значение при анализе спектра термомеханического шума микро- и нанорезонаторов имеет не только значение *Q*-фактора, но и механизм диссипации энергии и, соответственно, ее зависимость от температуры. При учете диссипации энергии только за счет внутреннего трения [25] спектр шума как температурно-частотная зависимость среднеквадратичной амплитуды термомеханических колебаний описывается соотношением

$$\langle \delta z^2 T M \rangle = \frac{4k_B T B}{Q k_{9\Phi\Phi} \omega} \frac{\omega_0^4}{\left(\omega^2 - \omega_0^2\right)^2 + \omega_0^4/Q^4}$$

где B — полоса частот измерений; $k_{э\phi\phi}$ — эффективная жесткость балки. При этом необходимо учитывать зависимость термоупругих диссипативных потерь от частоты. Например, показано, что для консольной балки толщиной a, плотностью ρ , теплопроводностью G и теплоемкостью C максимальная диссипация энергии проявляется при периодической частоте π G

 $f_{TM} = \frac{\pi}{2} \frac{G}{\rho Ca^2}$ [25]. Если основной вклад в демпфи-

рование колебаний консольной балки оказывает вязкость окружающей среды, то спектр шума описывается соотношением [25]

$$\langle \delta z_{TM}^2 \rangle = \frac{4k_B TB}{Qk_{3\Phi\Phi}} \frac{\omega_0^3}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2 \omega_0^2/Q^2},$$

из которого следует, что при частотах, значительно меньших резонансной ($\omega \ll \omega_0$), и при частоте, равной резонансной ($\omega = \omega_0$), спектр шума не зависит от частоты и описывается соотношениями соответственно

$$\langle \delta z_{TM}^2 \rangle = \frac{4k_B TB}{Qk_{\rm spdp}\omega_0} \ \mathrm{i} \ \langle \delta z_{TM}^2 \rangle = \frac{4k_B TBQ}{k_{\rm spdp}\omega_0} \,.$$

Б. Температурные флуктуации

Флуктуации температуры микро- и наномеханических чувствительных элементов, обусловленные их конечной теплопроводностью, могут вызывать изменения как геометрических размеров элементов, так и свойств материалов, из которых они изготовлены, и, соответственно, частотные флуктуации. Так, влияние температуры на коэффициент жесткости балки вследствие изменения ее геометрических размеров и модуля упругости материала можно описать уравнением

$$k_Z(T) = k(1 + (\alpha + \beta)T,$$

где α и β — термические коэффициенты расширения и модуля упругости соответственно.

Для оценки эффективной спектральной плотности температурных флуктуаций и вызываемых ими частотных флуктуаций была применена тепловая модель балки в виде некоторой теплоемкости $C = c_v V(c_v - удельная теплоемкость материала; V$ объем балки), соединенной теплопроводностью $G = \lambda l$ (λ – коэффициент теплопроводности материала; l –длина балки) с тепловым резервуаром с температурой T [7]. Средняя тепловая энергия системы, равная $\langle E_c \rangle = CT$, флуктуирует в соответствии с флуктуационно-диссипативной теоремой аналогично термомеханическому шуму на среднюю величину δE_c со спектральной плотностью температурных флуктуаций

$$S_E(\omega) = \frac{2}{\pi} \frac{k_B T C^2 / G}{1 + (\omega - \omega_0)^2 \tau_T^2}$$

где $\tau_T = C/G$ — время тепловой релаксации, или тепловая постоянная времени. Аналогичным выражением описывается спектральная плотность $S_T(\omega)$ флуктуаций тепловой энергии δE_c , причем ее значение удваивается за счет учета неравномерной теплопроводности концов мостиковой структуры. Обобщенная оценка эффективной спектральной плотности флуктуаций частоты $S_{\omega}(\omega)$ для наномостиковой структуры длиной *l* дала следующий результат [24]:

$$S_{\omega}(\omega) = \left(-\frac{22.4c_s^2}{\omega_0^2 l^2}\alpha_T + \frac{2}{c_s}\frac{dc_s}{dt}\right)^2 \frac{\omega_0^2 k_B T}{\pi G[1 + (\omega - \omega_0)^2 \tau_T^2]},$$

где $c_S = \sqrt{E/\rho}$ — зависимая от температуры скорость звука; α_T — линейный термический коэффициент расширения; $\tau_T = H/G$ — тепловая постоянная времени, или характерное время тепловой релаксации; *G* и *H* — теплопроводность и теплоемкость структуры соответственно. Выражение для минимально детектируемого сдвига по частоте при этом имеет вид

$$\delta\omega_0 = \frac{1}{2\pi^2} \left(-\frac{22.4c_s^2}{\omega_0^2 l^2} \alpha_T + \frac{2}{c_s} \frac{dc_s}{dt} \right) \times \\ \times \left[\frac{\omega_0^2 k_B T^2}{\pi g} \frac{\operatorname{arctg}(2\pi\Delta f \tau_T)}{\tau_T} \right]^{1/2}$$

и чувствительности по массе [24]:

$$\delta M = \frac{2}{\pi^{1/2}} 2m_{\Im \Phi \Phi} \left(-\frac{22.4c_s^2}{\omega_0^2 l^2} \alpha_T + \frac{2}{c_s} \frac{dc_s}{dt} \right) \times \\ \times \left[\frac{k_B T^2}{g} \frac{\operatorname{arctg}(2\pi\Delta f \tau_T)}{\tau_T} \right]^{1/2}.$$

В. Эффекты адсорбции/десорбции молекул из окружающей среды

Адсорбция молекул газов из окружающей среды массой М, изменяя эффективную массу наноструктуры, сдвигает ее резонансную частоту. Следовательно, случайные, термически обусловленные процессы адсорбции и десорбции молекул с конечной энергией их связей при ненулевой температуре должны вызывать частотные флуктуации и быть источником фазово-частотного шума, принципиально отличного от шума, вызываемого диссипацией упругой энергии. При этом сдвиг фундаментальной частоты должен быть пропорционален отношению $M/m_{
m add}$ и, следовательно, с уменьшением массы резонатора его чувствительность к процессам адсорбции/десорбции должна увеличиваться. Кроме того, с уменьшением размера резонатора отношение числа активных мест на его поверхности к общему числу атомов в нем возрастает, что еще больше увеличивает чувствительность структур наномасштаба к этому эффекту.

Цикл адсорбции/десорбции моделируется зависящей от потока газа скоростью адсорбции r_a и зависящей от температуры скорости десорбции r_d [7, 24]:

$$r_a = \frac{2}{5} s \frac{p}{\sqrt{Mk_B T}};$$
$$r_d = v_d \exp\left(-\frac{E_b}{k_B T}\right),$$

где $\frac{2}{5}s$ — некоторая константа скорости адсорбции —

эмпирический коэффициент, характеризующий частоту прилипания столкнувшихся с поверхностью молекул газа и лежащий в интервале 0 < s < 1; *p* и *T* — давление газа и температура соответственно; v_d - константа скорости адсорбции — эмпирический коэффициент, характеризующий частоту попыток десорбции и по порядку величины соответствующий частоте тепловых колебаний двухатомных молекул, равной примерно 10^{13} Гц; E_b — энергия связи адсорбированных молекул с поверхностью. Скорости адсорбции и десорбции определяются большим числом факторов, в том числе давлением и природой гатемпературой, 30B. природой поверхности наноструктуры и характера ее обработки, и теоретически их рассчитать довольно трудно. Оценка эффективной спектральной плотности мощности флуктуаций частоты $S_{\omega}(\omega)$ для наномостиковой структуры от r_a и r_d дала следующее выражение:

$$S_{\omega}(\omega) = \frac{2\pi\omega_0^2 N_a \sigma_0 \tau_r}{\left[1 + \left(\omega - \omega_0\right)^2 \tau_r^2\right]} \left(\frac{M}{m_{\Im \Phi \Phi}}\right)^2$$

где N_a — число адсорбционно-активных мест на по-2 $r_a r_d$

верхности; $\sigma_0^2 = \frac{r_a r_d}{(r_a + r_d)^2}$ — стандартное отклоне-

ние вероятности того, что адсорбционно-активное место на поверхности занято; $\tau_r = \frac{1}{(r_a + r_d)}$ — сред-

нее время корреляции цикла адсорбции/десорбции. Для спектральной плотности фазового и дробночастотного шума получены выражения:

$$S_{\phi}(\omega) = \frac{2N_a \sigma_0^2 \tau_r / \pi \delta \omega_0^2}{1 + \omega^2 \tau_r^2};$$
$$S_{y}(\omega) = \frac{N_a \sigma_0^2 \tau_r / 2\pi}{1 + \omega^2 \tau_r^2} \left(\frac{M}{m_{\Im \Phi \Phi}}\right)^2$$

Интегрированием $S_{\omega}(\omega)$ получены выражения для минимально детектируемого сдвига по частоте и чувствительности по массе соответственно [7, 24]:

$$\delta\omega_0 = \frac{1}{2\pi} \frac{M\omega_0 \sigma_0}{m_{\odot \Phi \Phi}} [N_a \operatorname{arctg}(2\pi \Delta f \tau_T)]^{1/2}$$

– НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 12, 2008 —

$$\delta M \approx \frac{M\sigma_0}{2\pi} [N_a \operatorname{arctg}(2\pi\Delta f \tau_T)^{1/2}].$$

Г. Эффекты передачи момента теплового движения молекул окружающей среды

Анализ воздействия случайных столкновений молекул газа при сравнительно низком давлении как

тормозящей силы, равной $\frac{pA}{\sqrt{k_BT/M}}\frac{dz}{dt}$, где p и M —

давление и масса молекул газа соответственно, A = lb — площадь поверхности балки, dz/dt — скорость движения балки, привел к тем же соотношениям для эффективной спектральной плотности мощности флуктуаций тормозящей силы $S_p(\omega)$ и частоты $S_{\omega}(\omega)$, которые были получены при анализе термомеханических флуктуаций как при задании колебаний с постоянной среднеквадратичной амплитудой, так и при самовозбужающейся схеме [24].

2.2. Туннельные детекторы

Как указывалось в разделе 1.4, экспоненциальная зависимость туннельного тока от межэлектродного расстояния и очень малое значение (порядка 0.1 нм⁻¹) постоянной затухания плотности волновых функций электронов в туннельном контакте k $(k = \frac{\sqrt{2m_e\phi}}{\hbar}$, где ϕ — высота потенциального барьера, m_{e} — масса электрона, \hbar — константа Планка, деленная на 2π) обусловливают чрезвычайно высокую чувствительность туннельных детекторов к механическим смещениям упругих элементов, в том числе ко всем источникам шума в них, указанным выше. Сами детекторы также могут быть источником шума вследствие электрических процессов, протекающих непосредственно в туннельном контакте и в схемах усиления. Так, если задано постоянство тока *I* в между туннельными электродами *l* с его модуляцией при очень малом механическом смещении упругого элемента $i \approx I + \delta i(z)$, то можно получить близкую к линейной чувствительность по

току $|\partial i/\partial z| \approx 2kI$. На основании этих представлений получено обобщенное выражение для эффективной спектральной плотности мощности флуктуаций смещения электродов $S_{z}(\omega)$ с размерностью

м²/Гц, включающее все возможные источники шума в туннельном детекторе [1]:

$$S_{z}(\omega) = \frac{S_{I}^{(A)}(\omega)}{4k^{2}I^{2}} + \frac{S_{I}^{(S)}}{4k^{2}I^{2}} + \frac{S_{F}^{(BA)}}{m_{3\phi\phi}^{2}(\omega_{0}^{2} - \omega^{2}) + \omega^{2}\omega_{0}^{2}/Q^{2}}.$$

В этом соотношении:

 $S_I^{(A)}(\omega)$ — спектральная плотность эквивалентного токового шума трансимпедансного усилителя ([$S_I^{(A)}$]^{1/2} ≈ 10⁻¹³ A · Гц^{-1/2});

 $S_{I}^{(S)}(\omega)$ — спектральная плотность тепловых флуктуаций тока ($S_{I}^{(S)} \approx 2e \langle i \rangle \approx 2eI$ и при типичном туннельном токе в 1 нА [$S_{I}^{(S)}$]^{1/2} $\approx 10^{-14}$ А · Гц^{-1/2});

 $S_F^{(BA)}$ — спектральная плотность шума от обратного действия детектора, т. е. воздействия туннельного тока на механический элемент с силой I(p/e) (p, e — момент и заряд электрона соответственно), которая, в свою очередь, складывается из обратного действия тепловых флуктуаций тока, создающих шум со спектральной плотностью, равной $2eI(p/e)^2$, и флуктуаций силы $\Delta f \approx (\hbar k)I/e$, обусловленной неопределенностью положения и импульсом электрона и создающей шум со спектральной плотностью $(\hbar k)^2 I/e$. Таким образом, $S_F^{(BA)} \approx (\hbar k)^2 I/e + 2eI(p/e)^2$ и при туннельном токе порядка 1 нА и $k \approx 0,1$ нм $S_F^{(BA)} \approx 10^{-18} \text{ A} \cdot \Gamma \mu^{-1/2}$, что свидетельствует о возможности создания туннельными электронами флуктуаций колебаний упругого элемента, которые могут быть детектированы.

Туннелирование электронов при контакте на атомном уровне является очень быстрым процессом, скорость которого значительно выше 1 ГГц. Однако на практике туннельные детекторы, как и СТМ, обычно обеспечивают рабочие частоты, не превышающие 100 кГц, что существенно меньше частот колебаний упругих микро- и наноэлементов. Это связано с чисто техническими причинами: при большом общем сопротивлении туннельного контакта (порядка ГОм) наличие большой паразитной емкости в схеме усиления обусловливает большое характерное время обратной связи и, соответственно, малые рабочие частоты. Для повышения рабочих частот туннельных детекторов предлагается использовать схемы, в которых при частоте колебаний в туннельном контакте ω₀ модулируется напряжение с частотой $\omega_m \approx \omega_0 + \Delta \omega$. Зависимость тока от расстояния между электродами а и напряжения V при этом описывается соотношением

$$i(a, V) \approx \rho_{s} \mathbf{e}^{-2ka} [V + v(t)] [1 + 2kz(t) + ...],$$

где v(t) — модулируемое напряжение. Член, пропорциональный v(t)z(t), генерирует сигнал при частоте ω_m .

Выводы

Аналитическое описание детекторов электромеханических преобразователей сенсорных микро- и наносистем, действующих на различных физических принципах (емкостных, пьезорезистивных, оптоэлектронных и туннельных), показало, что наиболее перспективными при переходе от микро- к наносистемам являются туннельные детекторы. Однако в таких детекторах начинают резко проявляться побочные физико-химические, в первую очередь адгезионные и капиллярные, эффекты и силы. При переходе к наномасштабу существенную роль начинают играть также различные флуктуационные процессы, в частности, термомеханические, температурные и адсорбционно-десорбционные процессы в чувствительных механических элементах и электрические процессы в туннельных детекторах, определяющие характер и амплитуду помех (шумов) и, соответственно, чувствительность и разрешающую способность электромеханических преобразователей сенсорных наносистем.

Общее заключение

Анализ физических принципов и закономерностей работы основных элементов электромеханических преобразователей сенсорных устройств, побочных эффектов и явлений в них, а также имеющихся теоретических расчетов и экспериментальных данных показывает, что при переходе от микро- к наномасштабу проблемы создания чувствительных упругих элементов и задания очень малых их смещений с высокой точностью и частотой могут быть достаточно эффективно решены с помощью самых современных материалов и процессов твердотельной нанотехнологии. Однако детектирование таких смещений остается очень сложной и далеко еще не решенной задачей. Решение этой задачи требует достижения беспрецедентно высокого уровня точности фиксирования и разрешения наносмещений при очень высоких рабочих частотах. Поэтому в настоящее время в области исследований и разработок НЭМС наибольшее внимание уделяется созданию высокочувствительных, широкополосных, работоспособных и надежных детекторов электромеханических преобразователей, соответствующих этим требованиям.

Список литературы

1. Ekinci K. L. Electromechanical Transducers at the Nanoscale: Actuation and Sensing of Motion in Nanoelectromechanical Systems (NEMS) // Small. 2005. V. 1. N 8–9. P. 786–787.

2. **Stark B.** Common Device Elements. In: MEMS Reliability Assurance Guidelines for Space Applications / B. Stark Editor, JPL Publication 99-1, Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, California, January 1999. Chapter 6.

3. Lil Mo, Tang H. X., Roukes M. L. Ultrasensitive NEMSbased cantilevers for sensing, scanned probe and very high frequency applications // Nature Nanotechnology. 2006. N 2. P. 114–120.

4. **Миронов В.** Основы сканирующей зондовой микроскопии. М.: Техносфера, 2004. 143 с.

5. Физическая энциклопедия. М.: Российская энциклопедия, 1996. Т. 1. С. 22.

6. **Zhou S. A.** On forces in microelectromechanical systems // International Journal of Engineering Science. 2003. V. 41. P. 313–335. 7. **Cleland A. N., Roukes M. L.** Noise processes in nanomechanical resonators // Journal of Applied Physics. 2002. V. 92. N 5. P. 2756–2769.

8. **Garcia R., San Paulo A.** Dynamics of a vibrating tip near or in intermittent contact with a surface // Physical Review. Section B. Condensed Matter and Matterials Phusics. 2000. V. 61. N 20. P. R13381–R13384.

9. **Buks E., Roukes M. L.** Stiction, adhesion energy, and the casimir effect in micromechanical systems // Physical Review B - Condensed Matter. 2003. V. 63. N 3. P. 03402/1-4.

10. **Buks E., Roukes M. L.** 60 condensed matter: Structural, mechanical and thermal properties — metastability and the casimir effect in micromechanical systems // Europhysics Letters. 2001. V. 54. N 2. P. 220–226.

11. **Huang Q., Lee N.** A Simple Approach to Characterizing the Driving Force of Polysilicon Laterally Driven Thermal Microactuators // Sensors and Actuators. 2000. A80. N 3. P. 267–272.

12. Sadewasser S., Abadal G., Barniol N. et al. Integrated Tunnneling Sensor for Nanoelectromechanical Systems // Applied Physics Letters. 2006. V. 89. P. 173101/1–4.

13. Israeachvili J. N. Intermolecular and Surface Forces // 2nd Edition, Fcademic Press, London. 1998. 381 p.

14. Джейкок М., Парфит Дж. Химия поверхностей раздела / Пер. с англ. М.: Мир, 1984. 269 с.

15. Zitzler L. et.al. Capillary forces in tapping mode atomic force microscopy // Physical Review, 2002. B66. P. 1555436-1-8.

16. Гридчин В. А., Драгунов В. П. Физика микросистем. В 2 ч. Ч. 1. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2004. 416 с.

17. **Bochobza-Degani O., Elata D., Nemirovsky Y.** A general relation between the ranges of stability of electrostatic actuators under charge or voltage control // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82. P. 302–304.

18. **Walraven J. A.** Failure Mechanisms in MEMS. ITC International Test Conference. Charlotte, NC, USA, September 30-October 02.2003. P. 808–812.

19. **Spengen W. M. V., Puers R., Wolf I. D.** A physical model to predict stiction in MEMS // J. Micromech. Microeng. 2002. N 12. P. 702–713.

20. **Spengen W. M. V.** MEMS reliability from a failure mechanisms perspective // Microelectronics Reliability. 2003. V. 43. P. 1049–1060.

21.Shea H. R., Gasparyan A., Chan H. B., Arney S., Frahm R. E., Lopez D., Jin S., McConnel R. P. Effects of electrical leakage currents on MEMS reliability and performance // IEEE Transactions on Device and Materials Reliability. 2004. N 4 (2). P. 198–207.

22. Torres J. M., Dhariwal R. S. Electric field breakdown at micrometre separations in air and vacuum // Microsystem Technologies. 1999. N 6. P. 6–10.

23. Bausells J. Micro- and nano-electromechanical systems for [bio]molecular analysis // Contributions to science. 2005. V. 3. N 1. P. 67-78.

24. Ekinci K. L., Yang Y. T., Roukes M. L. Ultimate limits to inertial mass sensing based upon nanoelectromechanical systems // Journal of Applied Physics. 2004. V. 95. N 5. P. 2682–2689.

25. Datskos P. G., Lavrik N. V., Rajic S. Performance of uncooled microcantilever thermal detectors // Review of scientific instruments. 2004. V. 75. N 4. P. 1134–1148.

Применение МНСТ

УДК 621.382

Д. Ю. Адамов, канд. техн. наук, коммерч. директор, ООО "Юник Ай Сиз"

СИНХРОНИЗАЦИЯ, СВЯЗЬ И ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ В МИКРОСХЕМАХ ДЛЯ ИНФОРМАЦИОННЫХ СЕТЕЙ

Помехоустойчивость является основным фактором, определяющим производительность СБИС для информационных сетей. В статье описаны новые методы синхронизации и передачи сигналов, используемые при разработке интегральных схем по нанометровым технологиям. Такие методы системного уровня как восстановление сигналов, последовательная передача данных и блоковая синхронизация теперь должны использоваться и на уровне микросхем.

Ключевые слова: резонансный контур, синхронизация, помехоустойчивость, информационные сети, допустимые отклонения, связность сигнала, восстановление, кольцевой генератор, дерево синхронизации, система на кристалле, система в корпусе, нанометровые технологии.

Элементная база информационных сетей

Сейчас уже определились основные направления развития информационных сетей — мобильная телефония, Интернет, интерактивное телевидение и системы безопасности. В ближайшие годы должно произойти повсеместное распространение и взаимное проникновение информационных сетей. Инфраструктура информационных сетей уже сформировалась. Проблемы сосредоточены в области возможностей и стоимости пользовательской аппаратуры. В настоящее время наиболее привлекательной областью для инвестиций является производство комплектующих и аппаратуры для сетей связи. Производство элементной базы переходит на самые передовые полупроводниковые технологии с минимальными размерами элементов 65 и 45 нм.

Каждый новый рубеж развития полупроводниковой технологии создает новые возможности и новые проблемы в реализации этих возможностей. В новых условиях проблемы синхронизации и связи в микросхемах приобретают особую остроту.

Любой алгоритм обработки данных требует определенной последовательности и формы сигналов в пределах допустимых отклонений. На форму сигналов влияют шумы и помехи в системе. На задержки сигналов влияют нагрузочная способность элементов схемы, время распространения сигналов в проводниках и те же помехи. Совокупность ограничений на последовательность, задержки и форму сигналов называется связностью сигналов. Не существует единственного и универсального метода обеспечения связности сигналов. Для каждого конкретного проекта составляется



Рис. 1. Распределение составляющих задержек сигнала в зависимости от размеров элементов:

I — задержка логических элементов; 2 — задержка в проводниках; 3 — увеличение задержки за счет перекрестных помех; 4 — увеличение задержки вследствие помех в цепях питания

свой набор средств борьбы с помехами и неоднородностями параметров элементов. На каждом этапе проектирования используется свой набор средств обеспечения связности сигналов, и все этапы влияют на конечный результат.

С уменьшением размеров элементов снижается влияние характеристик транзисторов и возрастает роль проводников в формировании временной диаграммы работы интегрированной системы. На рис. 1 приведена диаграмма распределения составляющих задержки сигнала в зависимости от размеров элементов. При этом мы видим вклад основных составляющих: *1* — задержка логических элементов; *2* — задержка в про-



Рис. 2. Изменение задержки с уменьшением проектных норм для линий связи разных типов:

1 — глобальная шина без повторителей; 2 — глобальная шина с повторителями; 3 — локальная шина; 4 — задержка логического элемента



Рис. 3. Отклонения задержек в проводниках от расчетных значений

водниках; 3 — увеличение задержки за счет перекрестных помех; 4 — увеличение задержки вследствие помех в цепях питания. Видно, что вклад системы соединений в суммарную задержку сигнала превышает залержку логических элементов (ЛЭ) уже для проектных норм 180 нм. Для норм 45 нм отношение этих составляющих задержки возрастает до 25 [1]. На рис. 2 приведены зависимости составляющих задержки от проектных норм для линий связи разных типов. С уменьшением проектных норм скорость распространения сигналов в линиях связи снижается даже при использовании буферов-повторителей. Задержки сигналов в логических элементах многократно снижаются. Оптимизация быстродействия микросхемы допускает увеличение числа элементов в обмен на снижение мощности и задержек сигналов. Для управления связностью сигналов наиболее важны не абсолютные значения задержек, а их отклонения от расчетных значений.

Отклонения задержек, не зависящие от времени, связаны с разбросом сечения проводников и нагрузочной способностью транзисторов. Экспериментально установленные вариации задержек, связанные с параметрами проводников, характеризуются средним квадратичным отклонением 2,2...2,5 % (рис. 3) [2]. Систематические вариации нагрузочной способности логических элементов можно компенсировать электронными средствами. Случайные вариации параметров транзисторов можно учесть при расчетах, а можно вообще не учитывать. Их вклад в суммарные отклонения задержек незначителен.

Отклонения задержек, изменяющиеся во времени, связаны с перекрестными помехами и помехами в цепях питания. С уменьшением размеров элементов и повышением быстродействия переменные вариации задержек становятся определяющими (см. рис. 1).

Наибольшее влияние на нестабильность задержек цифровых сигналов оказывают перекрестные электромагнитные помехи в многоразрядных шинах. Чем длиннее проводники, тем сильнее связь между ними. В крайних значениях задержка сигнала в одном проводнике может различаться более, чем в 2 раза [3]. Между проводниками образуются взаимная емкость и взаимная индуктивность. Емкость влияет на сигналы в соседних проводниках, индуктивность связывает все проводники в шине, но сравнительно слабо влияет на соседей. При одинаковом направлении фронтов сигналов взаимная емкость уменьшает задержку, при разном направлении — увеличивает. Взаимная индуктивность, наоборот, увеличивает задержку при совпадении направлений фронтов и уменьшает при их различии. Минимальная задержка в проводнике появится в случае, когда соседние линии связи переключатся в том же направлении, что и контрольная, а все остальные — в противоположном. Максимальная задержка соответствует случаю, когда все линии связи, кроме контрольной, поменяют направление переключения сигнала. На рис. 4 приведена диаграмма задержек отдельной линии связи для различных кодовых комбинаций в многоразрядной шине данных [3].

С уменьшением размеров уменьшается напряжение питания, а уровень помех возрастает с увеличением числа элементов. Возрастает чувствительность схем к импульсным помехам в цепях питания. Обычно действие помех проявляется в снижении максимальной рабочей частоты, выше которой частота появления ошибок становится недопустимой. Конструктивные средства борьбы с помехами, принятые для аналоговых блоков, в цифровых схемах не используются, так как требуют многократного увеличения площади на кристалле. Комплексное применение электронных средств позволяет снизить частоту ошибок в вычислениях и повысить рабочую частоту блока до требуемого уровня.

Значение импульсных помех в цепях питания пропорционально модулю реактивного импеданса этих цепей и амплитуде импульсов тока потребления. Первая обязательная задача в борьбе с помехами — это расчет или измерение на прототипе частоты электромагнитного резонанса в цепях питания. На резонансной частоте импеданс цепи питания может возрасти в десятки раз [4]. Для микросхем с размером кристалла менее 5 мм частота резонанса находится в гигагерцовом диапазоне, а добротность контура равна 1...3. Для кристаллов площадью 100 мм² и более резонансная частота понижается до сотен мегагерц с одновременным увеличением добротности резонансного контура. Если частота синхронизации окажется кратной или близкой к резонансной частоте, то помехи резко возрастут. Увеличение емкостей блокировочных конденсаторов может только понизить резонансную частоту. Снижение помех по питанию требует разделения резонансной частоты и частот синхронизации, а также построения распределенной сети вторичных источников электропитания. Вторичные цепи питания во много раз короче, имеют очень высокую резонансную частоту и достаточно низкий реактивный импеданс.



Рис. 4. Изменение задержки в линии связи для разных кодовых комбинаций в шине. Зазор между проводниками — 0,8 мкм



Рис. 5 Межсимвольная интерференция высокочастотных сигналов в линии связи

Вторичные источники ослабляют помехи, распространяющиеся в первичных цепях питания.

В микросхемах на основе структур "кремний на диэлектрике" изолированные "карманы" обычно не подключены к шинам питания. Если схема работает, то потенциал "кармана" имеет некое среднее значение и не меняется при переключении ЛЭ. В период, когда схема находится в режиме ожидания, а синхросигнал не подается, "карманы" меняют потенциал под воздействием токов утечки. При включении синхросигнала (СС) задержки в схеме будут отличаться от усредненных до тех пор, пока "карманы" не перезарядятся снова [5].

На нестабильность задержек влияет и тепловой режим работы схемы. Обычно перепад температур на кристалле не превышает 10 °С. Однако новые методы монтажа больших многовыводных кристаллов на шарики припоя (перевернутый монтаж) увеличивают тепловое сопротивление микросхемы. Перепад температур возрастает в несколько раз. Быстродействие блоков изменяется неравномерно и это надо учитывать при проектировании.

Затухание сигналов в линиях связи вызывает нестабильность задержек, связанную с межсимвольной интерференцией (рис. 5). Короткие импульсы с уменьшенной амплитудой имеют меньшую задержку, чем длинные импульсы с большой амплитудой. Наибольшее изменение задержки и формы наблюдается для короткого импульса, расположенного между двух длинных импульсов на временной диаграмме.

Распределение синхросигналов в микросхемах

Нестабильность задержки синхросигнала во времени — основная проблема его распределения. При составлении архитектурного плана микросхемы предпочтение должно отдаваться вариантам, в которых на кристалле распределяется только низкочастотный синхросигнал опорной частоты или общий синхросигнал вообще отсутствует. Распределение высокочастотного синхросигнала на кристалле большой площади требует до 30 % электрической мощности всей микросхемы.

Высокочастотные СС формируются непосредственно в интегральных модулях. Распределение локальных СС осуществляется на небольшой площади в пределах модуля. Причем частота локального СС может изменяться в одном блоке и отличаться в разных.

Передача данных между блоками осуществляется в соответствии с асинхронным протоколом. Для его реализации в структуре модулей должны быть специальные блоки — интерфейсы связи. Для асинхронного приема информационного потока требуется частота считывания данных в 3—4 раза выше частоты передачи. Снижение частоты локального синхросигнала достигается применением шин данных большой ширины (до 128 бит) и синхронных триггеров, срабатывающих как по фронту, так и по срезу СС. Снижение частоты синхронизации позволяет уменьшить влияние перекрестных помех на задержку, а также мощность передатчиков и приемников сигналов. Понижение частоты СС совместно с мерами по энергосбережению позволяет снизить мощность системы связи более чем в 10 раз [6].

На высоких частотах обеспечить минимальный сдвиг фаз синхросигнала на входах всех триггеров практически невозможно, поэтому наибольший интерес сейчас вызывают системы с контролируемым сдвигом фаз. Цепи распределения синхросигналов строят как последовательность связанных резонансных контуров. В каждом контуре только один ведущий драйвер. Индуктор контура создается проводником. передающим синхросигнал. Необходимая для резонанса электрическая емкость включает входные емкости ведомых драйверов и специальные конденсаторы с высокой добротностью. Резонансные контуры можно объединять в матрицу, покрывающую всю плошаль блока или кристалла микросхемы. При этом каждый резонансный контур соединен драйверами с четырьмя соседними контурами (рис. 6) [7].

В другом варианте распределения используется классическая схема подключения ветвей в форме дерева H-типа с резонансными контурами (рис. 7) [8].



a — схема единичного контура кольцевого генератора (цифрами показана фаза сигнала в градусах); δ — размещение на кристалле связанных кольцевых генераторов



Рис. 7. Эквивалентная схема цепи синхронизации с резонансными контурами

Очевидно, что резонансные частоты всех контуров, объединенных в систему распределения СС, должны быть одинаковы. Мощность, необходимая для распределения СС, сокращается в 2-4 раза, многократно снижается временная нестабильность. Недостатков у резонансной схемы тоже немало. Во-первых, высокую добротность контура можно обеспечить, только используя технику интегральных волноводов с экранированием сигнальных проводников. Волноводы занимают большую площадь на кристалле. Во-вторых, СС имеет синусоидальную форму и до передачи в цифровой блок его надо предварительно сформировать в меандр. В-третьих, для изменения частоты СС необходимо подключить или отключить часть конденсаторов в каждом резонансном контуре. Схемы подключения конденсаторов снижают добротность контура. В-четвертых, в разных точках контура фазы СС разные. Сдвиг фаз осложняет расчет цифрового блока.

В классической схеме с деревом синхронизации на основе цепочки драйверов повышение помехоустойчивости при одновременном уменьшении защитных интервалов на временной диаграмме достигается использованием волнового алгоритма распределения СС [9]. Волновой алгоритм применяется в конвеерных цифровых автоматах с большой логической глубиной комбинационных цепей. Основное отличие волнового алгоритма состоит в том, что СС поступают на регистры состояний не одновременно, а с задержкой, определяемой комбинационной цепью. Синхросигнал от корневого драйвера поступает на первый регистр конвеера и на первую линию задержки из цепи драйверов. Задержка сигнала в линии должна быть немного больше расчетного значения максимальной задержки в комбинационной цепи. Важной деталью является размещение драйверов линии задержки в структуре комбинационного логического узла схемы. В этом случае помехи и систематические вариации параметров одинаково действуют на ЛЭ и драйверы синхронизации. Задержки меняются одинаково. На следующий регистр состояний информационные сигналы и СС могут приходить с разными задержками, зависящими от логической глубины, напряжения питания и помех в схеме. Однако последовательность сигналов не должна изменяться. Волновой алгоритм позволяет уменьшить защитные интервалы установки и удержания сигналов и повысить частоту синхронизации. Чем больше логическая глубина комбинационных цепей, тем выше эффективность волнового алгоритма. При использовании волнового алгоритма распределения СС в КМОП-микросхеме с проектными нормами 90 нм достигнут уровень перемежающихся отказов менее одного на 10¹⁵ циклов синхронизации [10].

Формирование синхросигналов

При локальной синхронизации блоков на кристалле сложной микросхемы потребуется множество синтезаторов частот. Требования к таким синтезаторам определяются функциями блока. Для интерфейсных блоков, обеспечивающих связь с другими устройствами за пределами микросхемы, требуется одна или несколько фиксированных частот. Требования к точности и стабильности этих частот может обеспечить только генератор с кварцевой стабилизацией. Для цифровых блоков точность частоты не имеет принципиального значения. При использовании резонансных цепей распределения СС значение частоты генератора должно совпадать с частотой резонанса.



Рис. 8. Частотная зависимость импеданса цепи электропитания

Спектр помех в цепях питания коррелирует с частотой СС и имеет ряд узких спектральных линий. Амплитудно-частотные характеристики цепей электропитания также имеют неравномерности в виде резонансных участков (рис. 8) [4]. Совпадение спектральных линий помех и резонансов ведет к увеличению интенсивности перемежающихся отказов. Борьба с помехами ведется как конструктивными, так и схемотехническими средствами. Один из эффективных схемотехнических методов — это расширение спектра синхросигнала. Для этого генератор должен формировать не меандр, а последовательность импульсов разной частоты. Причем период СС должен меняться с каждым импульсом при сохранении скважности, близкой к двум. Естественно, минимальное значение периода СС должно соответствовать максимальной рабочей частоте блока. Для эффективного снижения помех в цепях питания достаточно обеспечить вариации периода СС в пределах 30 %. Максимальная амплитуда помех снижается при этом в несколько раз [11].

Формирование синхросигнала — один из самых энергозатратных процессов в микросхемах. Мощность генератора пропорциональна частоте СС и сложности системы управления. Аналоговые генераторы энергетически эффективны, но их невозможно реализовать без конденсаторов и индукторов больших размеров. Много аналоговых генераторов в одном кристалле разместить нельзя. Полностью цифровые генераторы строят с использованием кольцевых логических цепей с множеством управляемых драйверов и мультиплексоров. Энергетически они крайне неэффективны. Лучшие показатели по потребляемой мощности и площади имеют комбинированные схемы, в которых генераторный узел построен на аналоговой линии задержек, а схема управления — цифровая. Нами исследованы комбинированные генераторные схемы с частотой до 1200 МГц [12]. Блок генератора характеризуется мощностью 16 мВт при напряжении питания 1,8 В. Структурная схема генераторного блока с цифровой системой фазовой автоподстройки частоты приведена на рис. 9 [12]. В схеме использован кольцевой генератор, управляемый переключаемыми конденсаторами. Схема имеет два независимых контура управления частотой генератора. Контур быстрой и грубой настройки обеспечивает как высокую скорость переключения частот, так и экономию мощности в схеме управления. Контур точной на-



Рис. 9. Структурная схема комбинированного синхрогенератора

стройки обеспечивает точную установку частоты и кратковременные отклонения периода синхросигнала в пределах 30 пс. Схема использована для формирования точных СС внешних интерфейсов. При минимальных изменениях (отключение контура точного управления) блок генератора можно применять в системах синхронизации с расширенным спектром СС.

Уменьшение нестабильности задержек

Разброс задержек ЛЭ, связанный с технологическим разбросом параметров транзисторов и проводников, частично можно компенсировать электронными средствами. В методе групповой компенсации используется принцип динамического управления электропитанием. Узел управления включает кольцевой генератор на логических элементах, схему сравнения частот, цифровой фильтр, вторичный источник электропитания, управляемый кодом с выхода цифрового фильтра (рис. 10) [13].

Частота кольцевого генератора сравнивается с внешней опорной частотой. Система управления поддерживает постоянное соотношение опорной частоты и частоты генератора. Система способна стабилизировать быстродействие ЛЭ при изменениях температуры и коррелированных изменениях параметров транзисторов. Схему управления удобно использовать и для совместного динамического управления напряжением питания и частотой СС. Достаточно устанавливать только опорную частоту, напряжение установится автоматически. В многоразрядных шинах большой длины систематические отклонения задержек связаны с разбросом параметров проводников. В целях компенсации отклонений применяют адаптивные драйверы с цифровым управлением (рис. 11) [14].

Адаптивные драйверы предназначены для формирования сигналов с одинаковой длительностью фронта в проводниках с разной паразитной емкостью. Если в этих проводниках отсутствуют волноводные эффекты и отражения сигналов, то задержка сигнала определяется



1 — частотный детектор; 2 — реверсивный счетчик; 3 — цифровой фильтр; 4 — мощный цифроаналоговый преобразователь; 5 — кольцевой генератор; 6 — нагрузка



Рис. 11. Структурная схема адаптивного драйвера шины:

1 — опорный драйвер; 2 — фазовый детектор; 3 — реверсивный счетчик; 4 — отключаемые драйверы; D_{in} , D_{out} — выходной и входной сигналы; CLK — синхросигнал; UP, DN —сигналы опережения и отставания; C_{on} — опорная емкость; C_x — неизвестная емкость нагрузки

длительностью фронта. В микросхемах это условие выполняется практически всегда, за исключением специальных радиотехнических блоков.

Группа адаптивных драйверов имеет один опорный и несколько управляемых каналов. Опорный канал не используется для передачи информации и формирует эталонные импульсы с частотой СС. Каждый управляемый драйвер включает фазовый детектор, реверсивный счетчик (цифровой фильтр) и группу отключаемых выходных драйверов. Если длительности фронтов эталонных и выходных импульсов отличаются незначительно или выходной импульс не формируется, то фазовый детектор не выдает никаких сигналов. Если длительности фронтов отличаются, то фазовый детектор выдает импульс на увеличение или уменьшение кода реверсивного счетчика. При изменении кода счетчика происходит подключение или отключение дополнительных выходных драйверов и компенсация отклонений уже в следующем импульсе.

Компенсировать влияние перекрестных помех только электронными способами пока не удается. Для борьбы с перекрестными помехами используются комплексные методы, включающие снижение уровня самих помех и чувствительности линий связи к этим помехам.

Для снижения влияния перекрестных помех используются два метода. В первом методе число сигнальных линий увеличивается примерно на четверть. На входе шины данные кодируются так, чтобы минимизировать число переключений в соседних линиях и зафиксировать общее число переключений в шине. Комбинации, приводящие к значительному разбросу задержек, не используются. На выходе шины декодер восстанавливает информацию и проверяет ее на наличие ошибок, отбирая только разрешенные кодовые комбинации [3]. Во втором методе число сигнальных проводников в шине удваивается. Один бит информации передается по двум проводникам противофазным переключением. Два проводника, образующие одну линию связи, формируются в виде витой пары и периодически пересекаются, меняясь местами. При парафазной передаче сигналов витой парой индуктивные связи практически не влияют на задержки, а емкостные усредняются. Кодирования сигналов не требуется. Минимально необходимое число пересечений невелико: для нечетных проводников — одно, для четных —

два. Размещение пересечений: для нечетных проводников — на расстоянии 0,7L от драйвера, для четных на расстоянии 0,5L и 0,87L, где L — длина проводника. Надежная передача данных обеспечивается при снижении логического перепада в шине до 0,3 В [15]. Оба метода требуют увеличения числа проводников в сигнальной шине и применения дополнительных электронных блоков согласования. В пределе мощность перекрестных помех можно уменьшить в 100 раз.

Эффект влияния изолированных "карманов" в микросхемах на основе структур типа "кремний на диэлектрике" можно исключить, только управляя режимом работы всей системы. Синхросигнал в системе либо не должен отключаться во время работы, либо подаваться на все блоки за несколько миллисекунд до начала выполнения рабочей программы. В этом случае неуправляемый заряд в "карманах" стабилизируется и не будет влиять на задержку сигналов [5].

Связь с внешними устройствами в системе

Усложнение интегральных электронных систем сопровождается многократным увеличением информационных потоков. Если системы состоят из нескольких микросхем, то информационные потоки необходимо передавать между кристаллами. Для увеличения пропускной способности систем связи есть только два пути: увеличение числа выводов микросхем и повышение частот передачи сигналов. Число выводов у кристаллов современных микропроцессоров перевалило за 1000 [16]. "Дорожная карта" - ITRS - прогнозирует в перспективе увеличение числа выводов до 6000 при стоимости корпуса 40...50 долларов США (в ценах 2007 г.). Такие решения пригодны только для суперкомпьютеров и стационарных блоков сложных информационных систем. Для потребительской электроники должны использоваться технические решения, основанные на применении дешевых корпусов с числом выводов ло нескольких сотен.

В англоязычной литературе появились два новых термина: решение на кристалле (Solution on chip) и система в корпусе (System in package) [16]. В обоих случаях упор делается на достижение законченного потребительского решения на основе одной микросхемы в корпусе. В первом случае это законченное решение на одном кристалле, во втором случае — многокристальная сборка в одном корпусе. Если в электронной системе только одна микросхема, то она связана только с органами управления и исполнительными устройствами. Потоки информации резко сокращаются, а проблема стоимости корпуса решается очень просто. Для систем в корпусе расстояния между кристаллами уменьшаются до единиц миллиметров, что позволяет передавать информацию с высокой скоростью и небольшими энергетическими затратами. Это также дает возможность уменьшить число контактных площадок на кристалле как за счет сигнальных связей, так и за счет цепей питания.

Для уплотнения информационных потоков используются последовательные каналы передачи данных с кодовым разделением и множественным доступом потребителей (CDMA — *Code division and multiple access*). Эти принципы давно реализованы в цифровых последовательных интерфейсах связи (ЦПИ) системного уровня (USB, IEEE 1394, Ethernet и др.). Такие интерфейсы достаточно сложны. Для систем в корпусе пока нет общепринятых стандартов связи. Работы в этом направлении ведутся очень активно [17].

Основное отличие систем в корпусе количественное. Частота передачи данных может быть значительно выше, чем по кабелю (до 20 Гбит/с на канал); каналов связи может быть несколько. В России также успешно ведутся работы по созданию цифровых последовательных интерфейсов в составе "систем на кристалле" [18].

Передача высокочастотных сигналов между кристаллами в корпусе, на плате или между устройствами всегда связана с искажениями этих сигналов в проводниках. Как правило, применяются конструктивные и схемотехнические средства борьбы с искажениями. Простое и эффективное средство - это передача дифференциального сигнала по экранированной витой паре с одновременным согласованием импедансов приемника, передатчика и линии связи. При высокоплотном монтаже кристаллов для "систем в корпусе" выполнить эти условия практически невозможно. Согласование импедансов увеличивает мощность передаваемого сигнала в несколько раз. Для "систем в корпусе" эффективна передача дифференциальных сигналов по линиям связи с токовым управлением [19].

Токовое управление применяется для проводников длиной более 2 мм. При токовом управлении перекрестные помехи снижаются в несколько раз. Отражения сигналов в несогласованных волноводах резко снижаются. Для регистрации сигналов используются относительно простые усилители с отрицательной обратной связью и низким входным сопротивлением.

Общий уровень развития систем связи для расстояний 2...20 мм явно недостаточный.

Заключение

В современных микросхемах быстродействие элементов ограничивается процессами, происходящими в системе сигнальных связей. Повышение быстродействия требует комплексных решений, включающих оптимизацию архитектуры системы, управление электропитанием, адаптивные методы управления задержками, локальную синхронизацию блоков, волновой алгоритм распределения синхросигналов, конструктивные средства снижения перекрестных помех.

Основные нерешенные схемотехнические задачи это эффективное подавление помех в цепях питания на кристалле и унификация протоколов асинхронной цифровой связи на кристалле и в корпусе многокристальной микросистемы.

Российская промышленность средств связи до настоящего времени остается неконкурентоспособной на мировом рынке и, к сожалению, теряет даже внутренний российский рынок [20]. Промышленная революция средств связи и полный переход на цифровые форматы передачи данных предоставляют новые возможности для развития отечественных средств связи на новом уровне. Для реализации этой программы нам необходимо развивать и использовать новую элементную базу на основе наноэлектроники.

Список литературы

1. Sridhara S. R., Balamurugan G., Shanbhag N. R. Joint Equalization and Coding for On-Chip Bus Communication // IEEE Transactions on VLSI Systems. 2008. V. 16. N 3. P. 314–318.

2. Ye X., Liu F., Li P. Fast Variational Interconnect Delay and Slew Computation Using Quadratic Model // IEEE Transactions on VLSI Systems. 2007. V. 15. N 8. P. 913–926.

3. Cao Y., Yang X., Huang X., Sylvester D. Switch-Factor Based Loop RLC Modeling for Efficient Timing Analysis // IEEE Transactions on VLSI Systems. 2005. V. 13. N 19. P. 1072–1078.

4. **Popovich M., Friedman E. G.** Decoupling Capacitors for Multi-Voltage Power Distribution Systems // IEEE Transactions on VLSI Systems. 2006. V. 14. N 3. P. 217–228.

5. **MacDonald E., Touba N. A.** Delay Testing of Partially Depleted Silicon-On-Insulator (PD-SOI) Sircuits // IEEE Transactions on VLSI Systems. 2006. V. 14. N 5. P. 587–595.

6. Nedovic N., Oklobdzija V. G. Dual-Edge Triggered Storage Elements and Clocking Strategy for Low-Power Systems // IEEE Transactions on VLSI Systems. 2005. V. 13. N 5. P. 577–590.

7. Venkataraman G., Hu J., Liu F. Integrated Placement and Skew Optimization for Rotary Clocking // IEEE Transactions on VLSI Systems. 2007. V. 15. N 2. P. 149–158.

8. **Rosenfeld J., Friedman E.** Design Metodology for Global Resonant H-Tree Clock Distribution Networks // IEEE Transactions on VLSI Systems. 2007. V. 15. N 2. P. 135–148.

9. Singh M., Nowick S. The Design of High-Perfomance Dynamic Asynchronous Pipelines: High-Capacity Style // IEEE Transactions on VLSI Systems. 2007. V. 15. N 11. P. 1270–1283.

10. **Chong K. S.** Energy-Efficient Synchronous-Logic and Asynchronous-Logic FFT/IFFT Processors // IEEE Journal of Solid-State Circuits. 2007. V. 42.N 9. P. 2034–2045.

11. **Damphousse S.** et. al. All Digital Spread Spectrum Clock Generator for EMI Reduction // IEEE Journal of Solid-State Circuits. 2007. V. 42. № 1. P. 145–150.

12. Шевченко Е. А., Сомов О. А. Методика проектирования цифровой системы фазовой автоподстройки частоты / Сб. статей под ред. В. Б. Стещенко // Проектирование систем на кристалле, СБИС и систем на ПЛИС. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2004. С. 24—31.

13. Kang D. W., Kim Y. B., Doyle J. T. A High-Efficiency Fully Digital Synchronous Buck Converter Power Delivery System Based on Finite-State Machine // IEEE Transactions on VLSI Systems. 2006. V. 14. N 3. P. 229–240.

14. Адамов Ю. Ф., Сомов О. А., Шевченко Е. А. Синхронизация и связность сигналов в системах на кристалле // Микросистемная техника. 2004. № 11. С. 8—49.

15. Mensink E., Schmkeel D., Klumperink E., van Tuijl E., Nauta B. Optimal Positions of Twists in Global On-Chip Differential Interconnects // IEEE Transactions on VLSI Systems. 2007. V. 15. № 4. P. 438–446.

16. Андреев А. Арифметика создания процессов: 80 ядер лучше восьми? // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. 2007. № 2. С. 82—89.

17. Wang X., Ahonen T., Nurmi J. Applying CDMA Technique to Network-On-Chip // IEEE Transactions on VLSI Systems. 2007. V. 15. N 10. P. 1091–1100.

18. Бойс К. Знакомство со стандартом альянса МІРІ для последовательной межкристальной маломощной медиашины SLIMbus. // Электронные компоненты. 2008. № 1. С. 52—61; N 3. С. 85—88.

19. **Maheshwari A., Burleson W.** Current-Sensing and Repeater Hybrid Circuit Technique for On-Chip Interconnects // IEEE Transactions on VLSI Systems. 2007. V. 15. N 11. P. 1239–1244.

20. Шамшин В. А. Фрагменты жизни. М.: ИРИАС, 2008. С. 7.

УДК 681.586.728

М. Л. Бараночников, ст. науч. сотр., А. В. Леонов, вед. инж., А. Д. Мокрушин, канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр, В. Н. Мордкович, д-р физ.-мат. наук, зав. лаб., Н. М. Омельяновская, канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр.,

Д. М. Пажин, мл. науч. сотр.

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Московская область, г. Черноголовка

ОСОБЕННОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК КНИ ПОЛЕВЫХ ДАТЧИКОВ ХОЛЛА С ДВУХЗАТВОРНОЙ УПРАВЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМОЙ ТИПА МЕТАЛЛ— ДИЭЛЕКТРИК—ПОЛУПРОВОДНИК— ДИЭЛЕКТРИК — МЕТАЛЛ

Проведены измерения ток-затворных и холл-затворных характеристик КНИ полевых датчиков Холла с двухзатворной управляющей системой типа металл диэлектрик—полупроводник—диэлектрик—металл. Продемонстрирована возможность управления характеристиками КНИ ПДХ путем раздельного и совместного управления потенциалами затворов.

Ключевые слова: КНИ-структура, полевой датчик Холла, двухзатворная управляющая система, МОПтранзистор, ток-затворные и холл-затворные характеристики.

Введение

В настоящее время структуры "кремний на изоляторе" (КНИ) становятся, наряду с кремнием, основным материалом микроэлектроники. Это обусловлено тем, что формирование активных областей приборов МОП конструктивно-технологического базиса на основе тонких (порядка 0,1 мкм и менее) слоев кремния КНИ-структур радикально улучшает свойства МОП-транзисторов и ИС по сравнению с их аналогами, изготовляемыми на основе объемного кремния. КНИ-технология не только обеспечивает увеличение рабочих частот, повышение рабочей температуры, возрастание радиационной стойкости, подавление эффекта короткого канала [1, 2], но и позволяет изготовлять приборы на основе стандартных процессов микроэлектронного производства. Неудивительно поэтому, что в производстве массовых и востребованных изделий современной микроэлектроники (таких, как сверхбольшие ИС памяти и микропроцессоры) все шире используются КНИ-структуры.

В то же время КНИ-структуры не нашли еще должного применения при разработке первичных преобразователей сенсорных устройств. Между тем наряду с перечисленными достоинствами КНИ-приборов эта технология позволяет превратить широко распространенные пассивные первичные преобразователи резистивного типа (элементы Холла, термисторы, пьезорезисторы, фотосопротивления и др.) в активные элементы, способные не только регистрировать внешнее воздействие, но также усиливать индуцированный сигнал и обеспечивать широкие возможности его обработки. При этом весьма существенно, что скрытый диэлектрик КНИ-структуры и кремниевую подложку можно использовать как полевую управляющую систему, дополнительную к традиционной МОП-системе, формируемой на рабочей поверхности кремния.

Примером такого первичного КНИ-преобразователя является полевой датчик Холла (ПДХ), конструкция которого совмещает традиционный элемент Холла и двухзатворный полевой транзистор со встроенным каналом и управляющей системой типа метал—окисел—кремний окисел—кремниевая подложка—металл [3]. По сравнению с кремниевыми аналогами ПДХ характеризуются существенно более широким диапазоном магниточувствительности (от значений, меньших 10⁻⁶ Тл, до единиц Тл), работоспособностью в диапазоне температур от единиц кельвинов до, по крайней мере, 600 К, с в 5—10 раз меньшим энергопотреблением (рабочий ток 0,1...0,4 мА).

В работе [3] обращалось внимание на принципиальную возможность управлять свойствами ПДХ за счет изменения потенциала затворов, однако подробного исследования этого вопроса до сих пор не проводилось.

Целью настоящей работы являлось исследование влияния двухзатворного управления на основные характеристики КНИ ПДХ (ток-затворную и холл-затворную). Изучались ситуации, когда потенциалы на затворах изменялись согласованно или независимо друг от друга. Кроме того, исследовалось также, как различные вариации подачи потенциала на затворы могут сказаться на эффектах облучения КНИ ПДХ. Последнее обусловлено тем, что ранее нами было обнаружено, что радиационно-индуцированное изменение характеристик ПДХ зависит от электрических режимов их включения в процессе облучения [4].

Объект исследований

На рис. 1 представлены вид сверху и поперечное сечение ПДХ, который формировался в тонком слое кремния КНИ-структур, которые имели толщины тон-



Рис. 1. Вид сверху (а) и поперечное сечение (б) КНИ ПДХ: l, 2 — контакты верхнего и нижнего затворов; 3, 4 — токовые (омические) контакты; 5, 6 — холловские контакты; V_p — напряжение питания; $V_{g1, 2}$ — напряжение на электродах 1 и 2

кого слоя кремния 0,2 мкм, встроенного диэлектрика $SiO_2 - 0,4$ мкм и Si подложки порядка 380 мкм. Тонкий слоя кремния имел электронный тип проводимости с концентрацией носителей $n_0 = 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³.

В тонком слое кремния КНИ-структур формировалась чувствительная зона ПДХ в форме квадрата со стороной, равной 500 мкм. Центры каждой из сторон квадрата были дополнительно легированы ионами фософора и служили контактными площадками для подведения тока и снятия холловского сигнала. Поверхность чувствительной зоны КНИ ПДХ была покрыта термически выращенным слоем SiO₂ с толщиной порядка 250 нм. На поверхности термического диэлектрика и кремниевой подложки были сформированы электроды затворов путем напыления пленки Al.

В дальнейшем для простоты изложения электрод V_{g1} будем называть верхним затвором, электрод V_{g2} — нижним.

Методика эксперимента

В процессе исследований рассматривались варианты раздельного и совместного управления потенциалами затворов КНИ ПДХ (рис. 2).

В случае раздельной подачи напряжения были реализованы два режима. Первый режим характеризовался подачей положительного смещения на верхнюю затворную МОП-систему (V_{g1}) относительно заземленных электродов стока и нижней затворной МОП-системы. При втором режиме положительное смещение подавалось на нижнюю затворную МОП-систему КНИ ПДХ (V_{g2}) относительно заземленных электродов стока и верхней затворной МОП-системы.

При совместном режиме напряжение смещения V_g подавалось синхронно на обе затворные МОП-системы, относительно потенциала заземленного стока.

Во всех режимах на исток относительно заземленного стока подавалось напряжение питания V_p , равное 5 В. Холл-затворные характеристики измерялись в постоянном магнитном поле со значением индукции 0,27 Тл.

После измерения характеристик КНИ ПДХ подвергались ионизирующему радиационному воздействию до максимальной интегральной дозы излучения 100 крад (1 кГр). В качестве источника радиации применялись изотопы Co⁶⁰. В процессе радиационного воздействия



Рис. 2. Схемы включения электродов КНИ ПДХ при измерении характеристик:

а — первый раздельный режим; б — второй раздельный режим;
 в — совместный режим

часть образцов облучалась при фиксированном напряжении на электроде верхнего затвора, равном 4,5 В, поданном относительно заземленных электродов стока и нижней затворной МОП-системы (0 В). Остальные образцы облучались при фиксированном напряжении на электроде нижнего затвора, также равном 4,5 В, поданном относительно заземленных электродов стока и верхнего затвора (0 В). Во всех режимах облучения напряжение между электродами истока и стока составляло 5 В. Оба режима обеспечивали протекание тока через канал КНИ ПДХ в процессе облучения.

После проведения каждого сеанса облучения различными дозами гамма-квантов измерялись ток-затворные (ТЗ) и холл-затворные (ХЗ) характеристики при трех режимах измерений, описанных выше.

Результаты и их обсуждение

На рис. 3 представлены ток-затворные и холл-затворные характеристики КНИ ПДХ в различных режимах измерений. Кривая 1 соответствует управлению по верхнему затвору (первый раздельный режим), кривая 2 — управлению по нижнему затвору (второй раздельный режим) и кривая 3 совместному включению обеих затворных систем в процессе измерений. Из рис. 3 видно, что в КНИ ПДХ существует возможность управления поведением характеристик путем как раздельного, так и совместного приложения напряжения на его затворные МОП-системы. При раздельном управлении эффективность по верхней затворной МОП-системе превышает таковую для нижней, что проявляется в более существенных из-



Рис. 3. Ток-затворные (*a*) и холл-затворные (б) характеристики исходных образцов КНИ двухзатворных полевых датчиков Холла, снятые в различных режимах измерений:

кривые 1 — первый раздельный режим; кривые 2 — второй раздельный режим; кривые 3 — совместный режим



Рис. 4. Дозовые зависимости тока канала (*a*) и холловского напряжения (б) КНИ ПДХ, облученных гамма-квантами в различных электрических режимах:

кривые 1 — облучение при напряжении на верхнем и нижнем затворах 4,5 и 0 В соответственно; кривые 2 — облучение при напряжении на верхнем и нижнем затворах 0 и 4,5 В соответственно

менениях характеристик при приложении напряжения только на верхнюю МОП-систему. Таким образом, очевидно, что в исследованной конструкции степень влияния нижнего затвора на проводимость канала меньше, чем верхнего затвора. Это связано как с существенным различием толщин подзатворных диэлектриков, так и с различным значением потенциалов плоских зон в системах кремний — верхний диэлектрик и кремний — встроенный диэлектрик.

Обращает на себя внимание факт, что в первом раздельном режиме и при совместном приложении напряжения на оба затвора характеристики КНИ ПДХ практически совпадают, что также связано с преимущественным управлением по верхней затворной МОП-системе по сравнению с нижней.

Форма ток-затворной характеристики ПДХ вне зависимости от режима включения его затворов характерна для традиционных МОП-приборов (рис. 3, *a*). Увеличение тока канала с ростом напряжения на затворах элемента связано, скорее всего, с перераспределением носителей тока с ростом напряженности поперечного электрического поля.

В случае холловского напряжения V_H в первом раздельном и совместном режимах измерений (кривые 1 и 3 на рис. 3, δ) при напряжении на затворах элемента, примерно равном напряжению питания, наблюдаемый ранее рост холловского напряжения сменяется его насыщением и даже дальнейшим паде-

нием. Такое поведение V_H может быть связано с характером зависимости подвижности электронов в сильных поперечных электрических полях и увеличением рассеяния электронов на границах раздела кремниевого канала элемента с диэлектриками [5].

Установлено, что вид исследуемых характеристик при раздельном управлении только по верхнему затвору не зависит от значения фиксированного напряжения на нижней системе и качественно соответствует поведению кривой *1* на рис. 3.

На рис. 4 представлены дозовые зависимости значений тока канала и холловского напряжения КНИ ПДХ, облученных в двух различных режимах облучения. Кривые 1 соответствуют приложению в процессе облучения фиксированного напряжения смещения на верхнюю МОП-систему 4,5 В, кривые 2 — приложению в процессе облучения фиксированного напряжения смещения на нижнюю МОП-систему 4,5 В. Соответствующие характеристики приведены для совместного режима измерений при приложении напряжения на верхний и нижний затворы 4,5 В и напряжении питания 5 В.

Из рис. 4 видно, что в КНИ ПДХ существует возможность управления радиационным поведением характеристик по обеим затворным системам. При этом с точки зрения минимизации радиационно-индуцируемых изменений режим облучения, при котором в процессе облучения подано напряжение смещения только на нижнюю



Рис. 5. Ток-затворные (*a*) и холл-затворные (б) характеристики КНИ ПДХ, облученных гамма-квантами в различных электрических режимах дозой 100 крад:

кривые I — облучение при напряжении на верхнем и нижнем затворах 4,5 и 0 В соответственно; кривые 2 — облучение при напряжении на верхнем и нижнем затворах 0 и 4,5 В соответственно

управляющую МОП-систему является более предпочтительным по сравнению с подачей управляющего напряжения только на верхнюю МОП-систему.

В результате проведенных исследований продемонстрировано, что вид ток-затворной и холл-затворной характеристик вне зависимости от режима управления в процессе облучения не изменяется по отношению к исходным кривым (до облучения). Происходит лишь увеличение тока канала и уменьшение холловского напряжения при любых положительных значениях потенциалов затворов в процессе измерения. Сказанное следует из сопоставления рис. 3 и рис. 5. На последнем представлены ток-затворные и холл-затворные характеристики КНИ ПДХ, облученных гамма-квантами дозой 100 крад (1 кГр) при напряжении на верхнем и нижнем затворах 4,5 и 0 В соответственно (кривые 1) и при напряжении на верхнем и нижнем затворах 0 и 4,5 В соответственно (кривые 2). Характеристики соответствуют совместному режиму измерения, т. е. приложению смещения на соединенные вместе электроды верхнего и нижнего затворов.

Из рис. 5 также видно, что в случае облучения при подаче потенциала только на верхний затвор, радиационно-индуцируемые изменения тока канала и холловского напряжения превышают таковые для режима облучения при подаче потенциала только на нижний затвор. Напомним, что подзатворные диэлектрики отличаются друг от друга не только толщиной, но и способом формирования (термическое окисление для верхней МОП-системы и ионный синтез для нижней). Известно, что это обусловливает различие в скорости накопления заряда в таких диэлектриках под воздействием ионизирующей радиации [6]. Это обстоятельство, по видимому, и сказывается в наблюдаемых различиях в значениях радиационно-индуцированного заряда на интерфейсах для верхнего и нижнего затворов.

Заключение

В результате проведенных исследований продемонстрирована возможность управления основными характеристиками и эффектами облучения магниточувствительного элемента нового типа — КНИ полевого датчика Холла путем приложения как раздельного, так и совместного смещения на его затворные управляющие МОП-системы.

Различие в толщинах подзатворного и скрытого диэлектриков и способах их формирования определяет неэквивалентность используемых затворных систем в плане количественного влияния на характеристики ПДХ.

Список литературы

1. Мордкович В. Н. Структуры "кремний-на-изоляторе" — новый материал микроэлектроники // Материалы электронной техники. 1998. № 2. С. 12. 2. Наумова О. В., Ильницкий М. А., Сафронов Л. Н., По-

 Наумова О. В., Ильницкий М. А., Сафронов Л. Н., Попов В. П. КНИ-нанотранзисторы с двумя независимо управляемыми затворами // ФТП. 2007. Т. 41. Вып. 1. С. 104—111.
 Бараночников М. Л., Мальцев П. П., Мокрушин А. Д., Мордкович В. Н., Омельяновская Н. М., Пажин Д. М. Полеистичник в маличи в в состатите и состатите на состатите и состатите и состатите на состатите и состатите на состатите н

 Бараночников М. Л., Мальцев П. П., Мокрушин А. Д., Мордкович В. Н., Омельяновская Н. М., Пажин Д. М. Полевой датчик Холла на основе структур "кремний-на-изоляторе" // Микросистемная техника. 2002. № 10. С. 8—12. 4. Мокрушин А. Д., Омельяновская Н. М., Леонов А. В., Мордкович В. Н., Пажин Д. М. Радиационные эффекты в КНИ

4. Мокрушин А. Д., Омельяновская Н. М., Леонов А. В., Мордкович В. Н., Пажин Д. М. Радиационные эффекты в КНИ магниточувствительных элементах при различных условиях облучения // ВАНТ. Сер. "Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру". 2001. Вып. 1–2. С. 77–81.

 Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 2. М.: Мир, 1984.
 Nazarov A. N. Problems of radiation hardness of SOI

6. **Nazarov A. N.** Problems of radiation hardness of SOI structures and devices // Physical and Technical Problems of SOI Structures and Devices. Kluwer Acadia Publishers. Series 3: High technology. 1994. Vol. 4. P. 217–239.

Молекулярная электроника и биоэлектроника

УДК 003.26

К. Д. Яшин*, канд. техн. наук, доц., Т. И. Терпинская**, канд. биол. наук, ст. науч. сотр., В. С. Осипович*, магистр техн. наук, Р. Г. Лемеш**, науч. сотр., В. А. Кульчицкий**, д-р мед. наук, проф., зам. директора по научной работе

* Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, г. Минск ** Институт физиологии НАН Беларуси, г. Минск

НАНОБИОПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ СИСТЕМА ВИЗУАЛИЗАЦИИ КЛЕТОК

Нанобиоинформационные технологии являются одним из бурно развивающихся научных направлений XXI века. Разработчики микросистемной техники активно сотрудничают со специалистами из медицинских учреждений. Особенно это касается онкологических заболеваний, которые до сих пор остаются большой проблемой во всем мире. Представлена конструкция и технология получения экспериментальной нанобиоинформационной системы, построенной с применением полупроводниковых нанокристаллов. Разработка предназначена для визуализации клеток и клеточных компонентов в медицинской диагностике.

Ключевые слова: нанобиополупроводниковая система, визуализация клеток, культура клеток, флуоресцентные полупроводниковые нанокристаллы, фотолюминесценция.

Введение

В журнале "Нано- и микросистемная техника" (№ 5 и № 6, 2007 г.) освещены вопросы применения люминесцентных полупроводниковых нанокристаллов A₂Б₆ соединений, а также методы получения этих частиц [1, 2]. В настоящей работе экспериментально продемонстрирована возможность и адекватно зафиксирован факт визуализации клеток и клеточных компонентов с применением полупроводниковых люминесцентных нанокристаллов селенида кадмия CdSe. Целью исследований явилась разработка конструкции нанобиоинформационной системы для визуализации опухолевых и стволовых клеток и клеточных компонентов. Для достижения цели необходимо было решить следующие задачи:

- разработать конструкцию и технологию получения нанобиополупроводниковой системы, с использованием которой можно осуществить визуализацию клеток в физиологических растворах;
- установить, какие из физиологических растворов для культивирования или инкубации различных типов клеток могут использоваться при работе с люминесцентными полупроводниковыми нанокристаллами;
- разработать технологию визуализации клеток, в том числе методику приготовления и анализа препаратов.

Актуальность разработки обусловлена необходимостью диагностики онкологических заболеваний и разработки перспективных лекарственных препаратов с использованием стволовых клеток.

Концепция построения нанобиоинформационной системы

Разрабатываемую систему можно условно разделить на три составные части:

- информационная составляющая;
- биолого-медицинская составляющая;
- нанополупроводниковая составляющая.

Информационная составляющая биосистемы основывается на флюоресценции нанокристаллов. Проникая внутрь детектируемой клетки, нанокристаллы словно окрашивают ее, заставляя светиться при облучении препарата возбуждающим светом. Важно добиться высокой специфичности получаемой информации от соединения нанокристаллов с теми или иными клетками. На этом основывается "информирование" врача о наличии тех или иных клеток при детектировании (определении) клеток в медицинской диагностике.

Биолого-медицинская составляющая наносистем заключается в специфическом "узнавании" определенного вида клеток в анализируемых образцах. Подобного рода анализы широко применяются в клинической диагностике и носят название иммунолюминесцентный, иммуноферментный и цитофлюорометрический анализы. В настоящее время эти методы медицинской диагностики имеют много ограничений, и нанокристаллы в них пока еще не имеют широкого применения.

Нанополупроводниковая составляющая биосистемы представляет собой кристаллы A_2B_6 полупроводников. Основной рабочий элемент этой составляющей представляет собой сложную наночастицу, состоящую из кристаллов селенида кадмия CdSe, покрытых эпитаксиальной пленкой сернистого цинка ZnS. Кристаллическая структура CdSe/ZnS фиксируется стабилизирующей пленкой. На рис. 1 (см. четвертую сторону обложки) представлено схематическое изображение единичной наночастицы.

Конструкция и технология получения нанобиополупроводниковой системы

На основании анализа специальной литературы [3—5] и исходя из результатов предварительных экспериментов [6] в качестве базового элемента люминесцентной полупроводниковой биосистемы, построенной с применением нанокристаллов, определена следующая конструкция единичной наночастицы. Назовем три составляющие компоненты конструкции:

- кристаллическое ядро из селенида кадмия размером 5—10 нм. За счет фотолюминесценции CdSe обеспечивает получение информационного оптического сигнала длиной волны приблизительно 560—580 нм;
- ядро CdSe, покрытое эпитаксиальной пленкой из сернистого цинка толщиной 2—3 монослоя. ZnS обеспечивает усиление интенсивности выходного оптического (информационного) сигнала в 3— 3,5 раза по сравнению с интенсивностью люминесценции исходного ядра CdSe;
- кристаллическая структура CdSe/ZnS, покрытая пассивирующей пленкой из плотноупакованных молекул меркаптоундекановой кислоты (МУК) HS—(CH₂)₁₀—COOH. Размер нанокристаллов, покрытых пассивирующим (защитно-функциональным) покрытием с карбоксильными функциональными группами, составляет примерно 7—10 нм. Пассивирующее покрытие обеспечивает защиту кристаллического полупроводникового ядра CdSe/ZnS от воздействия физиологических растворов, предотвращая окисление CdSe, а также обеспечивает гидрофильность (так называемую водорастворимость) нанокристаллов.

Для исследований использовались нанокристаллы CdSe, полученные методами коллоидной химии по технологии, разработанной и описанной авторами [4]. Схемы процессов получения нанокристаллов приведены в работах [2, 6, 7]. Нанокристаллы CdSe были получены по реакции взаимодействия между селеном Se и диметилкадмием $Cd(CH_3)_2$. Эпитаксиальная пленка ZnS формировалась с использованием диэтилцинка Zn(C₂H₅)₂. На рис. 2 (см. четвертую сторону обложки) показано рабочее место для проведения синтеза наночастиц. Наночастицы CdSe/ZnS имеют кристаллическую структуру, что подтверждено рентгеноструктурными исследованиями [6, 7]. Наночастицы состоят на 55 % (масс.) из атомов кадмия Cd, на 21 % из атомов селена Se, на 13 % из атомов цинка Zn и 11 % из атомов серы S, что зафиксировано методами рентгеноспектрального анализа (рис. 3, см. четвертую сторону обложки).

Результаты исследования фотолюминесцентных свойств нанокристаллов CdSe/ZnS

Максимум интенсивности фотолюминесценции нанокристаллов CdSe/ZnS в нашем случае приходится на длину волны 570 нм. Фотолюминесценция наночастиц может быть вызвана возбуждающим светом широкого спектра — от ультрафиолетовой до видимой части светового излучения (от 300 до 600 нм). Для снятия спектров фотолюминесценции была выбрана длина волны света возбуждения, равная 352 нм, — она соответствует первому экстремуму на спектре возбуждения. Анализ спектра фотолюминесценции ядра CdSe с эпитаксиальной пленкой ZnS показывает, что максимум интенсивности фотолюминесценции нанокристаллов CdSe/ZnS увеличивается в 3-3,5 раза по сравнению с ядром CdSe без эпитаксиального покрытия ZnS, при этом отсутствует смещение длины волны максимума фотолюминесценции. Возрастание интенсивности фотолюминесценции говорит об увеличении квантового выхода нанокристаллов (отношение излученного нанокристаллами света к поглощенному). Ширина спектра фотолюминесценции на уровне по-



гис. 4. Зависимость интенсивности фотолюминесценции от времени засвечивания ультрафиолетовым светом нанокристаллов CdSe/ZnS

лумаксимума составляет 30 нм, что делает наночастицы хорошим объектом для применения в оптике. Спектр энергии поглощения нанокристаллов имеет малый стоксовый сдвиг (разность между пиком фотолюминесценции и пиком поглощения), он составляет около 15 нм. Таким образом, имея спектр поглощения, можно делать некоторые определенные выводы о спектре фотолюминесценции образцов нанокристаллов, и наоборот.

Исследование фотостабильности нанокристаллов CdSe/ZnS с пассивирующим функционально-защитным покрытием показывает, что интенсивность фотолюминесценции нанокристаллов увеличивается в зависимости от времени облучения ультрафиолетовым светом по закону, близкому к линейному, но через 30 мин входит в насыщение. При этом спад интенсивности фотолюминесценции нанокристаллов начинается на сороковой минуте облучения их ультрафиолетовым светом (рис. 4). При облучении нанокристаллов полупроводниковым лазером в течение трех часов спада интенсивности фотолюминесценции нанокристаллов не наблюдалось.

Фотостабильность нанокристаллов селенида кадмия с эпитаксильным покрытием из сернистого цинка, определенная путем исследования динамики изменения интенсивности фотолюминесценции, не зависит от типа функционально-защитной оболочки (были исследованы нанокристаллы с оболочкой из меркаптоундекановой кислоты, тиолполиэтиленгликоля, цистеина и глутатиона). Кроме того, на фотостабильность нанокристаллов не влияет их агрегация (образование конгломератов). Для сравнения следует отметить, что интенсивность фотолюминесценции химического флюорохрома Хехст-33342 уменьшается по линейному закону при увеличении времени облучения и в течение



Рис. 5. Зависимость интенсивности фотолюминесценции от времени засвечивания ультрафиолетовым светом флюорохрома Хехст-33342

20 мин снижается практически до нуля (рис. 5). Таким образом, использование нанокристаллов для визуализации в биомедицинской диагностике позволит увеличить продолжительность наблюдений и анализов в несколько раз. Использование полупроводниковых лазеров в люминесцентных микроскопах вместо ртутных ламп для возбуждения люминесценции сократит энергозатраты при проведении исследований.

Физиологические растворы и клетки

Для получения клеточных суспензий (привитальных препаратов) использовали асцитную карциному Эрлиха, перевиваемую на мышах линии Af. Клетки опухоли отмывали от асцитической жидкости и ресуспензировали в физиологическом растворе. Для этого асцит центрифугировали при 1500 об./мин в течение 5 мин, асцитическую жидкость сливали, добавляли раствор Хенкса, доводя жидкость до исходного объема. Концентрация клеток в смеси составляла 150—210 млн/мл. После этого добавляли к суспензии клеток суспензию наночастиц в соотношении объема растворов 1:1. Концентрация суспензии наночастиц — 0,75 мг/мл. Время окрашивания составляло 30 мин при температуре 20 °С.

Для просмотра клеточных суспензий готовили прижизненные препараты типа "давленная капля" или наносили на покровное стекло каплю суспензии (клетки + наночастицы) и высушивали на воздухе. Препараты анализировали на микроскопе Leitz MPV-2 с флуоресцентным осветителем PLOEMOPAK и объективом PLAPO40X. Фильтр возбуждающего света — 370—390 нм, а фильтр флюоресценции — 520—700 нм. Препарат освещали ртутной лампой HB0100. Снимки делали цифровой камерой Leica DC 300-F под управлением программного комплекса Leica IM-1000. Для мечения стволовых клеток использовались клеточные суспензии мезенхимальных стволовых клеток костного мозга мыши.

Результаты визуализации клеток

На рис. 6, 7 представлены микрофотографии клеток. Микрофотографии получены с использованием разработанной люминесцентной информационной биополупроводниковой системы на основе нанокристаллов CdSe/ZnS.

После взаимодействия опухолевых клеток с наночастицами и при воздействии на препараты светом зафиксированы следующие результаты. Число клеток опухолевого асцита, воспринявших наночастицы, составило



Рис. 6. Микрофотография клеток асцита карциномы Эрлиха, привитальный препарат. Делящаяся клетка (справа)



Рис. 7. Микрофотография клеток асцита карциномы Эрлиха, привитальный препарат. Ядра в клетках флуоресцируют по-разному

14—27 % по результатам разных опытов. Наночастицы проникли через клеточную мембрану и внедрились внутрь клеток. Более того, наночастицы смогли внедриться в ядра отдельных клеток. В воспринявших наночастицы клетках хорошо различается ядро (очень яркое в случае проникновения наночастиц или, наоборот, более темное, чем цитоплазма). Флуоресценция ядра часто неравномерна, иногда наблюдается более яркая тонкая полоска по контуру ядра, возможно, вследствие оседания наночастиц на ядерной оболочке; заметна яркая или темная зернистость в цитоплазме. Хорошо видны делящиеся клетки. Иногда из-за слишком яркого свечения трудно отличить ядро и цитоплазму.

При анализе мазков (рис. 8), высушенных на воздухе после внесения нанокристаллов в суспензии, наблюдаются:

- непрокрашенные клетки (темные);
- клетки с ярким хорошо прокрасившимся ядром и узким слоем цитоплазмы;
- клетки с темным (слабо прокрасившимся) ядром и более яркой цитоплазмой.

Некоторые клетки окружены тонкой флуоресцирующей полоской. Это может быть тонкий слой хорошо прокрасившейся цитоплазмы; возможно, такой эффект дала адсорбция наночастиц на мембрану клеток. Таким образом, клеточные суспензии можно обрабатывать нанокристаллами, готовить мазки, высушивать, а затем анализировать. Необходимо отметить, что качество описанных и исследованных привитальных препаратов лучше, чем высушенных: в последнем случае хуже просматривается структура цитоплазмы, не ясно происхождение некоторых оптических эффектов. Данная методика требует даль-



Рис. 8. Микрофотография клеток асцита карциномы Эрлиха, высушенный мазок

нейшего развития. Она может быть полезна, так как предполагает после высушивания мазков применение традиционных методов окраски с применением химических флюорохромов для параллельного анализа на люминисцентном и обычном микроскопе, а также для хранения готовых препаратов.

Обработка опухолевых клеток трипсином (10 мин при комнатной температуре) влияет на их способность к поглощению нанокристаллов. Вероятно, трипсин, воздействуя на мембранные структуры клеток, не затрагивая их жизнеспособность, способствует проникновению наночастиц. Этот факт может быть важен, так как лает возможность пометить клетки по слелующей схеме: окрашиваем клетки в суспензии наночастицами, используя трипсин; инкубируем клетки для восстановления нативных свойств мембраны (после этого клетка должна сохранять проникшие в нее наночастицы); затем клетки вводятся в организм, и можно проследить пути их миграции в различные органы. Наконец, зафиксированы неокрашенные клетки (см. рис. 6, 7), которые содержатся в асцитической жидкости, но они не относятся к детектируемому в данном эксперименте виду клеток. Не воспринявшие наночастицы клетки практически не видны (не флуоресцируют).

Кроме того, в ходе экспериментов продемонстрирована возможность и адекватно зафиксирован факт визуализации стволовых клеток и клеточных компонентов. Наночастицы проникли через мембрану стволовых клеток и внедрились в них. Но в отличие от предыдущего опыта с опухолевыми клетками, наночастицы не смогли проникнуть в ядра стволовых клеток. Зафиксированы делящиеся клетки на разных стадиях деления:

- ядро еще одно, но хромосомы уже растягиваются для его деления;
- также хорошо видна клетка сразу с двумя ядрами, готовая к распаду на две разные клетки.

Заключение и перспектива развития вопроса

Актуальность разработки обусловлена необходимостью совершенствования методов клинической диагностики для раннего определения раковых, туберкулезных, сердечных и других заболеваний. Кроме того, актуальность разработки обусловлена необходимостью разработки перспективных лекарственных препаратов на стволовых клетках. Фактически разработана технология визуализации живых клеток. Установлено, что наночастицы проникают во все культивируемые клетки, степень их свечения при люминесцентной микроскопии в основном зависит от физиологического состояния клетки, концентрации и времени контакта клеток с наночастицами. Закономерности проникновения наночастиц в ядра клеток и связывания с различными клеточными органеллами требуют дальнейшего изучения. Уникальность эксперимента заключается в том, что клетки не гибнут в присутствии инородных полупроводниковых тел. Заменив фотоаппарат на видеокамеру, можно снять документальный фильм о жизни клеток в различных условиях. Кроме того, представляет интерес дальнейшее изучение возможности применения полупроводниковых наночастиц для прижизненной маркировки культур клеток различных животных и человека. Таким образом, охарактеризована конструкция и технология получения экспериментальной системы визуализации клеток, построенной с применением полупроводниковых флуоресцентных нанокристаллов селенида кадмия. Эффективность этой системы

продемонстрирована на моделях асцитной карциномы Эрлиха и мезенхимальных стволовых клеток костного мозга мыши. Результаты опытов свидетельствуют о перспективности использования полупроводниковых наночастиц при разработке методов цитологического анализа и диагностики.

Перспектива работы видится в создании относительно дешевых "лабораторий на чипе" [8]. Современные подобные монопольные разработки в США закладывают сверхприбыли при реализации таких лабораторий-чипов. Цены доходят до 50 USD за чип при их себестоимости и затратах на продажу максимум в 10-15 USD. Это позволяет говорить о том, что исследования носят не только инновационный фундаментальный характер, но и коммерческий. Создан хороший задел для разработки лабораторий на чипе с использованием полупроводниковых нанокристаллов и пористого кремния. Такая биолаборатория в состоянии работать как с растворами, содержащими биологический материал, так и непосредственно с биологическими жидкостями (например, кровью). Чип обычно имеет прямоугольные секции, имеющие капилляры, сформированные в подложке. Секции имеют размер от 10 до 100 мкм и длину от десятков микрометров до сантиметров. На макроуровне течение потока внутри каналов обычно гораздо слабее, чем на макроуровне. Это тривиально, но очень важно для смешения образцов. На макроуровне простое объединение двух каналов транспортировки между собой позволяет

смешивать два потока. На микроуровне два "течения", исходящие из двух различных каналов, продолжают течь параллельно (один рядом с другим). Они могут смешаться только путем диффузии.

Список литературы

1. Яшин К. Д., Осипович В. С., Пипук С. Е. Люминесцентные полупроводниковые наночастицы // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 5. С. 70–74. 2. Яшин К. Д., Осипович В. С., Пицук С. Е. Получение на-

2. Яшин К. Д., Осипович В. С., Пицук С. Е. Получение наночастиц // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 6. С. 2—7.

3. Олейников В. А., Суханова А. В., Набиев И. Р. Флуоресцентные полупроводниковые нанокристаллы в биологии и медицине // Российские нанотехнологии. 2007. № 1-2. С. 160.

4. Artemyev M., Sukhanova A., Devy J. et al. Biocompatible fluorescent nano-crystals for immunolabeling of membrane proteins and cells // Analytical Biochemistry. 2004. Vol. 324. P. 60.

5. **Kim S., Bawendi M. G., Lim Y. T.** et al. Near-infrared fluorescent type II quantum dots for sentinel lymph node mapping // Nat Biotech. 2004. Vol. 22 (1). P. 93.

б. Яшин К. Д. Разработка физико-химических и технологических основ получения люминесцентных наночастиц из полупроводников (Отчет о НИР № ГР 2005756) [текст] / К. Д. Яшин, В. С. Осипович, С. Е. Пицук; УО"БГУИР". Мн. 2005. 60 с. Рус. Деп. в ГУ "БелИСА" 07.04.06, № Д200617.

7. Яшин К. Д., Осипович В. С., Пицук С. Е. Структура нанокристаллов селенида кадмия, полученных методами коллоидной химии для применения в медицинской диагностике // Докл. БГУИР. 2007. № 3 (19). С. 74.

8. Япин К. Д., Осипович В. С., Божко Т. Г. Разработка МЭМС // Нано- и микросистемная техника. 2008. № 1. С. 28-34.

УКАЗАТЕЛЬ СТАТЕЙ, ОПУБЛИКОВАННЫХ В ЖУРНАЛЕ "НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА" В 2008 Г.

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ

- Абрамов И. И. Термин "элемент" в микро- и наноэлектронике. № 6.
- Вернер В. Д., Иванов А. А., Коломенская Н. Г., Лучинин В. В., Мальцев П. П., Попова И. В., Сауров А. Н., Телец В. А. Изделия микросистемной техники — термины и определения, классификация и обозначения типов. № 1.
- Вернер В. Д., Мальцев П. П., Резнев А. А., Сауров А. Н., Чаплыгин Ю. А. Современные тенденции развития микросистемной техники. № 8.
- Гольцова М. М., Юдинцев В. А. МЭМС: большие рынки малых устройств. № 4.
- Зеленограду 50 лет. № 4.
- Носов Ю. Р., Сметанов А. Ю. На пути в наноэлектронику (Исторические параллели и сопоставления). № 2.

НАНОТЕХНОЛОГИИ, ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ И МО-ЛЕКУЛЯРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

- Агеев О. А., Коноплев Б. Г., Поляков В. В., Светличный А. М., Смирнов В. А. Исследование режимов фотонно-стимулированной зондовой нанолитографии методом локального анодного окисления пленки титана. № 1.
- Башоров М. Т., Козлов Г. В., Овчаренко Е. Н., Микитаев А. К. Наноструктуры в полимерах: синергетика неравновесного фазового перехода "сдвиг — крейзование". № 11.
- Белянин А. Ф., Самойлович М. И., Кривченко В. А., Пащенко П. В., Суетин Н. В., Тимофеев М. А. Наноструктурированные пленки ZnO в зеркалах и датчиках УФ излучения. № 8.
- **Булярский С. В., Басаев А. С., Романович Р. Ю.** Физическая адсорбция водорода на поверхности наноуглеродных структур. № 5.

- Галушков А. И., Сауров А. Н., Погалов А. И. Моделирование, динамический и прочностной анализ инерциальных чувствительных наноэлементов. № 1.
- **Герасименко Н. Н., Смирнов Д. И.** Радиационная стойкость наноструктур. № 9.
- Глухова О. Е., Мещанов В. П., Салий И. Н., Терентьев О. А. Нерегулярные нанотрубные углеродные структуры как наностержни прямолинейной ориентации. № 3.
- Глухова О. Е. Тонкие углеродные тубулярные нанокластеры в однородном электростатическом поле. № 7.
- Глухова О. Е., Торгашов Г. В., Буянова З. И. Синтез и исследование свойств бамбукоподобных углеродных нанотрубок. № 10.
- Гречихин Л. И. Наночастицы и нанотехнологии. № 5.
- Деспотули А. Л., Андреева А. В. Перспективы развития в России глубоко субвольтовой наноэлектроники и связанных с ней технологий. № 10.
- Жигалина О. М., Воротилов К. А., Кускова А. Н., Сигов А. С. Электронная микроскопия наноструктур титаната бариястронция в матрице оксида алюминия. № 12.
- Зайцев Н. А. Применение углеродных нанотрубок в экстремальных областях электроники. № 11.
- Карташев В. А., Карташев В. В. Исследование движения иглы туннельного микроскопа относительно поверхности. № 6.
- **Козлов А.** Г. Тепловые микросенсоры: конструктивные особенности № 1
- Лучинин В. В. Наноиндустрия и "человеческий капитал". № 1.
- Моисеев К. М., Норман Е. Д., Булыгина Е. В., Панфилов Ю. В., Петрухин Г. Н., Красулин Г. А. Исследование автоэмиссионных свойств углеродных нанотрубок на опаловых матрицах. № 6.
- **Потапов А. А.** Концептуальные основы проектирования наносистем. № 7.
- Потапов А. А. Принципы проектирования наносистем. № 3.
- **Пронин В. П., Пономарев А. Н., Хинич И. И., Чистотин И. А.** Спектроскопия упругого отражения электронов как метод анализа элементного состава наноразмерных систем. № 4.
- Рембеза Е. С., Рембеза С. И., Ермолина Е. А., Гречкина М. В. Структура и электрофизические свойства нанокомпозита Sn-Y-O. № 6.

- Рехвиашвили С. Ш., Киштикова Е. В., Розенберг Б. А. Кинетика формирования наночастиц в растворах, содержащих хорошо адсорбирующиеся органические соединения. № 6.
- Сигов А. С., Емохонов В. Н., Вербицкий С. С., Шиляев А. А. Поглощение электромагнитного излучения металлическими наноструктурами. № 11.

Тарнавский Г. А. На пути в наноэлектронику: возможные точки роста. № 8.

Яшин К. Д., Осипович В. С., Божко Т. Г. Разработка МЭМС. № 1.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И КОНСТРУИРОВАНИЕ МНСТ

- Агафонов В. М., Орел А. А. Моделирование физических процессов в молекулярно-электронном преобразователе, созданном на основе планарных технологий. № 5.
- Басаев А. С., Данилюк А. Л., Андреенко А. В., Лабунов В. А., Прудникова Е. Л., Тагаченков А. М., Янушкевич К. И. Модель магнитной структуры наночастиц цементита, капсулированных в углеродных нанотрубках. Часть 1. № 5.
- Басаев А. С., Данилюк А. Л., Андреенко А. В., Лабунов В. А., Прудникова Е. Л., Тагаченков А. М., Янушкевич К. И. Модель магнитной структуры наночастиц цементита, капсулированных в углеродных нанотрубках. Часть 2. № 9.
- Белкин М. Е., Дзичковский Н. А., Индришенок В. И. Моделирование сверхбыстродействующих pin-фотодиодных гетероструктур. № 10.
- Белозубов Е. М., Белозубова Н. Е. Термоэлектрические явления в тонкопленочных тензорезисторных датчиках давления при воздействии нестационарных температур и виброускорений. № 6.
- Белоус А. И., Емельянов В. А., Дрозд С. Е., Коннов Е. В., Мухуров Н. И., Плебанович В. А. Схемотехническое конструирование БИС преобразователя емкость—напряжение для микроэлектромеханических датчиков. № 8.
- Вавилов В. Д., Глазков О. Н. Математическая модель погрешностей и оборудование для статических испытаний микросистемных акселерометров. № 2.
- Галушков А. И., Погалов А. И., Сауров А. Н. Моделирование виброрезонансных наноэлементов для сверхчувствительных устройств контроля массы. № 2.
- Джашитов В. Э., Панкратов В. М. О возможности применения метода элементарных балансов к расчету нестационарных температурных полей наноструктур. № 10.
- Дорошевич В. К. Методы статистического контроля технологического процесса изготовления микросхем и порядок их применения. № 7.
- Дорошевич В. К. Требования к обеспечению качества и управлению технологическим процессом изготовления микросхем. № 6.
- Казарьян А. В., Балакший В. И. Динамическая устойчивость в нелинейной акустооптической системе с распределенной запаздывающей обратной связью. № 12.
- Какурин Ю. Б., Захаров А. Г., Котов В. Н. Моделирование массопереноса в неоднородных полупроводниковых структурах. № 6.
- **Лихошерст В. В.** Сравнительный анализ характеристик микромеханических акселерометров прямого и компенсационного измерения. № 6.
- Локтев Д. В., Андреев В. М., Зиновьев Д. В., Тузовский К. А., Шишкова И. Н. Исследование теплопроводности плотных газов в микросистемах. № 11.
- **Любимский В. М.** Изгиб длинной прямоугольной двухслойной пластинки при изменении температуры. № 12.
- Мухуров Н. И., Ефремов Г. И., Жвавый С. П. Анализ электромеханических параметров электростатических микрореле с автономными держателями. № 6.
- Мухуров Н. И., Ефремов Г. И., Жвавый С. П. Упругие элементы в микроэлектромеханических системах. № 12.
- Панфилов Ю. В. Практические результаты использования наноструктурированных материалов. № 3.
- **Потягалова А. С.** Общие свойства и модификации алгоритмов редукции. № 7.
- Тарнавский Г. А., Анищик В. С. Программные комплексы компьютерного проектирования микроэлектромеханических систем. № 11.
- Тягунов О. А. Программный комплекс для моделирования и исследования динамических характеристик микро- и наномеханических элементов и систем. № 3.

- Хорунжий И. А., Доманевский Д. С., Бобученко Д. С. Компьютерная оптимизация параметров радиатора для охлаждения мощного полупроводникового прибора. № 1.
- Хорунжий И. А., Доманевский Д. С., Бобученко Д. С. Экспериментальная проверка компьютерной модели радиатора для охлаждения мощного полупроводникового прибора. № 3.

МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНСТ

- Александров П. А., Демаков К. Д., Шемардов С. Г., Кузнецов Ю. Ю. Применение имплантации ионов кислорода и процесса твердофазной рекристаллизации для улучшения кремния на сапфире. № 3.
- Белянин А. Ф., Самойлович М. И., Дзбановский Н. Н., Пащенко П. В., Тимофеев М. А. Формирование наноструктурированных пленок и слоистых структур иридия и поликластерного алмаза. № 2.
- Булыгина Е. В. Электрохимическое внедрение металлов в пустоты опаловой матрицы. № 2.
- Вощинский Е. А., Вощинский Ю. А., Горелик В. С., Злобина Л. И., Самойлович М. И., Свербиль П. П. Спектры пропускания искусственных опалов, пропитанных жидкостью. № 7.
- Гриднев С. А., Горшков А. Г., Ситников А. В., Самалюк Н. В. Влияние электрического поля на процесс кристаллизации тонкопленочных аморфных нанокомпозитов металл — сегнетоэлектрик. № 1.
- Деулин Е. А., Мирзоев Абдуджаббор М., Мирзоев Абдугаффор М. Исследование причин появления "водородной болезни" в материале труб магистральных газопроводов и разработка вакуумных методов их устранения. № 5.
- Дорошевич В. К. Рекомендации к построению и содержанию нормативной документации предприятий по статистическому контролю и регулированию технологических процессов микросхем. № 9.
- Дорошевич В. К. Требования к системе проектирования микросхем. № 5.
- Жигалина О. М., Воротилов К. А., Хмеленин Д. Н., Сигов А. С. Структурные особенности пленок цирконата-титаната свинца, сфорсированных методом химического осаждения из растворов с различным содержанием свинца. № 11.
- Зайцев Н. А., Пастухова Ю. М. Модель поведения электронов в структуре сегнетоэлектрика. № 2.
- Канашевич Г. В. Превращения в поверхностном слое оптического силикатного стекла и фотопластин из силикатного стекла от действия низкоэнергетического электронного потока. № 10.
- Ковалевский А. А., Лабунов В. А., Строгова А. С., Шевченок А. А. Исследование закономерностей транспорта водорода в порошковый кремний. № 4.
- Козлов Г. В., Афашагова З. Х., Буря А. И. Теоретическое описание эффекта наноадгезии в дисперсно-наполненных полимерных нанокомпозитах: фрактальная модель. № 3.
- Комленок М. С., Пименов С. М., Кононенко В. В., Конов В. И., Шайбе Х.-Й. Лазерное микроструктурирование поверхности сверхтвердых аморфных углеродных пленок. № 3.
- Курганская Л. В. Технология получения гетероструктур n-SiC/p-Si и исследование радиоэлектрического эффекта в 8-миллиметровом СВЧ-диапазоне. № 5.
- Марахтанов М. К., Духопельников Д. В., Мэй Сянь Сю. Дисперсионные характеристики наноразмерных металлических пленок в видимом диапазоне излучения. № 1.
- Мустафаев Ар. Г., Мустафаев Аб. Г. Проблемы масштабирования затворного диэлектрика для МОП-технологии. № 4.
- Мясникова Т. П., Гершанов В. Ю., Захарченко И. Н., Гармашов С. И. Оптические спектры пленок BiPS₄ на стекле и Si при фазовых переходах. № 4.
- Невешкин А. А., Русанова Т. Ю., Горин Д. А., Штыков С. Н., Климов Б. Н. Получение наноразмерных пленок каликс[4]резорцинаренов на основе сочетания методов полиионной сборки и Ленгмюра-Блоджетт. № 7.
- Непочатенко В. А. Ориентационное согласование фаз при формировании тонкой фазовой границы в несобственных сегнетоэластиках. № 4.
- Разумная А. Г., Куприна Ю. А., Чебанова Е. В., Кабиров Ю. В., Петрович Э. В. Создание сегнетомагнитных материалов на основе систем твердых растворов Ba(Ti_{1 – x}Mn_x)O₃ и Pb(Ti_{1 – x}Mn_x)O₃. № 5.

- Спирин В. Г. Сопротивление электродов тонкопленочного резистоора. № 7.
- Тарнавский Г. А., Анищик В. С., Тарнавский А. Г. Влияние защитных масок при отжиге кремниевой пластины на формирование наноразмерных гетероструктур легирующих примесей фосфора. № 3.
- Теплова Т. Б. Исследование возможности обработки хрупких твердых кристаллических материалов электронной техники в режиме квазипластичности для совершенствования качества обрабатываемой поверхности. № 2.
- **Теплова Т. Б.** Физико-технологические принципы получения нанометрового рельефа поверхности при обработке твердых хрупких материалов электронной техники. № 7.
- Тянгинский А. Ю., Трепов Д. А., Церулев М. В., Слепцов В. В. Электроимпульсные методы формирования нанокластерного серебра в жидкой среде. № 11.
- Яштулов Н. А., Гаврин С. С., Лабунов В. А., Ревина А. А. Пористый кремний как каталитическая наноматрица для микромощных источников тока. № 8.

элементы мнст

- Адамов Д. Ю., Матвеенко О. С. Усовершенствование структур МОП-транзисторов в нанометровых технологиях. № 2.
- Алексенко А. Г., Балан Н. Н., Волков Ю. А. О динамическом поведении упругих элементов МЭМС-устройств в присутствии эффекта электростатического схлопывания. № 2.
- Астахов М. В., Дутов И. В., Родин А. О. Взаимодействие аморфного ферромагнитного микропровода с электромагнитным излучением. № 4.
- Астахов М. В., Дутов И. В., Родин А. О. Ферромагнитный резонанс в аморфном ферромагнитном микропроводе. № 3.
- Афонин С. М. Абсолютная устойчивость системы управления деформацией пьезоактюатора нано- и микроперемещений. № 11.
- Афонин С. М. Исследование и расчет статических и динамических характеристик пьезоактюатора нано- и микроперемещений. № 3.
- Ахметов Д. Г., Косцов Э. Г., Соколов А. А. Микроэлектромеханические электростатические высокопроизводительные инжекторы микроструй жидкости. № 1.
- Бабаевский П. Г., Резниченко Г. М., Жуков А. А., Жукова С. А., Гринькин Е. А. Электромеханические преобразователи сенсорных микро- и наносистем: физические основы и масштабные эффекты. Часть 1. Чувствительные механические элементы и актюаторы. № 11.
- Бабаевский П. Г., Резниченко Г. М., Жуков А. А., Жукова С. А., Гринькин Е. А. Электромеханические преобразователи сенсорных микро- и наносистем: физические основы и масштабные эффекты. Часть 2. Детекторы, источники и характеристики шумов. № 12.
- Белкин М. Е., Васильев М. Г. Полупроводниковые лазерные излучатели с высоким произведением средней мощности на полосу модуляции. № 9.
- Белозубов Е. М., Белозубова Н. Е., Козлова Ю. А. Тонкопленочные емкостные МЭМС-структуры с возможностью измерения температур электродов. № 9.
- Белозубов Е. М., Белозубова Н. Е. Методы и средства минимизации влияния нестационарных температур в МЭМСструктурах тонкопленочных тензорезисторных датчиков давления. № 3.
- Белозубов Е. М., Белозубова Н. Е. Повышение термостойкости тонкопленочных емкостных МЭМС-структур. № 7.
- Белозубов Е. М., Белозубова Н. Е. Повышение устойчивости МЭМС-структур тонкопленочных датчиков к воздействию виброускорений и температур. № 2.
- Белозубов Е. М., Белозубова Н. Е. Тонкопленочные емкостные МЭМС-структуры с минимизацией влияния температур для датчиков давления. № 10.
- **Брюхова Ю. В., Зайцев Н. А.** Анализ разброса физико-технических параметров полупроводниковых приборов. № 1.
- Вавилов В. Д., Глазков О. Н. Исследование стохастической погрешности микросистемного акселерометра. № 8.
- Вопилкин Е. А., Шашкин В. И., Дроздов Ю. Н., Данильцев В. М., Гусев С. А., Шулешова И. Ю. Биморфный пьезоэлектрический двигатель для МЭМС на основе GaAs. № 10.
- Воротилов К. А., Сигов А. С. Сегнетоэлектрические запоминающие устройства: перспективные технологии и материалы. № 10.
- Глухова О. Е., Салий И. Н. Фуллереновый нанотермодатчик. № 5.

- Григорьев Ю. А., Шалаев П. Д., Бурцев А. А., Пименов В. Г., Рехен Г. А. Исследование вакуумных автоэмиссионных микродиодов с изменяющимся зазором. № 7.
- Ефремов Г. И., Мухуров Н. И. Параметры трехэлектродных электростатических микроактюаторов. № 9.
- Карташев В. А., Карташев В. В. Исследование процесса электрохимической заточки иглы туннельного микроскопа. № 4.
- Козырев В. В. Разработка мехатронных модулей с высокой разрешающей способностью для нанотехнологии. № 2.
- **Лихошерст В. В., Распопов В. Я.** Контур жесткой обратной связи в микромеханических приборах и расчет его параметров. № 4.
- Матвеев В. В., Распопов В. Я. Выбор ориентации топологии микрогироскопа на пластине монокристаллического кремния. № 7.
- Мокров Е. А., Белозубов Е. М., Белозубова Н. Е. Модель неинформативного преобразования термоЭДС МЭМС-структур тонкопленочных тензорезисторных датчиков давления при воздействии нестационарных температур. № 1.
- Мустафаев Ар. Г., Мустафаев Аб. Г. Влияние накопленной дозы излучения на КМОП-транзисторы, изготовленные по КНС-технологии. № 9.
- Никулин А. В. Анализ влияния геометрических размеров упругих элементов на собственные параметры микромеханических гироскопов LL-типа. № 4.
- Образцов Р. М. Малогабаритный вибрационный гироскоп с балочным биморфным чувствительным элементом из пьезоэлектрической керамики. № 10.
- Образцов Р. М., Юняев А. Р., Новиков А. В. Выбор максимально эффективных размеров балочного пьезоэлектрического биморфного чувствительного элемента для малогабаритного вибрационного гироскопа. № 9.
- Сигов А. С., Вербицкий С. С., Емохонов В. Н., Шиляев А. А. К вопросу о предельных характеристиках тепловых приемников электромагнитного излучения. № 8.
- Спирин В. Г. Исследование погрешности сопротивления тонкопленочного резистора, вызванной исключением контактных площадок перекрытия резистивного и проводящего слоев. № 11.
- Яшин К. Д., Осипович В. С., Божко Т. Г., Логин В. М. Современные разработки МЭМС. № 5.

ПРИМЕНЕНИЕ МНСТ

- Адамов Д. Ю. Синхронизация, связь и помехоустойчивость в микросхемах для информационных сетей. № 12.
- Ануфриенко В. Б., Михайлова А. М., Палагушкин А. Н., Сергеев А. П., Сигейкин Г. И., Сомов И. Е., Чернов В. А. Использование сверхмногослойных наноструктур для прямого преобразования ядерной энергии в электрическую. № 8.
- Бараночников М. Л., Леонов А. В., Мокрушин А. Д., Мордкович В. Н., Омельяновская Н. М., Пажин Д. М. Особенности характеристик КНИ полевых датчиков Холла с двузатворной управляющей системой типа металл — диэлектрик — полупроводник — диэлектрик — металл. № 12.
- Деулин Е. А. Исследование процесса трения газов о материал трубы как причины "водородной болезни" магистральных трубопроводов. № 6.
- Зайцев Н. А., Алимухамедов М. Р. Использование поверхностного интегрального акселерометра для работы в составе комплекса парашютно-реактивной системы. № 9.
- **Михайлов В. П., Акимов И. Ю., Базиненков А. М.** Системы виброизоляции и юстировки реологического типа. № 6.
- Просянюк В. В., Сигейкин Г. И., Суворов И. С., Колединский Г. М. Миниатюрные резервные источники тока на основе энергонасыщенных конденсированных систем. № 7.

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

И БИОЭЛЕКТРОНИКА

- Векшин М. М., Яковенко Н. А. Характеристики плазмонно-резонансных биосенсоров на основе субмикронных дифракционных решеток. № 1.
- Елинсон В. М., Юровская М. А., Овчинникова Н. С., Лямин А. Н., Нежметдинова Р. А. Создание нанокомпозитных биоматериалов нового поколения на основе наноструктурированных полимеров и органических производных фуллерена [60] с различными модифицирующими агентами. № 6.
- Рзянина А. В., Усанов Д. А., Скрипаль Ан. В., Островский Н. В., Козлов В. В., Ткачев А. Г., Скрипаль Ал. В. Оценка биологи-

ческой совместимости углеродных наноструктур с клетками фибробластов китайского хомячка линии V-79. № 6.

- Самойлович М. И., Белянин А. Ф., Клещева С. М., Сергеева Н. С., Свиридова И. К., Кирсанова В. А., Ахмедова С. А., Урусов В. С., Шванская Л. В. Использование упорядоченных упаковок наносфер SiO₂ для создания биосовместимых наноматериалов. № 8.
- Соборовер Э. И., Кряжев С. А. Разработка бифункциональной акустооптической измерительной ячейки сенсорного типа для физико-химических и медико-биологических исследований нанопленок (технология "Lab on Chip"). Часть 1. Конструкция, сочетающая измерения на поверхностно-акустических волнах и в режиме многократного поглощения и отражения света. № 2.
- Трашин С. А., Вагин М. Ю., Карпачева Г. П., Озкан С. Ж., Карякин А. А. Новый метод электрохимической регистрации белков и нуклеиновых кислот. № 8.
- Яшин К. Д., Терпинская Т. И., Осипович В. С., Лемеш Р. Г., Кульчицкий В. А. Нанобиополупроводниковая система визуализации клеток. № 12.

ОБМЕН ОПЫТОМ

Штенников В. Н. Обсуждаем рекомендации международных стандартов IPC. № 9.

НОВОСТИ НАНОТЕХНОЛОГИЙ. № 1, 3, 5, 6.

ИНФОРМАЦИЯ

- Мировые новости нано- и микросистемной техники за 2007 г. № 4.
- **Презентация** научно-образовательного центра "Нанотехнологий" МФТИ. № 5.
- Раткин Л. С. Менделеевский съезд Российской наноиндустрии. № 5.

Раткин Л. С. Наноиндустрия — вакуумной технике. № 7.

- Раткин Л. С. Нанотехнологический приоритет российской науки. № 4.
- Солодовникова И. Е. О моделировании химических соединений с применением Atomistix Tool Kit. № 11.

CONTENTS

Keywords: TEM study, sol-gel method, nanostructures, crystallization.

Keywords: long composite rectangular plate, temperature-deflection, deformation, stress.

Keywords: microelectromechanical systems (MEMS), plane-parallel construction scheme, rotor constant and stepped section, support, active force, reactive force, elastic element, formula elastic lines.

 Kazaryan A. V., Balakshy V. I. Dynamic Stability in a Nonlinear Acousto-Optic System with a Distributed Delayed Feedback.

 Dynamic stability in a nonlinear acousto-optic system with a distributed delayed feedback is considered theoretically. A mathe

matic model of the system is proposed and analyzed which takes into account inertia of an optoelectronic part of the feedback channel, signal delay in the direct conversion channel as well as the distributed character of acousto-optic interaction. Limits of the system dynamic stability are determined for different values of parameters.

Keywords: acousto-optic interaction, feedback, dynamic stability, Bragg regime of diffraction.

Babayevsky P. G., Reznichenko G. M., Zhukov A. A., Zhukova S. A., Grinkin E. A. *Electromechanical Transducers of Sensor Micro- and Nanosystems: Physical Foundations and Scaling Effects. Part 2. Detectors, Noise Sources and Characteristics.* . .27 In the second part of the review devoted to analytical presentation of capacitive, piezoelectric, opto-integrated, and electron tunneling detectors of mechanical motion in NEMS transducer elements it is shown that tunneling detectors are most promising. However, side physico-chemical (adhesion and capillary) effects and forces begin to act significantly in these detectors. Different fluctuation processes such as thermomechanical and temperature fluctuation, adsorption/desorption processes in the sensing mechanical elements and electrical fluctuation processes in tunneling detectors begin playing a significant role at the transition to nanoscale as well. These processes determine mostly noise character and magnitude and, respectively, sensitivity and resolution of sensor NEMS.

Keywords: sensor MEMS, NEMS, electromechanical transducers, detectors, physical foundations, scaling effects, sensitivity, resolution, power spectral density.

Adamov D. Yu. Sinchronization, Communication and Noiseproof Features for Information Network Integrated Circuits 38 The noiseproof feature is the main factor, which limits processing speed for information system VLSIC. This article describes the new methods of sinchronization and data transmition for IC design, which is needed for nanometer technology base. System level approaches have to be used for chip level design such as signal equalization, serial data transmition and block sinchronisation etc.

Keywords: oscillator, synchronization, noiseproof, information networks, acceptable deviations, signal integrity, equalization, ring oscillator, clock tree, system on chip, system in package, nanometer technology.

Baranochnikov M. L., Leonov A. V., Mokrushin A. D., Mordkovich V. N., Omelianovskaia N. M., Pazhin D. M.

The Peculiarities of Characteristics of Sol Field Effect Hall Sensor with Double Gate Control Metal—Dielectric—Semiconductor—Dielectric—Metal System. 45 The dependences of channel current and Hall emf from potential on control gates of SOI field effect Hall sensors with double gates control system MOSOM type was measured. It was demonstrated the possibility to control FEHS characteristics by separate or coincidence variations of gates potentials.

Keywords: field effect Hall sensor, SOI structure, MOS transistor, double gate control system, channel current-gate and Hall emf - gate characteristics.

Yashin K. D., Terpinskaya T. I., Osipovich V. S., Lemesh R. G., Kulchitskiy V. A. Cell Imaging Nanobiosemiconductor

Keywords: nanobiosemiconductor system, cell imaging, cell culture, fluorescent semicon-ductor nanocrystals, photoluminescence.

For foreign subscribers:

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

The journal bought since november 1999. Editor-in-Chief Ph. D. Petr P. Maltsev

ISSN 1813-8586.

Address is: 4, Stromynsky Lane, Moscow, 107076, Russia. Tel./Fax: +7(499) 269-5510. E-mail: nmst@novtex.ru; http://www.microsystems.ru

Адрес редакции журнала: 107076, Москва, Стромынский пер., 4/1. Телефон редакции журнала (499) 269-5510. E-mail: nmst@novtex.ru Журнал зарегистрирован в Федеральной службе по надзору за соблюдением законодательства

в сфере массовых коммуникаций и охране культурного наследия.

Свидетельство о регистрации ПИ № 77-18289 от 06.09.04.

Дизайнер Т. Н. Погорелова. Технический редактор Е. М. Патрушева. Корректор М. Г. Джавадян

Сдано в набор 20.10.2008. Подписано в печать 19.11.2008. Формат 60×88 1/8. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 6,86 Уч.-изд. л. 8,67. Заказ 1226. Цена договорная

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

– НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 12, 2008 -