

НАНО- и МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА

№ 2 ✧ 2007

ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ МЕЖДИСЦИПЛИНАРНЫЙ ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ И ПРИКЛАДНОЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

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

Издается с 1999 г.

Главный редактор

Мальцев П. П.

Зам. гл. редактора

Лучинин В. В.

Редакционный совет:

Андреевский Р. А.
Аристов В. В.
Арсентьева И. С.
Асеев А. Л.
Гапонов С. В.
Каляев И. А.
Климов Д. М.
Ковальчук М. В.
Колобов Ю. Р.
Лифшиц В. Г.
Мокеров В. Г.
Нарайкин О. С.
Никитов С. А.
Серебряников С. В.
Сигов А. С.
Чаплыгин Ю. А.
Шевченко В. Я.

Редакционная коллегия:

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

Отв. секретарь

Лысенко А. В.

Редакция:

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

Учредитель:

Издательство
"Новые технологии"

СОДЕРЖАНИЕ

НАНОТЕХНОЛОГИИ И ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

- Синицына О. В. Обработка и анализ данных зондовой микроскопии. Обзор программного обеспечения. 2
- Дедков Г. В., Тегаев Р. И., Дедкова Е. Г. Контактная силовая спектроскопия проводящих и непроводящих образцов в атмосферных условиях и в водной среде. 8

МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНСТ

- Ульянов В. И., Лавров А. М., Ключков О. Н., Чистяков В. В. Особенности расчета потенциального поля у поверхности катода при осаждении диэлектрических покрытий в электростатическом поле 15
- Агасиев А. А., Панахов М. М., Мамедов М. З., Сармасов С. Н. Проводимость полупроводниковой пленки на сегнетоэлектрической подложке 22

МОДЕЛИРОВАНИЕ И КОНСТРУИРОВАНИЕ МНСТ

- Абрамов И. И. Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и наноэлектроники. IV. Квантовомеханические формализмы 24
- Баринев С. В., Гладков Л. А. Компоновка МЭС на основе многоуровневого подхода 33

ЭЛЕМЕНТЫ МНСТ

- Колешко В. М., Сергейченко А. В. Металлооксидные микроэлектронные газовые сенсоры: обзор. Часть I. Конструкции и материалы 41
- Любимский В. М. Особенности деформации резистора в виде мезаструктуры. 47
- Амеличев В. В., Вернер В. Д., Ильков А. В. МЭМС-микрофон. Выбор материалов, конструкции и технологии. Часть I. Электромеханический чувствительный элемент 53
- Яшин К. Д., Осипович В. С., Золотой С. А., Павлов А. В. Квантовые микросистемы 62

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И БИОЭЛЕКТРОНИКА

- Бондаренко С. Г., Векшин М. М., Кулиш О. А., Яковенко Н. А. Исследование интегрально-оптического интерферометра Маха-Цендера на основе направленных ответвителей в качестве биосенсора 68

ПРИМЕНЕНИЕ МНСТ

- Каргин Н. И., Пагнурев Ю. И., Синельников Б. М., Штаб А. В., Штаб Э. В. Вакуумный нанокреатор. 71

СПРАВОЧНЫЕ СТРАНИЦЫ

- Яшин К. Д., Лацапнёв Е. В. Англо-русский терминологический справочник по микро- и наносистемной технике 74

НОВОСТИ НАНОТЕХНОЛОГИЙ. 76

Contents 80

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

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

ПОДПИСКА:

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

НАНОТЕХНОЛОГИИ И ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

УДК 620.186:004.4

О. В. Сеницына,
Институт элементоорганических соединений
им. А. Н. Несмеянова Российской академии наук,
г. Москва

ОБРАБОТКА И АНАЛИЗ ДАННЫХ ЗОНДОВОЙ МИКРОСКОПИИ. ОБЗОР ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ

Рассмотрены основные программы для работы с данными сканирующей зондовой микроскопии, проведено сравнение их функциональности. Освещены такие этапы компьютерной обработки зондовых изображений, как их коррекция, анализ структуры поверхностей, поиск и статистика объектов, презентация данных.

Введение

Сканирующая зондовая микроскопия (СЗМ) позволяет исследовать поверхности твердых тел с разрешением вплоть до атомного [1]. В процессе сканирования зонд перемещается от одной точки поверхности к другой, при этом могут регистрироваться различные сигналы. Например, в сканирующем туннельном микроскопе измеряется туннельный ток, протекающий между зондом и образцом [2]; в атомно-силовом микроскопе детектируется сила, действующая на иглу [3]; в ближнепольном оптическом микроскопе регистрируется интенсивность оптического излучения [4].

Данные зондовой микроскопии могут быть записаны с помощью матрицы, каждая ячейка которой соответствует точке поверхности. Значение ячейки соответствует либо значению измеряемого сигнала, либо значению смещения зонда по вертикали при сканировании. На двумерном экране монитора данная матрица обычно представляется двумя способами: значениям ячеек ставятся в соответствие определенные цвета (яркостное изображение) или строится трехмерное изображение.

В процессе съемки в СЗМ-изображения вносятся различные искажения, связанные с неидеальностью пьезокерамического сканера, шумами аппаратуры, внешними помехами и другими причинами. Проблема коррекции изображений может быть решена с помощью программных средств. Специально разработанные для зондовой микроскопии программы позволяют также определять структуру

поверхностей и проводить статистический анализ объектов.

В данном обзоре обсуждаются основные программы для работы с данными СЗМ: *FemtoScan Online* (версия 2.1.5.1, Центр перспективных технологий) [5], *SPIP (The Seanning Probe Image Processor, версия 4.2.4.0, Image Metrology)* [6], *WSxM (Windows Scanning × Microscopy, версия 4.0 Develop 9.0, Nanotec Electronica S.L.)* [7], *Gwyddion* (версия 1.99.7, авторы: Petr Klapetek, David Nečas, Christopher Anderson) [8]. Снимки экранов с программами приведены на рис. 1–3 (см. вторую сторону обложки) и рис. 4. В табл. 1 представлена информация о системных требованиях и функциях для работы с файлами данных.

Редактирование СЗМ-изображений

Основной задачей редактирования СЗМ-изображений является устранение возникших при сканировании искажений. К основным этапам первичной обработки изображений можно отнести вычитание плоскости и поверхностей более высокого порядка, усреднение по строкам, коррекция нелинейных эффектов, фильтрация шумов и восстановление поверхности с учетом формы иглы.

Наличие постоянного наклона может быть связано как с формой образца и "аккуратностью" его установки, так и с температурным дрейфом и нелинейностью пьезосканера. Значительный общий наклон мешает восприятию мелкомасштабных де-

Таблица 1

Системные характеристики

Характеристики	<i>FemtoScan</i>	<i>SPIP</i>	<i>WSxM</i>	<i>Gwyddion</i>
	MS Windows			Linux, MS Windows, Mac OS X, FreeBSD
Число поддерживаемых форматов	15	62	34	45
Диалог открытия неизвестных форматов	—	+	+	—
Пакетная обработка данных, макрокоманды	+	+	+	—
Возможность подключения модулей, плагинов	—	+	—	+
Сохранение сессии	—	—	+	—
Создание отчета (форматы)	—	.html .doc	—	—

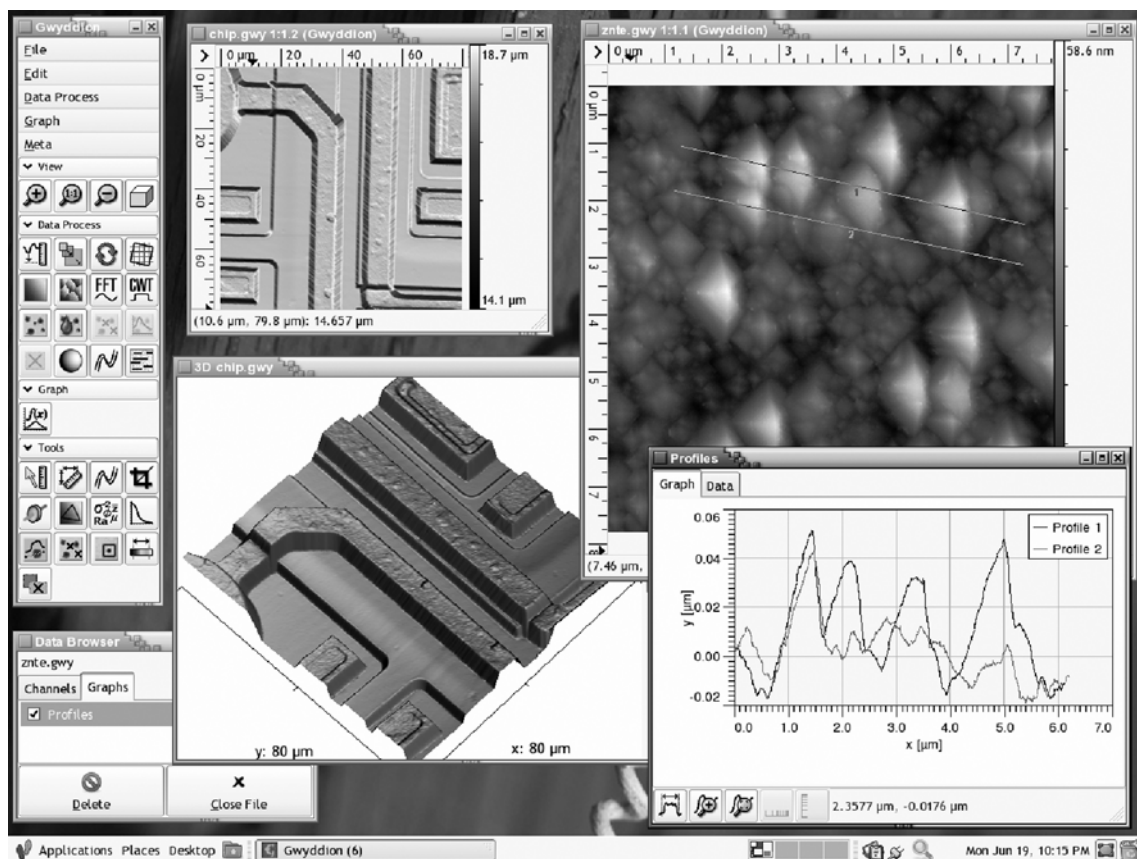


Рис. 4. Снимок экрана с программой *Gwyddion*

талей изображения (сравните рис. 5, а и рис. 5, б), поэтому его необходимо устранить. В зависимости от причины появления постоянного наклона должны использоваться различные методы его коррекции. В случае температурного дрейфа из координат поверхности следует вычитать координаты плоскости

среднего наклона, в случае наклонной установки образца требуется операция поворота плоскости изображения. Если позиция Z сканера зависит от его положения в горизонтальной плоскости, что характерно для сканеров на основе пьезокерамических трубок, то изображения оказываются во-

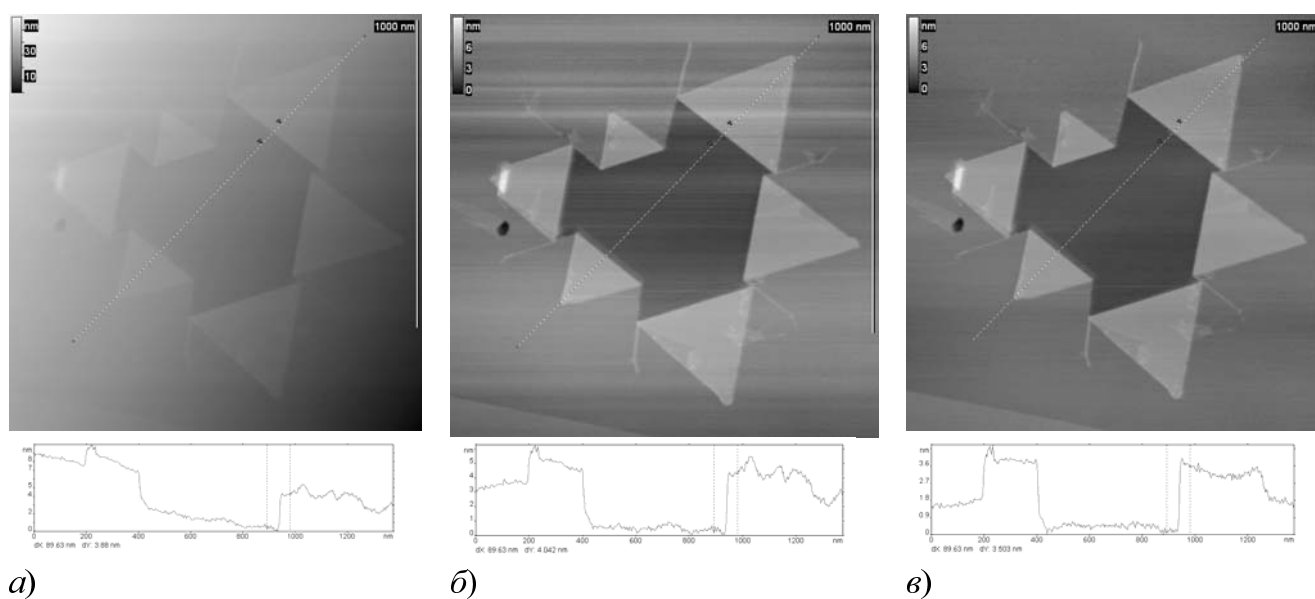


Рис. 5. Изображение дефекта на поверхности графита, полученное с помощью автономно-силового микроскопа:

а — необработанное; б — после вычитания плоскости; в — после вычитания плоскости и усреднения по строкам

гнутыми, что можно исправить вычитанием поверхностей второго и больших порядков. В СЗМ сканирование проводится построчно, за время прохода одной строки может произойти сбой, в результате на изображениях появляются ступеньки поперек оси быстрого сканирования (см. рис. 5, б). Для их устранения из каждой строки вычитается среднее значение или полиномы различной степени (на рис. 5, в, средние значения высот всех строк совпадают). Отметим, что вычитание полиномов высоких степеней, как и поверхностей высоких порядков, может приводить к удалению или искажению реальных структур на изображениях.

Основным ограничением для применения описанных выше операций ко всему изображению является наличие на поверхности ступеней высоких объектов или пор. В каждой из рассматриваемых программ реализована возможность исключения участков изображения, содержащих объекты, при расчете коэффициентов поверхностей или при выравнивании строк. В связи с этим отметим, что программа *SPIP* имеет наиболее полный набор инструментов, позволяющих делать выделения (маски) любой формы.

Другими способами решения описанной выше проблемы могут быть ограничение по цветовому диапазону (возможность реализована в *SPIP*), построение вычитаемой плоскости по точкам (реализовано в *Gwyddion* и *FemtoScan*), выравнивание строк по путям, вертикальным линиям, огибающим объекты (реализовано в $WS \times M$). В программах *SPIP*, *Gwyddion* есть специально разработанные алгоритмы для вычитания плоскостей из изображений, содержащих ступени.

Важными аспектами являются нахождение калибровочных коэффициентов по трем осям и корректировка деформации изображений вследствие нелинейности, неортогональности и гистерезиса пьезосканера. Для этого сканируется периодическая структура, размеры которой заведомо известны. При изучении молекул, кластеров, монослоев роль такой структуры может выполнять кристаллическая подложка, например высокоориентированный пиролитический графит. *SPIP* и $WS \times M$ автоматически строят двумерную сетку по изображению для определения калибровочных коэффициентов; в *FemtoScan* требуется ручное задание полилиний по узлам решетки; *Gwyddion* автоматически корректирует дрейф. Калибровочный коэффициент по оси Z определяется либо по гистограмме распределения высот, либо по профилю тестовой структуры.

Перейдем к вопросу фильтрации шумов. Хорошие результаты для удаления случайных выбросов дает медианная фильтрация, при которой не происходит сглаживания ступеней. В программах *FemtoScan*, *SPIP*, *Gwyddion* имеется широкий выбор окон медианного фильтра. В *SPIP* есть возможность ограничения общего числа изменяемых точек, применение данной опции уменьшает раз-

мытие изображения при фильтрации. В $WS \times M$ для удаления выбросов предназначен несколько другой алгоритм: заменяются на средние значения, превосходящие среднее на определенную величину (высоту порога и размер областей для расчета среднего задает пользователь). В каждой из рассматриваемых программ есть инструменты для выделения "плохих" строк, областей и их интерполяции.

Для устранения высокочастотного шума применяются различные фильтры сглаживания, из которых самым простым является фильтр усреднения (заменяет значение в точке на среднее арифметическое значений точек в некоторой ее окрестности). Другой распространенный фильтр — сглаживание по Гауссу (реализован в *SPIP* и *Gwyddion*). Ядро этого фильтра определяется выражением

$$K_{2D}(i, j) = e^{-\frac{i^2}{2SD_x}} e^{-\frac{j^2}{2SD_y}}, \quad (1)$$

где SD_x , SD_y — стандартные отклонения для направлений по x и по y ; i и j — номера строки и столбца матрицы фильтра.

Специальная функция сглаживания, сохраняющая ступени (фильтр Кувахары), включена в *Gwyddion*. Создатели этой программы предлагают также использовать вейвлет-преобразования для устранения шумовой составляющей. Более стандартной техникой фильтрации шумов в любом диапазоне частот является преобразование Фурье, реализованное во всех рассматриваемых программах.

Дополнительным источником артефактов является непосредственно игла зондового микроскопа, неидеальная форма которой приводит к уширению объектов.

Процесс получения изображения $I(x, y)$ поверхности $S(x, y)$ иглой с формой острия $P(x', y')$ можно описать выражением

$$I(x, y) = \max_{(x', y')} [S(x - x', y - y') + (-P(x', y'))]. \quad (2)$$

Данная операция называется дилатацией объекта $S(x, y)$ со структурным элементом $-P(x', y')$, где центр системы координат иглы совпадает с ее острием. По изображению $I(x, y)$ можно получить оценку сверху для формы иглы [9]: дело в том, что радиус кривизны выпуклых объектов не может превышать радиус кривизны иглы. Форму зонда можно установить также по специальным тестовым образцам, например по массиву игл, выращенному на поверхности кремния, или по изображениям иглы, полученным с помощью сканирующего электронного микроскопа.

Однако, зная даже точную форму зонда, восстановить истинную поверхность не удастся. Возможно получение лишь более близкой оценки ($S(x, y) \leq S'(x, y) \leq I(x, y)$) с помощью операции "эрозия":

$$S'(x, y) = \min_{(x', y')} [I(x + x', y + y') - (-P(x', y'))]. \quad (3)$$

Программы *FemtoScan*, *SPIP* и *Gwyddion* позво-

Таблица 2

Функции коррекции СЗМ-изображений

Функции коррекции	<i>FemtoScan</i>	<i>SPIP</i>	<i>WSxM</i>	<i>Gwyddion</i>
Покоординатное вычитание поверхностей	+	+	+	+
Наклон плоскости изображения	—	+	—	+
Выравнивание строк	+	+	+	+
Автоматизированный поиск двумерной решетки	—	+	+	—
Фурье-фильтрация	+	+	+	+
Определение формы иглы и восстановление поверхности	+	+	—	+

ляют определять форму иглы и реконструировать поверхность. В программе *WSxM* возможно только моделирование эффекта уширения изображения (параметры иглы задаются пользователем).

В табл. 2 представлено краткое сравнение возможностей редактирования СЗМ-изображений, реализованных в рассматриваемых программных продуктах.

Анализ изображений

После того как в изображения были внесены необходимые правки, можно перейти к главной задаче — анализу изображений. Как правило, исследователей интересует либо структура самой поверхности, либо статистика объектов, расположенных на ней.

Характеристики поверхностей. Рассмотрим основные параметры, характеризующие свойства поверхности. Их можно разделить на амплитудные, функциональные, пространственные и фрактальные [10]. Аналогичные параметры используют для характеристики профилей поверхностей.

Простейшими *амплитудными* параметрами являются максимум, минимум, среднее значение, разность значений глобального максимума и минимума и другие. К данному типу параметров также относятся средняя арифметическая шероховатость, средняя квадратичная шероховатость, асимметрия (S_{sk}) и эксцесс (S_{ku}). Асимметрия и эксцесс определяются следующими выражениями:

$$S_{sk} = \frac{\mu_3}{\mu_2^{3/2}}; \quad (4)$$

$$S_{ku} = \frac{\mu_4}{\mu_2^2}; \quad (5)$$

$$\mu_i = \frac{1}{NM} \sum_{k=1}^N \sum_{i=1}^M [z(x_k, y_i) - \mu_1]^i, \quad (6)$$

где μ_1 — среднее значение высоты.

Эти параметры характеризуют симметрию распределения профиля относительно его среднего значения и протяженность распределения профиля соответственно. Если значение асимметрии оказы-

вается по модулю большим 1,5, то это значит, что поверхность имеет сложную форму и не может адекватно характеризоваться такими параметрами, как средняя арифметическая и средняя квадратичная шероховатости. Отметим, что значение шероховатости поверхности, как правило, растет с увеличением поля сканирования, а затем выходит на насыщение. Сопоставление экспериментальных и теоретических масштабных зависимостей шероховатостей поверхностей в некоторых случаях позволяет делать вывод о механизмах роста объектов [11, 12].

Рассмотренные выше амплитудные параметры не дают информации о равномерности рельефа. Для этой цели могут использоваться такие функции, как спектральная функция шероховатости (спектр мощности), автокорреляционная функция и другие.

К *функциональным* параметрам относят индекс основной поверхности, индекс сохранения гладкости поверхности, индекс сохранения гладкости впадин, а также ряд параметров, описываемых в стандартах DIN [13]. Функциональные параметры рассчитываются на основании кривой Абботта—Файерстоуна, которая показывает, какая доля площади поверхности лежит выше заданной высоты. Данную кривую можно построить в программах *SPIP* и *Gwyddion*.

Группа *пространственных* параметров вычисляется по Фурье-преобразованному массиву данных. Эти параметры характеризуют анизотропию поверхности и периодичность структуры. К ним относятся радиальная длина волны, индекс направления радиальной длины волны, а также направление текстуры и индекс направления текстуры.

Фрактальный анализ изображения базируется на понятии о фрактальной размерности Хаусдорфа. Для профилей поверхностей, получаемых с помощью СЗМ, значения фрактальной размерности изменяются в пределах от 2 до 3. Чем ближе значение фрактального параметра к двум, тем более гладкая изучаемая поверхность.

Информация о наличии различных групп параметров поверхностей в рассматриваемых нами программах представлена в табл. 3.

Поиск объектов. Перейдем к другой важной за-

Таблица 3

Функции анализа поверхности

Функции анализа	<i>FemtoScan</i>	<i>SPIP</i>	<i>WSxM</i>	<i>Gwyddion</i>
Амплитудные характеристики	+	+	+	+
Автокорреляционная функция поверхности	+	+	+	+
Спектральная функция шероховатости	—	+	—	+
Функциональные и пространственные параметры	—	+	—	—
Фрактальный анализ	—	+	+	+
Фурье-анализ	+	+	+	+
Вейвлет-анализ	—	—	+	+

даче нахождения объектов на поверхности образца. Для решения данной задачи в рассматриваемых программах используются два основных метода: пороговая фильтрация и метод водораздела [14].

В первом методе задается уровень; все части поверхности, находящиеся выше него, считаются объектами. Данный способ хорошо работает только для объектов, расположенных на плоскости. Если поверхность субстрата имеет значительные неровности, то нельзя исключить ошибок при автоматическом поиске объектов. Существуют различные подходы для выравнивания поверхности, например, в программе *FemtoScan* реализована функция вычитания сплайна из СЗМ-изображений.

Метод водораздела дает лучшие результаты при разделении зерен или пор, отделенных друг от друга тонкими перегородками. Данный метод отсутствует в программе *WS×M*.

Для найденных объектов определяются периметры, высоты, площади, объемы и другие параметры. В программах *FemtoScan*, *SPIP*, *WS×M* возможен отсев объектов по каждому из параметров.

Специальные функции разрабатываются для анализа таких объектов, как ступени. Программы *SPIP* и *Gwyddion* позволяют определять высоту и другие параметры ступеней по стандарту ISO 5436 [15]. Программа *FemtoScan* может находить ступени на поверхности кристалла, рисовать их профиль и находить структурную и автокорреляционную функции. Анализ шероховатости ступеней позволяет делать выводы о механизмах роста кристалла.

Функция корреляционного усреднения разработана производителями *SPIP* специально для поверхностей, содержащих повторяющиеся объекты. Если данную функцию применить к изображению упорядоченного монослоя молекул, то по разностному изображению можно определить, насколько подвижны различные части молекул.

Для измерения параметров единичных объектов и структур в программы включены такие функции, как определение расстояний, углов, проведения разрезов и другие. В программе *FemtoScan* объекты могут быть выделены с помощью изолинии, и затем автоматически рассчитываются их периметр, площадь и объем.

Анализ спектров, кривых подвода и отвода. Помимо исследования поверхностей важной задачей зондовой микроскопии является анализ данных спектроскопии, кривых подвода и отвода. В случае атомно-силовой микроскопии из кривой подвода и отвода определяются такие параметры, как коэффициент чувствительности кантилевера, сила адгезии. В эксперименте по отрыву от поверхности полимерной молекулы программа *SPIP* по кривой отвода позволяет автоматически определять в рамках персистентной модели контурную длину.

В туннельной микроскопии из зависимости туннельного тока от напряжения определяют локальную плотность состояний, а из зависимости тока от расстояния между иглой и образцом — ра-

боту выхода. Специальные функции для работы с кривыми подвода и отвода и данными спектроскопии содержат программы *FemtoScan*, *SPIP* и *WS×M*. В указанных программах также возможна работа с трехмерными массивами, при создании которых в каждой точке поверхности снимается какая-либо из зависимостей.

Презентация СЗМ-изображений

Наконец коснемся вопроса представления данных СЗМ. Так как для передачи значений измеряемой величины используется цветовая шкала, то от ее выбора во многом зависит качество презентации изображения. Достаточно часто используются нелинейные шкалы или шкалы, адаптированные к определенному региону изображения, а также многоцветные палитры. В рассматриваемых программах пользователи могут создавать свои палитры.

В некоторых случаях требуется увеличение резкости и контраста СЗМ-изображений. Для увеличения резкости изображения конструируют фильтры, в центре ядра которых коэффициенты положительные, а по краям — отрицательные. Например, для одного из фильтров увеличения резкости в программе *SPIP* коэффициенты ядра задаются комбинацией функций Лапласа и Гаусса. За свой вид этот фильтр получил название "мексиканская шляпа" (рис. 6).

Контраст изображения может быть повышен разными способами. В программе *SPIP* реализованы два подобных фильтра. Первый фильтр вычитает из каждой точки изображения среднее арифметическое, рассчитанное по значениям точек в некоторой ее окрестности, второй фильтр ставит в соответствие точке отношение стандартного отклонения для всего изображения к локальному стандартному отклонению. В программе *Gwyddion* для увеличения контраста растягивается диапазон значений в пределах окна фильтра. В программе *FemtoScan* для повышения контраста предусмотрен один из морфологических фильтров (данные фильтры представляют собой комбинацию операций дилатации и эрозии).

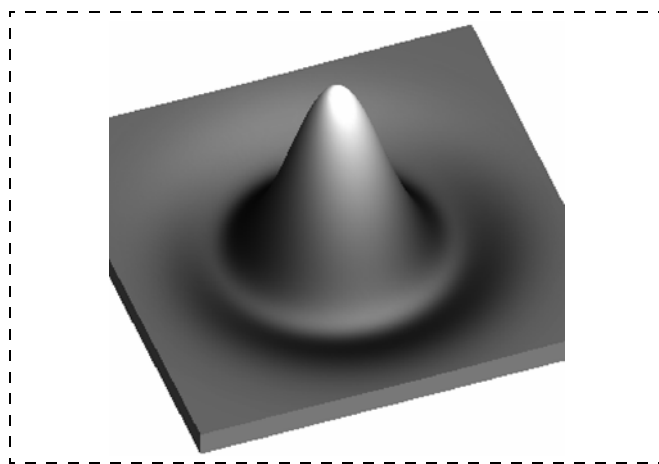


Рис. 6. Изображение фильтра "мексиканская шляпа"

Следующий ряд фильтров используется для улучшения восприятия СЗМ-изображений. Если в кадре имеется высокий объект, например бактерия (рис. 7, а), то маленькие детали оказываются почти незаметными, для их отображения используется лишь малая часть цветового диапазона. В этой ситуации выгодно использовать операцию подсветки (рис. 7, б), которая заключается в замене значения высоты на угол наклона поверхности, а также на синус или тангенс данного угла. Программа *FemtoScan* позволяет использовать любую из описанных выше замен, кроме того, возможна настройка интенсивности данного фильтра. В программе *Gwyddion* пользователь может задавать произвольный угол подсветки.

Если заменять значения в точках на косинусы, то будет выявлен контур структур на поверхности (операция представлена в *WS×M*). Оконтурирование объектов также позволяет сделать различимыми на изображении маленькие детали одновременно с крупными. Так как на краях объектов высота, как правило, быстро возрастает или убывает, то для оконтурирования используют градиентные операции, например замену высоты на модуль градиента профиля поверхности (рис. 7, в). В программе *Gwyddion* эффекта оконтурирования достигают при расчете стандартных отклонений и степени нелинейности в окрестностях точек изображения. Дифференцирование по направлению дает сходные результаты с операцией подсветки.

Наконец, все программы позволяют создавать трехмерные представления СЗМ-поверхностей (рис. 7, г). Пользователь может настраивать угол поворота изображения, параметры падающего света, свойства материала и другие опции. Программы *FemtoScan* и *SPiP* позволяют создавать видеоролик пролета над поверхностью. Для этого пользователю нужно задать лишь несколько трехмерных видов, переход между ними осуществляется автоматически.

Программы *SPiP* и *WS×M* предоставляют возможность создания видеоролика на основе группы последовательно снятых кадров. Таким образом, можно наглядно представлять информацию об изменении, происходящих на исследуемой поверхности с течением времени.

Заключение

Все рассмотренные нами программные продукты позволяют провести полный цикл обработки СЗМ-данных, включающий коррекцию изображений, их анализ и презентацию. Однако у каждой программы есть свои сильные стороны. Наибольшие возможности по работе с одиночными объектами в пределах кадра предоставляет программа *FemtoScan*. В программе *SPiP* повышенное внимание уделено европейским стандартам, разработан-

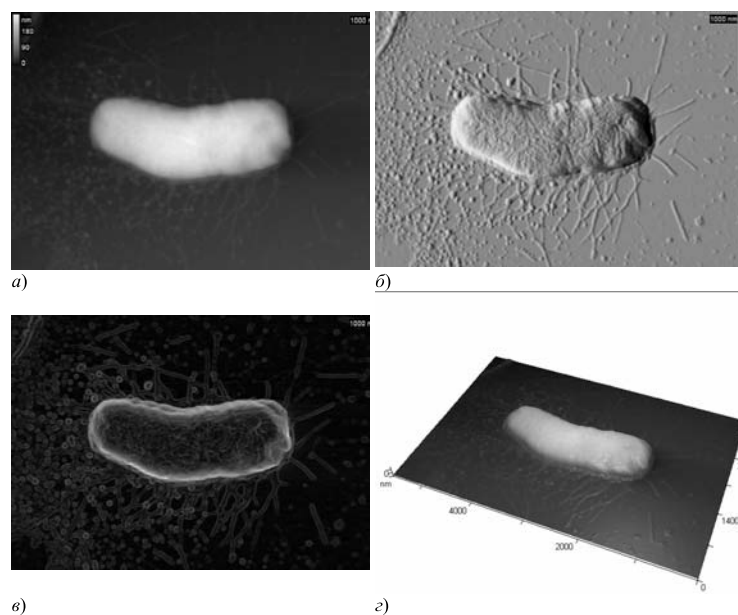


Рис. 7. Изображение бактерии E-Coli, полученное с помощью атомно-силового микроскопа:

а — необработанное; б — после применения фильтра подсветки; в — после применения градиентного фильтра; г — трехмерное представление

ным для характеристики поверхностей. Программа *Gwyddion* располагает наиболее широкими возможностями для аппроксимации различных статистических кривых.

Для работы с большими массивами однотипных данных требуется возможность автоматизации процесса их обработки, что предусмотрено в программе *SPiP*, определенные шаги предприняты в программах *FemtoScan* и *WS×M*.

Список литературы

1. Миронов В. Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии. М.: Техносфера, 2004. 144 с.
2. Binning G., Rohrer H. Surface imaging by Scanning Tunneling Microscopy // *Ultramicroscopy*. 1983. Vol. 11. P. 157–160.
3. Binning G., Quate C. F., Gerber C. Atomic Force Microscope // *Phys. Rev. Lett.* 1986. Vol. 56. P. 930–933.
4. Durig U., Pohl D. W., Rohrer F. Near-field optical-scanning microscopy // *J. Appl. Phys.* 1986. Vol. 59 (10). P. 3318–3327.
5. www.nanoscopy.net
6. www.imagemet.com
7. www.nanotec.es
8. www.gwyddion.net
9. Villarrubia J. S. Algorithms for Scanned Probe Microscope, Image Simulation, Surface Reconstruction and Tip Estimation // *J. Nat. Inst. Stand. and Technol.* 1997. Vol. 102. P. 435–454.
10. Арутюнов П. А., Толстихина А. Л., Демидов В. Н. Система параметров для анализа шероховатости и микрорельефа поверхности материалов в сканирующей зондовой микроскопии // *Заводская лаборатория. Диагностика материалов*. 1998. 9 (65). С. 27–37.
11. Collins G. W., Letts S. A., Fearon E. M., McEachem et al. Surface roughness scaling of plasma polymer films // *Phys. Rev. Lett.* 1994. Vol. 73 (5). P. 708–711.
12. Krim J., Palasantzas G. Experimental observation of self-affine scaling and kinetic roughening at submicron length scales // *Int. J. Modern Physics B*. 1995. Vol. 9 (6). P. 599–632.
13. Mummery L. Surface texture analysis. The handbook. Hommelwerke GmbH, 1990.
14. Журавель И. М. Краткий курс теории обработки изображений. <http://matlab.exponenta.ru/imageprocess/book2/index.php>
15. www.iso.org

Г. В. Дедков, д-р физ.-мат. наук, проф.,
Р. И. Тегаев, канд. физ.-мат. наук, доц.,
Е. Г. Дедкова,
Кабардино-Балкарский государственный
университет им. Х. М. Бербекова, г. Нальчик,
e-mail:gv_dedkov@mail.ru; nano@kbsu.ru

КОНТАКТНАЯ СИЛОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПРОВОДЯЩИХ И НЕПРОВОДЯЩИХ ОБРАЗЦОВ В АТМОСФЕРНЫХ УСЛОВИЯХ И В ВОДНОЙ СРЕДЕ

Методом контактной силовой спектроскопии в атмосферных условиях выполнены исследования силовых взаимодействий зондов с поверхностями различных материалов. Измерения проводились на серийном микроскопе Solver Pro компании НТ-МДТ. Показано, что теоретическая интерпретация контактного и бесконтактных участков силовых кривых позволяет получить репрезентативные количественные характеристики упругих характеристик образцов, константы притягивающих (Ван-дер-Ваальсовых) и адгезионных сил. Предложена калибровка силовых кривых, основанная на сопоставлении контактного участка с теоретическим расчетом, основанным на контактной модели Магиса.

Введение

Целью настоящей работы является исследование силовых взаимодействий зондов атомно-силового микроскопа с проводящими и не проводящими образцами методом контактной силовой спектроскопии в атмосферных условиях и в водной среде на серийном микроскопе типа Solver Pro компании НТ-МДТ. В качестве объектов исследования использовались пленки золота, напыленные на кремний, пиролитический графит, пластины кремния, поликор и полипропилен. Нас интересовали возможности измерения дальнедействующих сил между зондом и образцом и их зависимости от расстояния, а также определение характеристик адгезионного взаимодействия, упругих и пластических свойств поверхностных слоев различных материалов, роль рельефа поверхности. Для проводящих образцов, кроме того, исследовались взаимодействия зонд—поверхность при приложении дополнительного электрического смещения различной полярности.

Контактная силовая спектроскопия является стандартной методикой для серийных микроскопов данного типа и зондовых микроскопов других компаний [1, 2]. В ее основе лежит снятие в выбранных точках образца зависимостей "деформация—перемещение", получаемых при вертикальном погружении зонда кантилевера микроскопа в поверхность образца путем увеличения рабочей

длины пьезотрубки (кривая "подвода"). При последующем сокращении длины трубки снимается кривая "отвода". В микроскопе типа Solver Pro используется метод перемещения образца, при котором первоначально неподвижный кантилевер входит в контакт с поверхностью и деформируется.

Практическое значение режима контактной силовой спектроскопии определяется возможностью количественного исследования силовых взаимодействий в контакте зонда с различными материалами при различающихся (контролируемых) условиях внешней среды. Это позволяет решать ряд задач фундаментального и прикладного характера: уточнять микроскопические и контактные модели взаимодействий зонда с твердой поверхностью и поверхностью, покрытой жидкими пленками и пленками адсорбатов; исследовать механические свойства материалов с высоким латеральным разрешением; проводить калибровку рабочих характеристик зондов и т. д. Для микроскопов типа Solver Pro, в частности, значительный интерес представляют сравнительный анализ и интерпретация силовых кривых, соответствующих материалам с большим различием проводящих и механических свойств [3].

Эксперимент

Взаимодействие зонда с образцом вызывает деформацию балки кантилевера, регистрируемую по отклонению лазерного луча, отраженного от нее, с помощью четырехсекционного фотодиода. Входным сигналом является удлинение Z пьезотрубки (в нанометрах), выходным — ток $I(Z)$ фотодиода (в нанометрах). На линейном участке характеристики фотодиода фототок пропорционален деформации балки кантилевера и, в соответствии с законом Гука, силе, приложенной к зонду и поверхности. Типичная кривая подвода—отвода в координатах $I—Z$, полученная с помощью зонда с золотым покрытием на образце пиролитического графита, показана на рис. 1 (I — кривая подвода, 2 — кривая отвода).

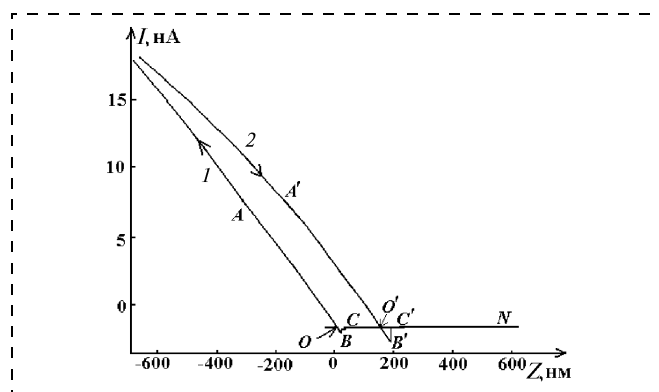


Рис. 1. Силовые кривые, полученные на образце пиролитического графита с зондом CSG10

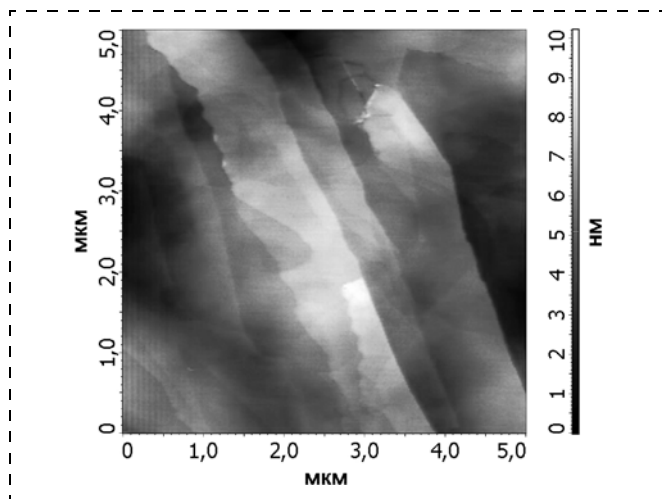


Рис. 2. Изображение поверхности графита в контактной моде (с зондом CSG10)

На рис. 2 представлено соответствующее топографическое изображение поверхности графита в контактной моде. В качестве образцов кремния в работе использовались стандартные пластины с ориентацией (100) и толщиной около 0,2 мм с естественным слоем оксида на поверхности. Пленками золота служила тыльная сторона использованных держателей серийных кремниевых кантилеверов с золотым покрытием, образцами поликора — стандартные подложки для закрепления образцов в микроскопах Solver Pro. Образцы полипропилена (ПП) имели форму шариков диаметром 2—4 мм. Перед закреплением на подложках они разрезались, а измерения проводились на свежих разрезах. В случае графита измерения выполнялись на свежих сколах. Образцы подвергались предварительной очистке спиртом, за исключением графита и полипропилена.

При проведении измерений на различных материалах каждый раз использовались зонды, не бывшие ранее в употреблении. Применялись зонды типа CSG10/W2C для проведения контактной силовой микроскопии (зонды типа 1) и зонды с металлизированным алмазным покрытием DCP20 (зонды типа 2). Стандартные паспортные жесткости этих зондов в среднем составляют 0,1 и 48 Н/м, а радиусы кривизны вблизи апекса — 10 и 75 нм соответственно. Спектроскопия образцов ПП проводилась зондами типа NSG10 для полуконтактной микроскопии с жесткостью 11,5 Н/м, тогда как использование зондов типа 1 вызывало паразитную генерацию сигнала.

Форма зондов до и после сканирования контролировалась с помощью просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) Tesla-250. В вакуумную камеру микроскопа был встроен трехкоординатный пьезосканер, позволяющий выполнять визуальный контроль зондов в различном ракурсе. Калибровка диапазонов перемещений сканеров дает возможность проводить автономные измере-

ния геометрических характеристик зондов с погрешностью 1—3 %. Контроль зондов CSG10/W2C с помощью ПЭМ обнаружил значительные изменения их формы уже после 2—3 сканирований в контактных режимах. При этом радиус кривизны кончика зонда возрастал от паспортного значения ~10 нм до 50—100 нм. На рис. 3 показаны изображения зондов типа 1, полученные с помощью ПЭМ, после одного и нескольких контактных сканирований.

Диапазон внешних температур во время измерений составлял +17...+25 °С, а диапазон влажностей — от 55 до 75 %. Измерения проводились в 25 точках участков поверхности образцов с размером кадров 5 × 5 мкм. Жесткости зондов дополнительно контролировались с помощью измерений частотных характеристик согласно алгоритму [4].

Для осуществления контактной силовой спектроскопии в воде использовалась стандартная жидкостная ячейка AU028.

Общая характеристика зависимостей деформация—перемещение

Для количественного анализа кривая $I(Z)$ должна пересчитываться в зависимость "сила—расстояние" $F(D)$, где F — сила взаимодействия зонда с образцом; D — абсолютное расстояние апекса зонда от поверхности. Измеряемая зависимость "деформация—перемещение" (в предполо-

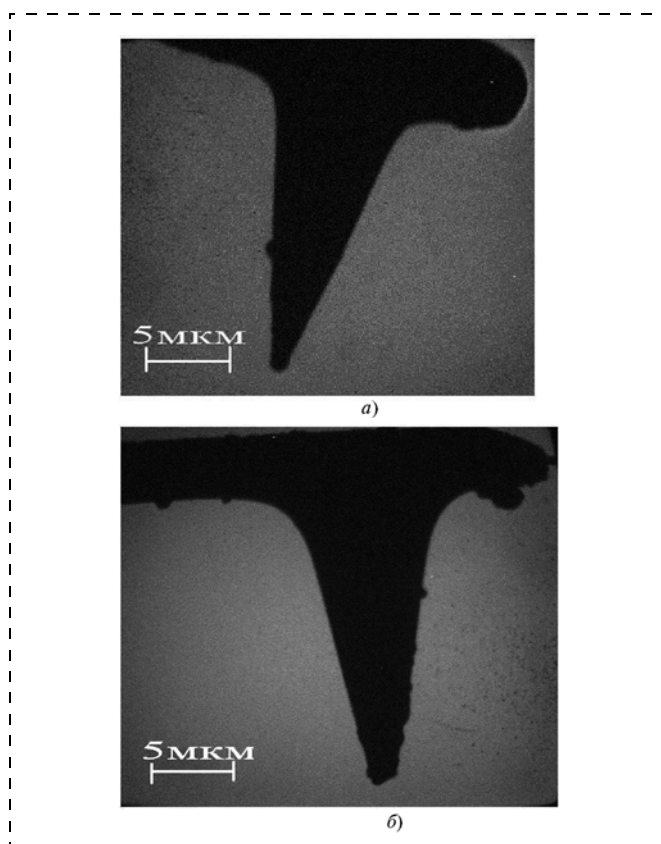


Рис. 3. Изображения иглы CSG10 после одного (а) и нескольких (б) контактных сканирований

жении, что деформация связана с силой законом Гука) всегда определяется суммой двух вкладов: силы взаимодействия между зондом и образцом $F(D)$ и упругой силы деформации кантилевера $F_c(d_c) = -k_c d_c$, где k_c — жесткость, а d_c — абсолютная деформация. В режиме индентации, когда зонд углубляется в поверхность, интерес представляет зависимость силы на контакте $F_s(d_s)$, где d_s — деформация образца.

"Канонический" алгоритм пересчета $F(D)$ описан в [1], но его практическая реализация для обработки конкретных экспериментальных кривых подвода—отвода сопряжена с необходимостью преодоления целого ряда серьезных трудностей, среди которых отметим следующие:

- наличие гистерезиса пьезосканера (это проявляется в расхождении линейных участков на кривых подвода—отвода (см. рис. 1));
- погрешность в определении положения точки атомного контакта с образцом;
- несовпадение асимптотик нагрузочных и разгрузочных зависимостей при больших расстояниях зонда от поверхности (в частности, непараллельность горизонтальных участков кривых подвода—отвода или наличие наклонов к оси абсцисс);
- зависимость результатов от топографии образца в точках измерения кривых подвода—отвода;
- зависимость от внешних факторов (температуры, влажности и состава газовой среды);
- погрешность определения геометрических и силовых характеристик зонда;
- зависимость от выбора точки начала удлинения сканера и т. д.

Первые три фактора легко усмотреть при общем анализе кривых, показанных на рис. 1.

В целом кривые подвода—отвода имеют несколько характерных особенностей: линейный участок возрастания деформации кантилевера в левой части кривой 1 (участок OA), небольшая область отрицательных деформаций (OBC), когда зонд притягивается к поверхности, нелинейная часть разгрузочной кривой 2 в области положительных деформаций ($A'O'$) и гистерезисная часть ($O'B'C'$) ниже линии нулевой деформации ON , соответствующая отрыву зонда от поверхности и вытягиванию контактной перемычки вследствие адгезионных и капиллярных сил. Последовательность кривых 1 и 2, показанных на рис. 1, когда линия разгрузки приходится на более значительные сокращения длины пьезотрубки, называется "инверсионной" [1]. "Нормальный" ход кривых соответствует обратной ситуации, когда линия разгрузки совпадает или отстает по фазе от линии нагрузки. Отставание по фазе обусловлено пластической деформацией образца и хорошо фиксируется в наноинденторах [5], а опережение (как в случае, представленном на рис. 1) обусловлено гистерезисом керамики пьезосканера. В нашей практике (на всех исследованных материалах) "нормальный" ход кривых не

наблюдался. При проведении измерений на воздухе наличие адгезионного гистерезиса с большим перепадом значений сокращения длины пьезотрубки ΔZ на кривой отвода (более нескольких нанометров) сильно затрудняет возможность корректного восстановления функции $F(D)$ в бесконтактной области. Зато имеется возможность изучения характеристик адгезионного слоя, удерживающего зонд в контакте. Кроме того, важная информация заложена в линейных участках кривых подвода—отвода.

На рис. 4, 5 показаны экспериментальные зависимости $I(Z)$, полученные на золоте и кремнии с зондами типа 1. Все они близки к виду, показанному на рис. 1. Отношение максимальной силы отрыва на гистерезисном участке к максимальной силе в жестком контакте (в верхней точке линейного участка) кривых подвода—отвода в среднем варьирует от 0,06 для графита и 0,14 для кремния до 0,2 для золота. В последнем случае, однако, иногда наблюдались и области с отношением до 0,62, при этом отрыв зонда от поверхности происхо-

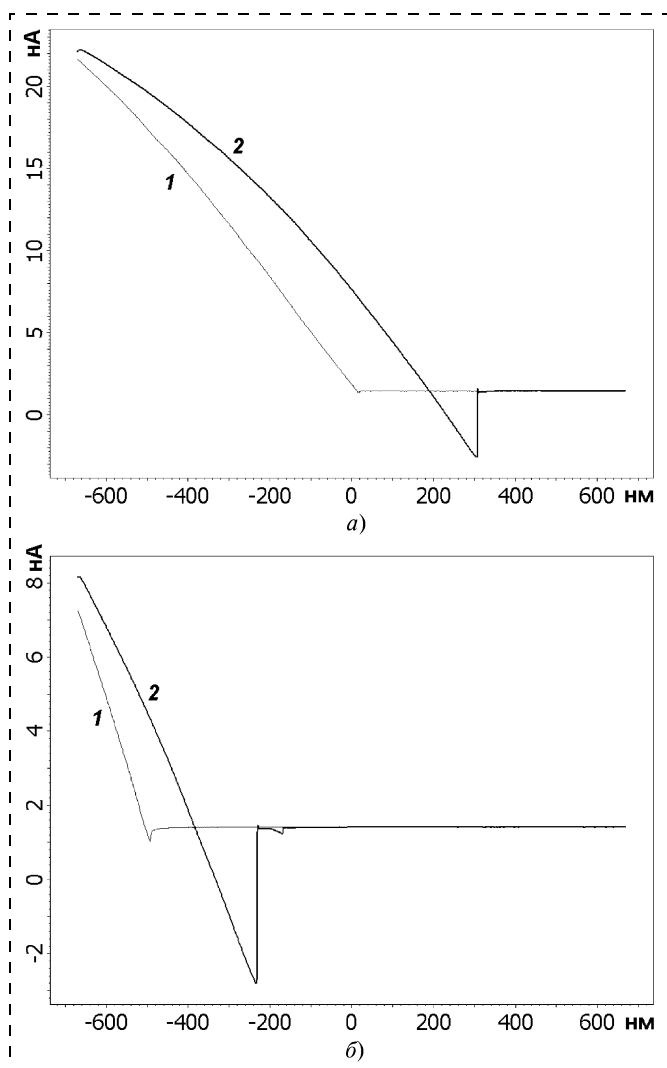


Рис. 4. Силовые кривые, полученные на золоте зондом типа 1: а — гладкий участок поверхности; б — поверхностная впадина

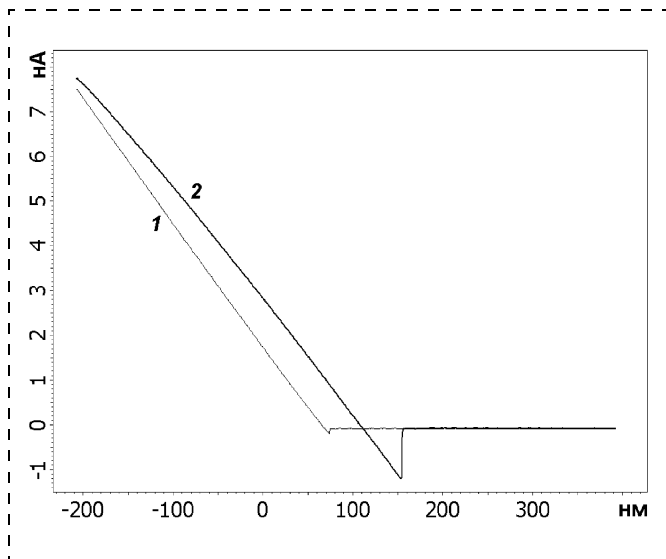


Рис. 5. Силовые кривые подвода (1) и отвода (2), полученные на кремнии зондом типа 1

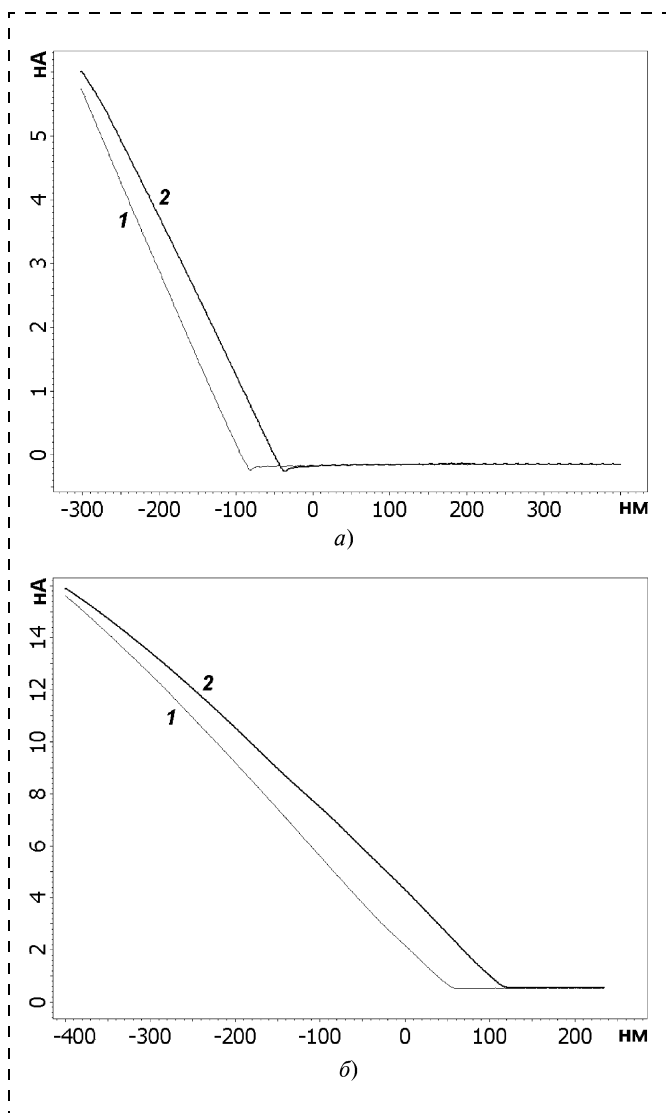


Рис. 6. Силовые кривые подвода (1) и отвода (2), полученные на кремнии зондом типа 2 (а) и для золота с зондом типа 2 (б)

дил несколькими дискретными скачками (рис. 4, б). На топографических изображениях поверхности эти точки соответствуют поверхностным впадинам.

В случае жестких зондов типа 2 слабый адгезионный гистерезис был замечен только на графите и поликоре. На рис. 6 показаны соответствующие силовые кривые, полученные на кремнии и золоте. На рис. 6, а заметны периодические осцилляции фототока, обусловленные интерференцией лазерного луча, отраженного от поверхности кантилевера и от поверхности образца. Период осцилляций, в принципе, позволяет независимо контролировать расстояние отражающей поверхности кантилевера от поверхности образца [1].

Для проводящих материалов осуществлялась также силовая спектроскопия контактов с приложением электрических смещений в диапазоне ± 10 В с мягкими кантилеверами типа 1, для которых ожидалось более заметное влияние электростатических сил. В предконтактной области особых изменений

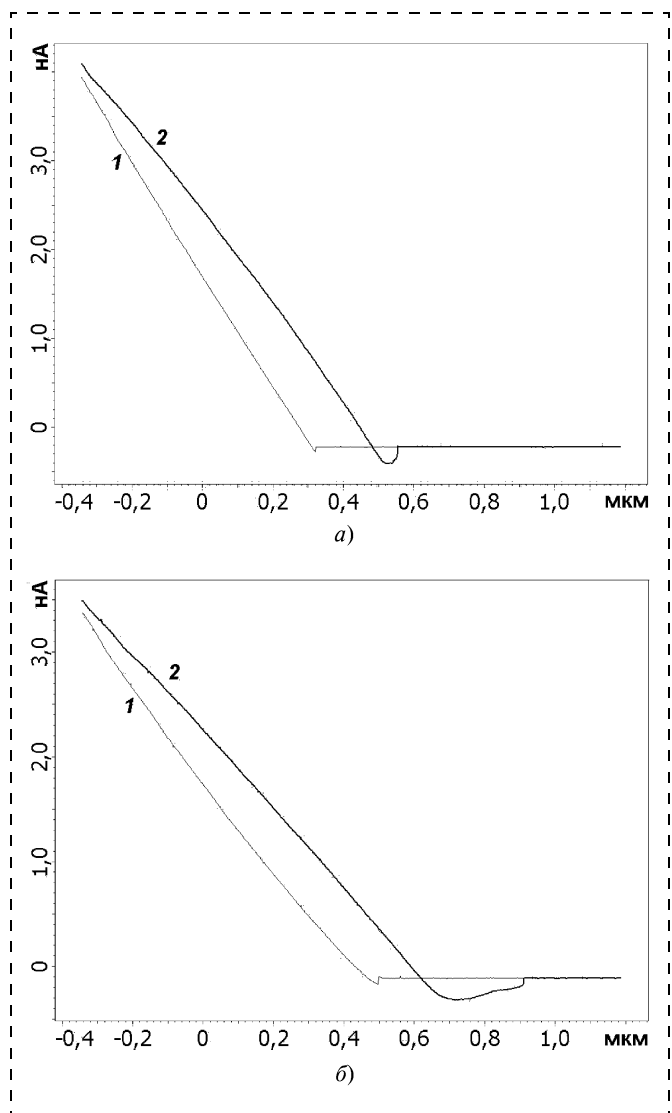


Рис. 7. Кривые подвода (1) и отвода (2) для контакта зонда CSG10 с поликоровой подложкой на воздухе (а) и в воде (б)

в характере силовых кривых не наблюдалось, а в начальной части контактного участка иногда были заметны некоторые изменения наклона. Влияния изменения полярности напряжения не отмечалось.

На рис. 7 показаны силовые кривые, полученные зондом типа 1 на сухой поликорковой подложке (а) ($T = 25^\circ\text{C}$, влажность 55 %, давление 750 мм. рт. ст.) и в дистиллированной воде (б). Как следует из рис. 7, в воде заметно возрастает протяженность наклонного (контактного участка) на кривой подвода (примерно 0,68 мкм в воздухе и 0,88 мкм в воде). Это означает, что в воде эффективная жесткость кантилевера уменьшается. Существенные различия наблюдаются также при сравнении адгезионных участков (кривые отвода 2 в области отрицательных деформаций ниже горизонтальной линии нулевых деформаций): в воде сила отрыва зонда от поверхности уменьшается примерно вдвое, в несколько раз увеличивается протяженность адгезионного участка взаимодействия, наблюдается структурирование адгезионного слоя. В области перед точкой вхождения в контакт и сразу после нее (ср. с кривой подвода 1) также имеются различия: в воде в предконтактной области появляется небольшая сила отталкивания (наличие положительного тока фотодиода), возрастает перепад силы и становится более резким ход ее при вхождении в контакт, появляется переходная область контактного взаимодействия сразу после начала контакта — уменьшение крутизны наклонной части контактной кривой подвода на начальном участке.

Теоретический анализ и интерпретация экспериментальных данных (на воздухе)

Линейный участок зависимости $I(Z)$. На линейном участке "нормализованной" зависимости $I(Z)$ координата Z сканера связана с деформацией кантилевера d_c и поверхности образца d_s соотношением

$$Z = d_c + d_s. \quad (1)$$

Сила, приложенная к кантилеверу $F_c(d_c) = k_c d_c$, а сила, приложенная к образцу, равна $F_s(d_s)$. Функция $F_s(d_s)$ может быть найдена с помощью приближений контактной механики. В данной работе использовалась модель Магиса [6, 7], являющаяся наиболее адекватной при описании твердых и мягких контактов с высокой и низкой удельной работой адгезии. Универсальные параметры λ и m модели, а также выраженные в безразмерных единицах площадь $\bar{A}$, сила деформации $\bar{F}$ и деформация $\bar{\Delta}$ контакта связаны уравнениями

$$1 = \frac{\lambda \bar{A}^2}{2} \left[\sqrt{m^2 - 1} + (m^2 - 2) \arctg \sqrt{m^2 - 1} \right] + \frac{4\lambda^2 \bar{A}^2}{3} \left[1 - m + \sqrt{m^2 - 1} \arctg \sqrt{m^2 - 1} \right]; \quad (2)$$

$$\bar{\Delta} = \bar{A}^2 - \frac{4\lambda \bar{A}}{3} \sqrt{m^2 - 1}; \quad (3)$$

$$\bar{F} = \bar{A}^3 - \lambda \bar{A}^2 \left[\sqrt{m^2 - 1} + m^2 \arctg \sqrt{m^2 - 1} \right]. \quad (4)$$

Связь $\bar{A}$, $\bar{\Delta}$, $\bar{F}$ с соответствующими размерными величинами A , d_s и F_s дается соотношениями

$$A = \bar{A} (\pi \gamma R^2 / K)^{1/3};$$

$$d_s = \bar{\Delta} (\pi^2 \gamma^2 R / K^2)^{1/3};$$

$$F_s = \bar{F} \pi \gamma R.$$

В этих соотношениях $\lambda = \frac{2,06}{\xi_0} (\gamma^2 R / \pi^2 K^2)^{1/3}$;

$1/R = 1/R_t + 1/R_s$ — приведенный радиус кривизны контакта (индексы "t", "s" относятся к зонду и поверхности соответственно); $4/3K = \frac{1 - \nu_t^2}{E_t} + \frac{1 - \nu_s^2}{E_s}$ —

приведенный модуль упругости, выраженный через модули $E_{t,s}$ и коэффициенты Пуассона $\nu_{t,s}$ контактирующих материалов; γ — работа адгезии. Величина ξ_0 обычно выбирается равной характерному размеру атомов: 0,2—0,3 нм.

Численно решая уравнения (2)—(4) с учетом (1), получаем функции $d_s(Z)$ и $F_s(d_s(Z))$, позволяющие построить теоретическую зависимость F_s от фактического перемещения сканера Z или от деформации образца $d_s(Z)$, соответствующей заданному перемещению Z . Эти зависимости можно сопоставить с экспериментальными кривыми фототока $I(Z)$.

Численно решая уравнения (2)—(4) с учетом (1), получаем функции $d_s(Z)$ и $F_s(d_s(Z))$, позволяющие построить теоретическую зависимость F_s от фактического перемещения сканера Z или от деформации образца $d_s(Z)$, соответствующей заданному перемещению Z . Эти зависимости можно сопоставить с экспериментальными кривыми фототока $I(Z)$.

Таким методом мы находили калибровочные константы B , переводящие зависимости силы фототока $I(Z)$ на участках подвода в зависимости сила—перемещение: $F_s(Z) = BI(Z)$. Константы B вычислялись методом наименьших квадратов при минимизации по параметру B величины $\sum_i [F(Z_i) - BI(Z_i)]^2$, где Z_i — измеренные позиции сканера.

Рис. 8 и 9 демонстрируют результаты такого расчета в случае контакта зонда типа 2 с поверхностями графита и золота. Для всех исследовавшихся материалов достигается хорошее согласие экспериментальных и теоретических нагрузочных зависимостей. Если же константа B определена с помощью независимой калибровки, то подгонка $F_s(Z_i)$ к $BI(Z_i)$ позволяет найти модуль Юнга E_s путем аналогичной процедуры минимизации (рис. 9).

Кратко коснемся возможности определения пластических характеристик материала образца по характеру наклонов кривых подвода и отвода. Основная трудность связана с наложением гистерезиса пьезосканера, смещающего неконтролируемым образом кривую отвода относительно кривой

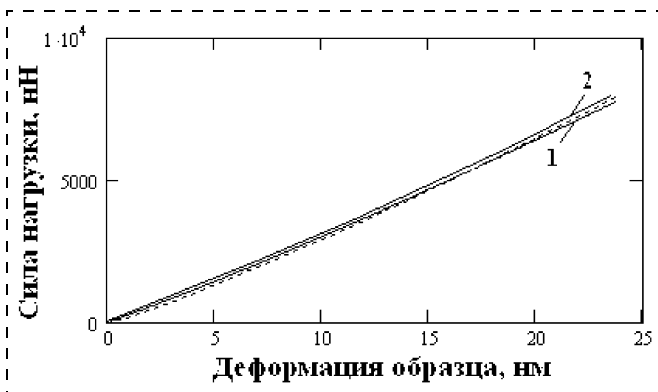


Рис. 8. Расчетная зависимость силы нагрузки от деформации образца, полученная для графита. Линии 1, 2 — теоретические расчеты, штриховая линия — эксперимент. Наилучшее согласие со штриховой кривой достигалось при $E_s = 100$ ГПа и $B = 1230$ (кривая 1). В случае кривой 2 константа B не оптимизировалась и принималась равной 1230, а в расчетах $F_s(Z)$ использовалось значение $E_s = 200$ ГПа. Для кривой 2 сумма вычисленных невязок

$\sum_i [F(Z_i) - BI(Z_i)]^2$ больше, чем для кривой 1

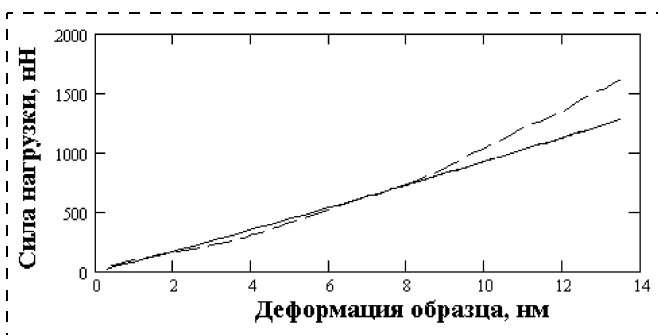


Рис. 9. Зависимость силы нагрузки от деформации образца, полученная для золота. Сплошная линия — теоретический расчет: $E_s = 80$ ГПа, штриховая линия — эксперимент. Калибровочная константа $B = 1500$

подвода, и гистерезиса этих кривых, вызванного пластической реакцией образца. Для разделения соответствующих вкладов необходимо провести серию контрольных измерений кривых подвода—отвода для материалов с эталонными механическими и пластическими параметрами.

Бесконтактный участок кривой подвода. Участок силовой кривой перед входением в контакт (см. рис. 1), наблюдаемый на кривых подвода для мягких зондов, позволяет оценить параметры действующих сил между зондом и поверхностью. Для степенной аппроксимации этих сил вида $F(D) = -C/D^n$, где D — абсолютное расстояние между кончиком зонда и поверхностью, параметры C и n связаны с расстоянием Z_c держателя зонда от поверхности в точке входения в контакт и соответствующей деформацией кантилевера d_c уравнениями [1]

$$d_c = \left(\frac{C}{k_c(n\beta)^n} \right)^{1/(n+1)}; \quad Z_c = \beta(1+n)d_c, \quad (5)$$

где $\beta = 1 + k_c/k_s$, а k_s — жесткость поверхности образца. Расстояние Z_c отличается от позиции Z_s сканера в точке входения в контакт (известной из измерений) на постоянный сдвиг начала отсчета $Z_0 = Z_c - Z_s$, поэтому для произвольного положения Z_i сканера перед входением в контакт сила деформации кантилевера F_i связана с Z_i уравнением

$$F_i = \frac{C}{(Z_0 + Z_i - \beta F_i/k_c)^n} = \Phi(C, \beta, n, Z_i). \quad (6)$$

Учитывая (5), (6), серию измерений значения фототока $I(Z_i)$ и ранее рассчитанный коэффициент калибровки B , получаем систему уравнений, отвечающих дискретным точкам $i = 1, \dots, N$ для соответствующих положений сканера перед входением в контакт. Каждое из уравнений параметрически зависит от неизвестных величин C, β, n . Они определялись путем минимизации суммы квадратов возникающих невязок:

$$\sum_i (F_i - \Phi(C, \beta, n, Z_i))^2 = S(C, \beta, n) = \min.$$

Этот алгоритм вычисления параметров силового взаимодействия является общим и ограничен лишь объемом имеющейся экспериментальной информации. Для повышения репрезентативности расчетов необходимо, по возможности, максимально уменьшить интервал между позициями сканера Z_i . На рис. 10 показаны результаты минимизации функции $S(C, \beta, n)$ для контакта Au (зонд) — Au (поверхность) по параметру C при $n = 1, 2, 3$. Значения $n = 1$ соответствуют электростатическому, а $n = 2$ — Ван-дер-Ваальсовому взаимодействию. Во всех случаях минимум S по β является пологим и соответствует $\beta \approx 1$. Учитывая, что для контакта типа "сфера—плоскость" теоретическое выражение для силы Ван-дер-Ваальса суть $F = -RH/6D^2$, где R и H — радиус зонда и посто-

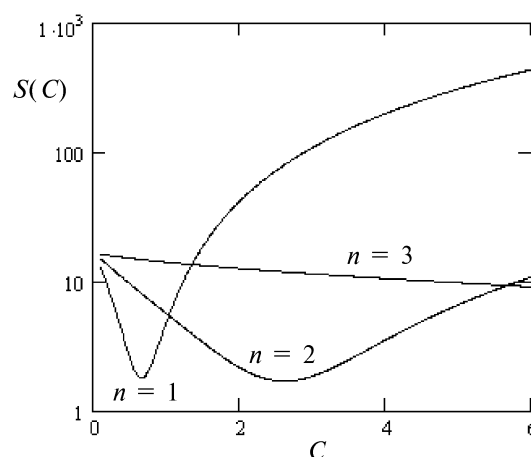


Рис. 10. Минимизация функции $S(C, \beta, n)$ по параметру C при различных значениях показателя n и $\beta = 1$ для контакта Au—Au

Результаты анализа экспериментальных силовых кривых

№ по пор.	Система	B	F_{ad} , нН	ΔZ , нм	$k_c \Delta Z$, нм	RH , 10^{-18} Н·м ²	$4\pi R\gamma$, нН
1	Алмаз — графит	1230	61,5	2,24	108		66
2	Алмаз — золото	1500—2400	—	—	—		66
3	Алмаз — кремний	1700—1900	204	9,8	472		66
4	Алмаз — поликор	900—1000	96,3	4,0	192		66
5	Золото — графит	3,3	1,1	8,0	0,8	6,5	8,8
6	Золото — золото	3,4	17,2	144	14,4	31,2	8,8
7	Золото — кремний	3,6	4,1	52	5,2	0,6	8,8
8	Золото — ПП	350	24,5			<0,3	8,8

Примечание. Для контактов первых четырех типов использовались зонды типа 2, для следующих трех — типа 1, для контакта золото — ПП — зонд NSG10 ($k_c = 11,5$ Н/м, $R = 10$ Н/м). В последнем столбце использовано значение $\gamma = 0,07$ Н/м для воды. Необходимые для расчетов механические параметры материалов взяты из справочника [8] для нормальных условий. Диапазон значений коэффициента B в строках 3—5 отражает прогрессирующее изменение наклона силовых кривых при увеличении нагрузок.

янная Гамакера, получаем экспериментальную оценку величины RH из соотношения $RH = 6C$.

В таблице суммированы результаты расчета коэффициентов калибровки фототока (B), значений сил адгезионного отрыва F_{ad} , полученных умножением B на силу тока в минимуме кривой отвода, максимального приращения ΔZ координат сканера от начала отрицательных деформаций кантилевера до точки максимума силы адгезии, а также величины $k_c \Delta Z$, обычно интерпретируемой как сила адгезионного отрыва.

Как видно из результатов, для мягких зондов значения F_{ad} и $k_c \Delta Z$ хорошо согласуются между собой, однако для жестких зондов типа 1 оценка $k_c \Delta Z$ завышает силу адгезии примерно вдвое. Это указывает на принципиальную необходимость калибровки силовых кривых по контактному участку (даже при использовании мягких зондов).

Участок адгезионного гистерезиса. В последнем столбце таблицы приведены оценки сил адгезионного отрыва зонда в предположении о том, что поверхность покрыта тонкой пленкой воды и имеется полное смачивание контактирующих поверхностей. Это предположение, как следует из данных таблицы (ср. значения F_{ad} и $4\pi R\gamma$), хорошо выпол-

няется для контакта алмаз—графит и удовлетворительно для контактов алмаз—поликор и золото—кремний. В случае контакта золото—графит смачивание плохое и поверхности, вероятно, гидрофобны, а существенное превышение F_{ad} над $4\pi R\gamma$ в других случаях указывает на то, что имеется неучтенный вклад в силу адгезии, обусловленный жестким контактом поверхностей материалов зонда и поверхности.

Форма силовой кривой на участке адгезионного гистерезиса несет важную информацию о структуре контактирующих материалов в случае "сухих" и структуре интерфейса — в случае "мокрых" контактов. На рис. 11 показана соответствующая область кривой отвода для контакта зонда с ПП. Пологий участок справа от минимума указывает на значительную остаточную адгезию зонда к поверхности, не типичную для других поверхностей (ср. с рис. 1). Осцилляции слева от минимума могут указывать на наличие внутренней структуры полипропилена с характерным масштабом около 50 нм. На топографическом скане поверхности в контактной и полуконтактной модах масштаб выступающих поверхностных блоков выглядит значительно крупнее и составляет 300—500 нм (рис. 12).

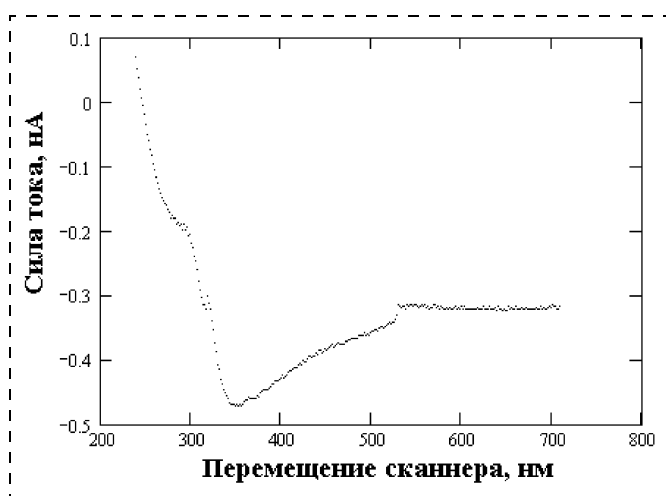


Рис. 11. Гистерезисный участок силовой кривой отвода для контакта зонда NSG10 с полипропиленом

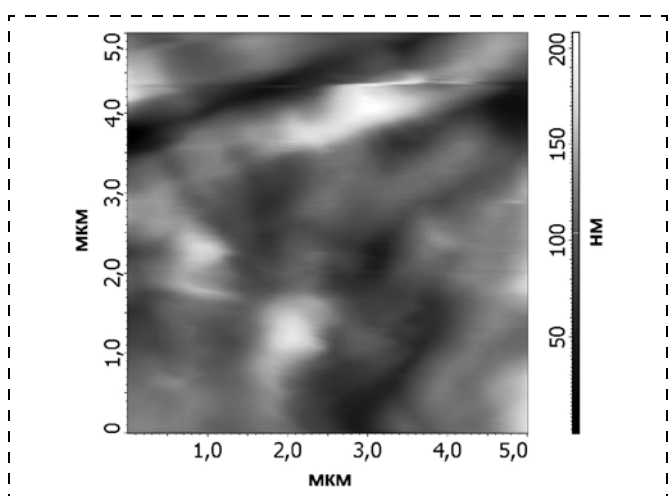


Рис. 12. Топография поверхности полипропилена

Выводы

В результате выполнения работы проведена серия измерений силовых кривых подвода—отвода для сочетаний контактов различных материалов с использованием мягких и жестких кантилеверов. Предложены расчетные процедуры определения модулей упругости и констант силовых взаимодействий контактов по экспериментальным значениям тока фотодиода на участках подвода и жесткого контакта.

Предложен метод независимой калибровки силы взаимодействия зонда с образцом (в абсолютных единицах) по контактному участку кривой подвода с использованием приближения Магиса контактной механики. Обнаружены особенности адгезионного взаимодействия зонда с образцом, помещенным в воду. Заметного влияния электрического смещения на контакте (в диапазоне ± 10 В) на силовое взаимодействие не наблюдалось.

Работа поддержана грантом РФФИ 06-02-17140.

Список литературы

1. **Cappella B., Dietler G.** Force — distance curves by atomic force microscopy // Surf. Sci. Rep. 1999. V. 34. P. 1.
2. **Butt H. J., Cappella B., Kappl M.** Force measurements with the atomic force microscope: technique, interpretation and applications // Surf. Sci. Rep. 2005. V. 59. P. 1.
3. **Дедков Г. В., Дедкова Е. Г., Карамурзов Б. С., Хоконов Х. Б.** Исследование силовых взаимодействий зонда сканирующего микроскопа с проводящими и не проводящими образцами в атмосферных условиях // Материалы X ежегодного симпозиума "Нанозифика и нанозлектроника". г. Нижний Новгород, 2006.
4. **Sader J. E.** Frequency response of cantilever beams immersed in viscous fluids with applications to the atomic force microscope // J. Appl. Phys. 1998. V. 84/1. P. 64.
5. **Oliver W. C., Pharr G. M.** An improved technique for determining hardness and elastic modulus using load and displacement sensing indentation experiments // J. Mater. Res. 1992. V. 7/6. P. 1564.
6. **Maugis D.** Adhesion of spheres — the JKR-DMT transition using a Dugdale model // J. Coll. Interface Sci. 1992. V. 150. P. 243.
7. **Maugis D., Gauthier-Manuel B. A.** Surface forces between deformable spheres // J. Adhesion Sci. Technol. 1994. V. 8. P. 1311.
8. **Физические величины:** Справочник / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.

МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНСТ

УДК 621.319.443

В. И. Ульянов, канд. техн. наук,
А. М. Лавров, канд. физ.-мат. наук,
О. Н. Клочков, В. В. Чистяков,
Рязанский государственный радиотехнический университет

ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА ПОТЕНЦИАЛЬНОГО ПОЛЯ У ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА ПРИ ОСАЖДЕНИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Приведена методика расчета потенциального поля у поверхности катода сложной формы с учетом расположения анода. Предложен алгоритм поиска такой формы анода, которая позволила бы получить напряженность поля вблизи катода наиболее однородной.

В электрическом поле на токопроводящих деталях и элементах получают покрытия различного вида и назначения. В производстве электрических конденсаторов электрофорез нашел применение для нанесения диэлектрических покрытий на заготовки электродов. Данный процесс хорошо освоен технологически и осуществляется групповыми ме-

тодами на автоматическом оборудовании. Осаждение диэлектрика происходит из суспензии в электрическом поле. Анодом является сетчатый электрод, размещаемый на трафаретах, а катодом — бесконечная лента с вырезанными на ней заготовками электродов конденсаторов.

Конечные размеры электродов или одного из них приводят к искажению электрического поля в межэлектродном пространстве. Степень искажения электрического поля зависит как от взаимного расположения электродов в пространстве, их геометрических размеров и формы, так и от электрохимических параметров среды. В свою очередь, искажение поля на границе раздела сред приводит к росту электрического потенциала у поверхности краевых участков катода. В результате этого поверхностный слой у катода, имеющего конечные размеры, будет иметь различный потенциал. Следствием этого является неравномерная толщина материала диэлектрика по поверхности заготовки электрода конденсатора.

Для получения у электрических конденсаторов, изготавливаемых по электрофорезной технологии, тонких слоев диэлектрика (толщиной порядка единиц микрометров), актуальной становится задача снижения разнотолщинности при его нанесении.

Экспериментально установлено, что при нанесении диэлектрического покрытия на заготовки электрических конденсаторов неравномерность толщины наносимого слоя составляет до 50 %.

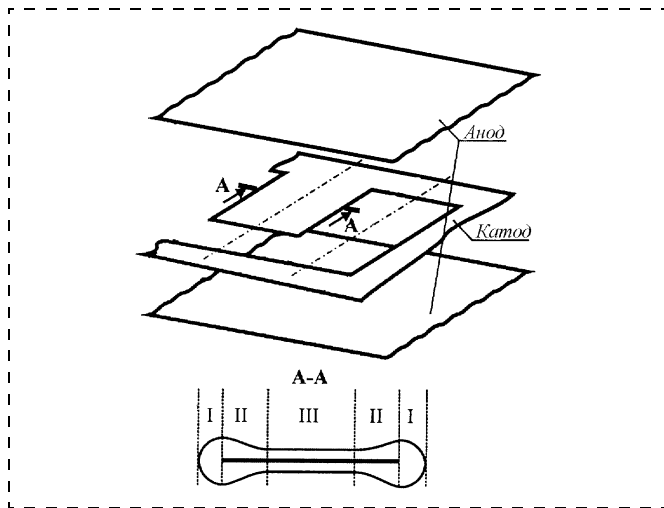


Рис. 1

На рис. 1 представлены горизонтальная схема расположения электродов, применяемая в процессе нанесения диэлектрика, и поперечное сечение катода.

В сечении катода выделяются три характерные зоны: I — зона влияния краевого эффекта электрического поля; II — переходная зона; III — зона относительно равномерного распределения поля.

Одним из способов получения равнотолщинного покрытия является применение такой формы анода, которая бы компенсировала краевой эффект [1].

Ниже приводится методика обоснования этой формы (рис. 2).

При этом, чтобы не загромождать изложение, будем рассматривать случай двумерных полей на плоскости (XOZ).

Известно (см., например, [2—4]), что для плоского поля потенциал, создаваемый в точке $M_0(x_0, z_0)$ заряженной линии с линейной плотностью заряда $\sigma(l)$, вычисляется по формуле

$$U(M_0) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int \sigma(l) \ln\left(\frac{1}{r}\right) dl, \quad (1)$$

где $r = \sqrt{(x-x_0)^2 + (z-z_0)^2}$ — расстояние от фиксированной точки $M_0(x_0, z_0)$ плоскости до произвольной точки $M(x, z)$ линии Γ .

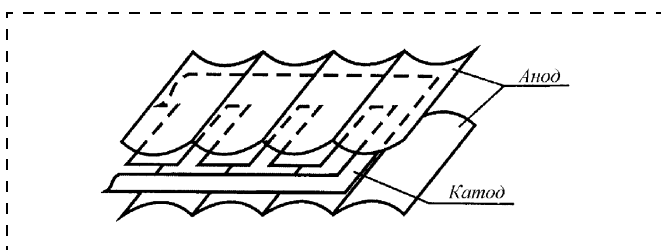


Рис. 2

Напряженность электростатического поля

$$E = -\text{grad } U = (E_x, E_z),$$

где

$$E_x(x_0, z_0) = -\frac{\partial U}{\partial x_0} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int \sigma(x, z) \frac{(x_0 - x)dl}{(x - x_0)^2 + (z - z_0)^2}. \quad (2)$$

Аналогично

$$E_z(x_0, z_0) = -\frac{\partial U}{\partial z_0} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int \sigma(x, z) \frac{(z_0 - z)dl}{(x - x_0)^2 + (z - z_0)^2}. \quad (3)$$

В частности, при постоянной линейной плотности заряда $\sigma(x, z) = \sigma = \text{const}$ получаем

$$U(x_0, z_0) = -\frac{\sigma}{4\pi\epsilon_0} \int \ln[(x - x_0)^2 + (z - z_0)^2] dl; \quad (4)$$

$$E_x(x_0, z_0) = \frac{\sigma}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{(x_0 - x)dl}{(x - x_0)^2 + (z - z_0)^2}; \quad (5)$$

$$E_z(x_0, z_0) = \frac{\sigma}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{(z_0 - z)dl}{(x - x_0)^2 + (z - z_0)^2}. \quad (6)$$

Замечание. Формулы (2) и (3) получены дифференцированием интеграла (1) по параметру (x_0 или z_0 соответственно), а эта операция справедлива не всегда (например, для несобственных интегралов, помимо гладкости подынтегральной функции, необходима равномерная сходимость соответствующего интеграла). Поэтому применять формулы (2), (3), а также вытекающие из них формулы (5), (6) можно только для "регулярных" точек, а для исследования "критических" точек и предельных случаев они годятся не всегда.

Вначале рассмотрим электроды простейшей формы, а затем, опираясь на полученные результаты, перейдем к исследованию более сложных конфигураций.

1. Пусть линии Γ есть отрезок $a \leq x \leq b, z = 0$ (рис. 3).

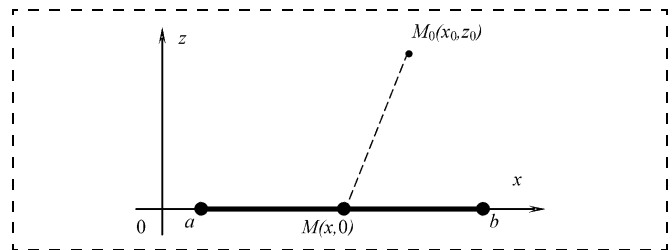


Рис. 3

Тогда согласно (4) потенциал в произвольной точке $M_0(x_0, z_0)$

$$U(x_0, z_0) = -\frac{\sigma}{4\pi\epsilon_0} \int_a^b \ln[(x-x_0)^2 + z_0^2] dx.$$

Вычисляя этот интеграл и опуская индекс 0, получаем значение потенциала $U(x, z)$ в виде

$$U(x, z) = F(x, z; a, b, \sigma), \quad (7)$$

где по определению при $z \neq 0$

$$F(x, z; a, b, \sigma) = \frac{\sigma}{4\pi\epsilon_0} \left\{ (x-b) \ln[(x-b)^2 + z^2] - (x-a) \ln[(x-a)^2 + z^2] + 2z \left[\arctg\left(\frac{x-b}{z}\right) - \arctg\left(\frac{x-a}{z}\right) \right] \right\}; \quad (8)$$

при $z = 0$ и $x \neq a, b$

$$F(x, 0; a, b; \sigma) = \lim_{z \rightarrow 0} F(x, z; a, b; \sigma) = \frac{\sigma}{2\pi\epsilon_0} [(x-b) \ln|(x-b)| - (x-a) \ln|(x-a)|]; \quad (9)$$

при $z = 0$ и $x = a$

$$F(a, 0; a, b; \sigma) = \lim_{x \rightarrow a} F(x, 0; a, b; \sigma) = \frac{\sigma}{2\pi\epsilon_0} (a-b) \ln(b-a), \quad (10)$$

а при $z = 0$ и $x = b$

$$F(b, 0; a, b; \sigma) = \lim_{x \rightarrow b} F(x, 0; a, b; \sigma) = \frac{\sigma}{2\pi\epsilon_0} (a-b) \ln(b-a). \quad (11)$$

При этом оказалось, что функция $U(x, z)$ непрерывна на всей плоскости.

Вычисление компонент электростатического поля $E = (E_x, E_z)$ приводит к следующим результатам:

$$E_z(x, z) = F_x(x, z; a, b, \sigma) = \frac{\sigma}{4\pi\epsilon_0} \ln \left[\frac{(x-a)^2 + z^2}{(x-b)^2 + z^2} \right], \quad (12)$$

причем эта функция непрерывна на всей плоскости, за исключением точек $(a, 0)$ и $(b, 0)$ (концов отрезка Γ), где она обращается в $\pm\infty$ соответственно.

Аналогично

$$E_x(x, z) = F_z(x, z; a, b; \sigma), \quad (13)$$

где по определению при $z \neq 0$

$$F_z(x, z; a, b; \sigma) = \frac{\sigma}{2\pi\epsilon_0} \left[\arctg\left(\frac{x-b}{z}\right) - \arctg\left(\frac{x-a}{z}\right) \right];$$

при $z = 0$ и $x < a$ или $x > b$

$$F_z(x, 0; a, b; \sigma) = 0;$$

при $z = 0$ и $a \leq x \leq b$ функция E_z не определена, но

$$\exists \lim_{z \rightarrow \pm 0} E_z(x, z) = \begin{cases} 0 & \text{при } x < a \text{ или } x > b; \\ \pm \frac{\sigma}{4\epsilon_0} & \text{при } x = a \text{ или } x = b; \\ \pm \frac{\sigma}{2\epsilon_0} & \text{при } a < x < b. \end{cases}$$

Видим, что функция $E_z(x, z)$ непрерывна на всей плоскости, за исключением отрезка $a \leq x \leq b$, $z = 0$, лежащего на оси OX .

2. Пусть линия Γ есть отрезок $a \leq x \leq b$, $z = h$, параллельный оси OX (рис. 4).

Здесь проходят все вычисления п. 1 с заменой величины z на $z - h$. В частности, из выражения (7) следует, что $U(x, z) = F(x, z - h; a, b, \sigma)$; электростатическое поле $E(x, z) = (E_x, E_z)$, где вследствие (12)

$$\forall (x, z) \in R^2 \setminus [(a, h) \cup (b, h)],$$

$$E_x(x, z) = F_x(x, z - h; a, b, \sigma),$$

причем функция $E_x(x, z)$ непрерывна на всей плоскости, за исключением двух точек (a, h) и (b, h) (концов отрезка Γ), где она обращается в $\mp\infty$ соответственно.

Аналогично вследствие (13) $E_z(x, z) = F_z(x, z - h; a, b, \sigma)$.

При этом функция $E_z(x, z)$ непрерывна на всей плоскости (x, z) , за исключением отрезка $a \leq x \leq b$, $z = h$, параллельного оси OX .

Следствие. Поле системы из четырех прямолинейных электродов (рис. 5).

Тогда потенциал рассчитывается по формуле

$$U(x, z) = U_L(x, z) + U_{\Pi}(x, z) + U_B(x, z) + U_H(x, z),$$

причем потенциал средней правой пластины с постоянной линейной плотностью заряда $\sigma_0^- < 0$ вычисляется по формуле (7) при $a = A$ и $b = B$:

$$U_{\Pi}(x, z) = F(x, z; A, B; \sigma_0^-);$$

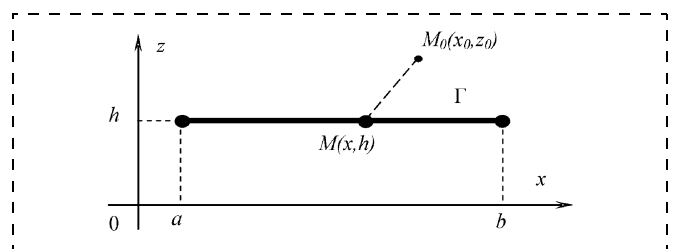


Рис. 4

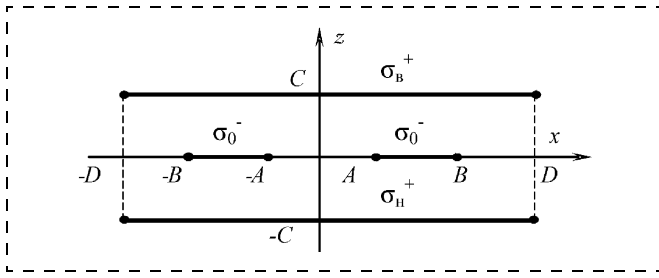


Рис. 5

потенциал средней левой пластины с постоянной линейной плотностью заряда $\sigma_0^- < 0$ вычисляется по формуле (7) при $a = -B$ и $b = -A$:

$$U_L(x, z) = F(x, z; -B, -A; \sigma_0^-);$$

потенциал верхней пластины с постоянной линейной плотностью заряда $\sigma_B^+ > 0$

$$U_B(x, z) = F(x, z - C; -D, D; \sigma_B^+),$$

а потенциал нижней пластины с постоянной линейной плотностью заряда $\sigma_H^+ > 0$

$$U_H(x, z) = F(x, z + C; -D, D; \sigma_H^+).$$

Далее, электростатическое поле

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_\Pi + \mathbf{E}_\Lambda + \mathbf{E}_B + \mathbf{E}_H,$$

где $\mathbf{E}_\Pi = (E_{\Pi x}, E_{\Pi z})$ — поле правой пластины; $\mathbf{E}_\Lambda = (E_{\Lambda x}, E_{\Lambda z})$ — поле левой пластины; $\mathbf{E}_B = (E_{Bx}, E_{Bz})$ — поле верхней пластины; $\mathbf{E}_H = (E_{Hx}, E_{Hz})$ — поле нижней пластины.

Тем самым $\mathbf{E} = (E_x, E_z)$, где

$$E_x = E_{\Pi x} + E_{\Lambda x} + E_{Bx} + E_{Hx} = F_x(x, z; A, B; \sigma_0^-) + F_x(x, z; -B, -A; \sigma_0^-) + F_x(x, z - C; -D, D; \sigma_B^+) + F_x(x, z + C; -D, D; \sigma_H^+),$$

причем эта функция непрерывна на всей плоскости, за исключением точек $(\pm A, 0)$; $(\pm B, 0)$; $(\pm D, C)$; $(\pm D, -C)$ (концов отрезков-пластин).

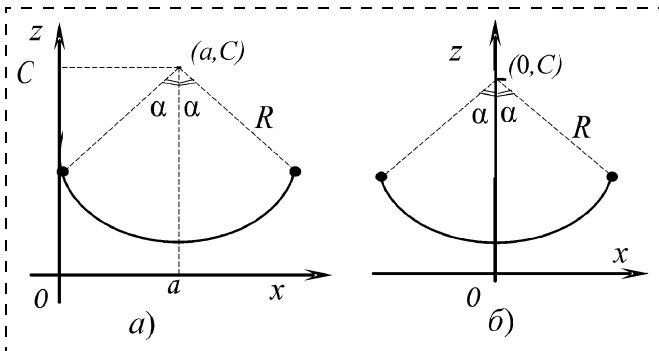


Рис. 6

Далее,

$$E_z = E_{\Pi z} + E_{\Lambda z} + E_{Bz} + E_{Hz} = F_z(x, z; A, B; \sigma_0^-) + F_z(x, z; -B, -A; \sigma_0^-) + F_z(x, z - C; -D, D; \sigma_B^+) + F_z(x, z + C; -D, D; \sigma_H^+),$$

причем при $z \neq 0$ и $z \neq \pm C$;

$$E_z(x, z) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left\{ \sigma_0^- \left[\arctg\left(\frac{x-A}{z}\right) - \arctg\left(\frac{x-B}{z}\right) \right] + \sigma_0^- \left[\arctg\left(\frac{x+B}{z}\right) - \arctg\left(\frac{x+A}{z}\right) \right] + \sigma_B^+ \left[\arctg\left(\frac{x+D}{z-C}\right) - \arctg\left(\frac{x-D}{z-C}\right) \right] + \sigma_H^+ \left[\arctg\left(\frac{x+D}{z+C}\right) - \arctg\left(\frac{x-D}{z+C}\right) \right] \right\}.$$

Отметим еще, что расчетные формулы позволяют наряду с конфигурациями рис. 3, 4 и 5 рассчитать также и поле электродов, состоящих из нескольких пластин рассмотренного типа (см., например, рис. 1), и исследовать его на однородность.

Выше были рассмотрены случаи электродов исключительно прямолинейной формы. Перейдем к изучению "искривленных" анодов.

3. Пусть линия Γ есть часть окружности

$$(x - a)^2 + (z - c)^2 = R^2, \quad (0 \leq a \leq R < c), \quad (14)$$

соответствующая центральному углу $2\alpha \in (0; \pi]$

(т. е. $0 < \alpha \leq \frac{\pi}{2}$; см. рис. 6, а, б). Будем обозначать ее $\Gamma = \Gamma_{B,\Pi}$.

Если $a = 0$, то угол $\alpha \in (0; \frac{\pi}{2}]$ задается произвольно; при $a > 0$ угол α можно выразить через параметры задачи, т. е. через величины a , c и R :

$$\alpha = \arctg\left(\frac{a}{\sqrt{R^2 - a^2}}\right) \equiv \arcsin\left(\frac{a}{R}\right). \quad (15)$$

Для вычисления интегралов (4), (5), (6) по дуге $\Gamma_{B,\Pi}$ окружности (14) $(x - a)^2 + (z - c)^2 = R^2$ воспользуемся известной параметризацией:

$$x = a + R \cos \varphi;$$

$$z = c + R \sin \varphi.$$

Тогда линия $\Gamma_{B,\Pi}$ соответствует изменению угла

$$\varphi \in \left[\frac{3\pi}{2} - \alpha; \frac{3\pi}{2} + \alpha \right], \text{ следовательно, в соответствии с формулой (4) потенциал в произвольной}$$

точке $M_0(x_0, z_0)$ плоскости

$$\begin{aligned}
U(x_0, z_0) &= -\frac{\sigma}{4\pi\epsilon_0} \int_{\Gamma_{\text{в.п}}} \ln[(x-x_0)^2 + (z-z_0)^2] dl = \\
&= -\frac{\sigma}{4\pi\epsilon_0} \int_{\frac{3\pi}{2}-\alpha}^{\frac{3\pi}{2}+\alpha} \ln[(R\cos\varphi + a - x_0)^2 + \\
&\quad + (R\sin\varphi + c - z_0)^2] R d\varphi = \\
&= -\frac{\sigma}{4\pi\epsilon_0} \int_{\frac{3\pi}{2}-\alpha}^{\frac{3\pi}{2}+\alpha} \ln[R^2 \cos^2\varphi + (a-x_0)^2 + \\
&\quad + 2R\cos\varphi(a-x_0) + R^2 \sin^2\varphi + (c-z_0)^2 + \\
&\quad + 2R\sin\varphi(c-z_0)] d\varphi = \\
&= -\frac{\sigma}{4\pi\epsilon_0} \int_{\frac{3\pi}{2}-\alpha}^{\frac{3\pi}{2}+\alpha} \ln\{R^2 + (x_0-a)^2 + (z_0-c)^2 - \\
&\quad - 2R[(x_0-a)\cos\varphi + (z_0-c)\sin\varphi]\} d\varphi. \quad (16)
\end{aligned}$$

Известно, что этот интеграл в элементарных функциях не берется.

Замечание 3.1. Найдем особые точки этого интеграла. Они находятся среди точек, в которых обращается в ноль выражение, стоящее под знаком логарифма в формуле (16), поэтому определяем их из системы

$$\begin{cases} R\cos\varphi + a - x_0 = 0; \\ R\sin\varphi + c - z_0 = 0, \end{cases}$$

откуда

$$\begin{cases} x_0 = a + R\cos\varphi; \\ z_0 = c + R\sin\varphi, \end{cases}$$

т. е. точка $M(x_0, z_0)$ должна лежать на окружности (14). Мы уже интересуемся полем в области, лежащей ниже этой окружности (см. рис. 6), а для таких точек $(x-a)^2 + (z-c)^2 > R^2$, и интеграл (16) — заведомо собственный, в частности, для него справедлива формула дифференцирования по параметру.

Замечание 3.2. Введем функцию

$$\begin{aligned}
U(X, Z; R, \sigma; \alpha_1, \alpha_2) &= -\frac{\sigma R}{4\pi\epsilon_0} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \ln[R^2 + X^2 + Z^2 - \\
&\quad - 2R(X\cos\varphi + Z\sin\varphi)] d\varphi. \quad (17)
\end{aligned}$$

С ее помощью можно записывать значение потенциала, создаваемого заряженной пластиной $\Gamma_{\text{в.п}}$ с линейной плотностью заряда σ в произвольной точке $M(x, z)$ плоскости (x, z) :

$$U(x, z) = U\left(x-a, z-c; R, \sigma, \frac{3\pi}{2}-\alpha; \frac{3\pi}{2}+\alpha\right). \quad (18)$$

Вычисление компонент электрического поля $\mathbf{E} = (E_x, E_z)$ приводит к следующим результатам: при $0 < \alpha < \pi/2$

$$\begin{aligned}
E_x(x, z) &= \frac{\sigma R}{2\pi\epsilon_0} \left[G_x\left(x-a, z-c; R, \frac{3\pi}{2}+\alpha\right) - \right. \\
&\quad \left. - G_x\left(x-a, z-c; R, \frac{3\pi}{2}-\alpha\right) \right], \quad (19)
\end{aligned}$$

а при $\alpha = \pi/2$

$$\begin{aligned}
E_x(x, z) &= \frac{\sigma R}{2\pi\epsilon_0} [G_x(x-a, z-c; R, 2\pi) - \\
&\quad - G_x(x-a, z-c; R, \pi+0)], \quad (20)
\end{aligned}$$

где функция $G_x(X, Z, R, \varphi)$ задается формулой

$$\begin{aligned}
G_x(X, Z, R, \varphi) &= \frac{\varphi}{2} \frac{X}{X^2 + Z^2} + \\
&\quad + \frac{1}{2} \frac{Z}{X^2 + Z^2} \ln(R^2 + X^2 + Z^2 - \\
&\quad - 2RX\cos\varphi - 2RZ\sin\varphi) + \\
&\quad + \frac{X}{X^2 + Z^2} \arctg \frac{[(X+R)^2 + Z^2] \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} - 2RZ}{X^2 + Z^2 - R^2}. \quad (21)
\end{aligned}$$

Далее, при $0 < \alpha < \pi/2$

$$\begin{aligned}
E_z(x, z) &= \frac{\sigma R}{2\pi\epsilon_0} \left[G_z\left(x-a, z-c; R, \frac{3\pi}{2}+\alpha\right) - \right. \\
&\quad \left. - G_z\left(x-a, z-c; R, \frac{3\pi}{2}-\alpha\right) \right], \quad (22)
\end{aligned}$$

а при $\alpha = \pi/2$

$$\begin{aligned}
E_z(x, z) &= \frac{\sigma R}{2\pi\epsilon_0} [G_z(x-a, z-c; R, 2\pi) - \\
&\quad - G_z(x-a, z-c; R, \pi+0)], \quad (23)
\end{aligned}$$

где функция $G_z(X, Z, R, \varphi)$ задается формулой

$$\begin{aligned}
G_z(X, Z, R, \varphi) &= \frac{\varphi}{2} \frac{Z}{X^2 + Z^2} - \\
&\quad - \frac{1}{2} \frac{X}{X^2 + Z^2} \ln(R^2 + X^2 + Z^2 - \\
&\quad - 2RX\cos\varphi - 2RZ\sin\varphi) + \\
&\quad + \frac{Z}{X^2 + Z^2} \arctg \frac{[(X+R)^2 + Z^2] \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} - 2RZ}{X^2 + Z^2 - R^2}. \quad (24)
\end{aligned}$$

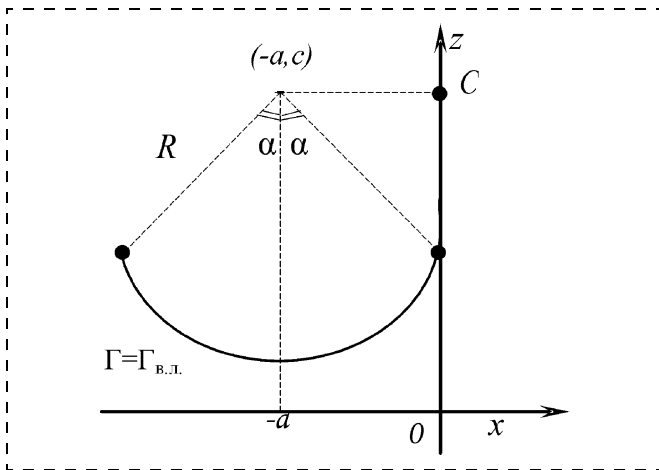


Рис. 7

Следствие 3.1. Если линия Γ есть часть окружности $(x + a)^2 + (z - c)^2 = R^2$ ($0 \leq a \leq R < c$), соответствующая центральному углу $2\alpha \in (0; \pi]$, т. е. $0 < \alpha \leq \frac{\pi}{2}$ (рис. 7), то формула (15) для угла α не меняется, а формулы для потенциала U и компонент электрического поля $\mathbf{E} = (E_x, E_z)$ могут быть получены из соответствующих формул для дуги $\Gamma_{в.л.}$ заменой величины a на $-a$.

Следствие 3.2. Если линия Γ есть часть окружности $x^2 + (z - c)^2 = R^2$ ($0 < R < c$) с центром на оси OZ , соответствующая центральному углу $2\alpha \in (0; \pi]$, т. е. $0 < \alpha \leq \pi/2$ (см. рис. 6, б), то формулы для потенциала U и компонент электрического поля $\mathbf{E} = (E_x, E_z)$ могут быть получены из соответствующих формул для дуги $\Gamma_{в.л.}$ (или $\Gamma_{в.п.}$) при $a = 0$.

4. Пусть линия Γ есть часть окружности

$$(x - a)^2 + (z + d)^2 = R^2, \quad (0 \leq a \leq R < d), \quad (25)$$

соответствующая центральному углу $2\beta \in (0; \pi]$, т. е. $0 < \beta \leq \pi/2$ (рис. 8, а). Будем обозначать ее $\Gamma = \Gamma_{н.п.}$.

Если $a = 0$ (рис. 8, б), то угол $\beta \in (0; \pi/2]$ задается произвольно;

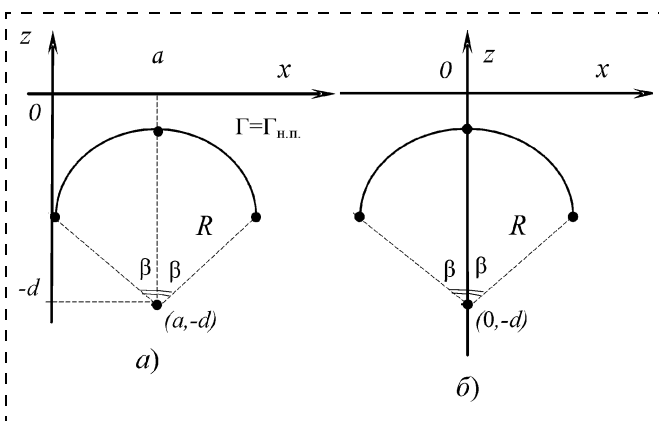


Рис. 8

при $a > 0$, как и в п. 3, угол β можно выразить через параметры задачи, т. е. через величины a , d и R :

$$\beta = \arcsin\left(\frac{a}{R}\right) \equiv \arcsin\left(\frac{a}{\sqrt{R^2 - d^2}}\right).$$

Для вычисления интегралов (4), (5), (6) по дуге $\Gamma_{н.п.}$ окружности (25) воспользуемся известной параметризацией:

$$x = a + R \cos \varphi;$$

$$z = -d + R \sin \varphi.$$

Тогда линия $\Gamma_{н.п.}$ соответствует изменению угла

$$\varphi \in \left[\frac{\pi}{2} + \beta, \frac{\pi}{2} - \beta\right] \quad (\text{см. рис. 8, а, б}).$$

Отсюда получаем формулу для потенциала, создаваемого заряженной пластиной $\Gamma_{н.п.}$ с линейной плотностью заряда σ в произвольной точке $M(x, z)$ плоскости (x, z) :

$$U(x, z) = U\left(x - a, z + d; R, \sigma; \frac{\pi}{2} - \beta; \frac{\pi}{2} + \beta\right). \quad (26)$$

Вычисление компонент электрического поля $\mathbf{E} = (E_x, E_z)$ приводит к следующему результату:

$$\text{при } 0 < \beta < \frac{\pi}{2}$$

$$E_x(x, z) = \frac{\sigma R}{2\pi\epsilon_0} \left[G_x\left(x - a, z + d; R, \frac{\pi}{2} + \beta\right) - G_x\left(x - a, z + d; R, \frac{\pi}{2} - \beta\right) \right], \quad (27)$$

$$\text{а при } \beta = \frac{\pi}{2}$$

$$E_x(x, z) = \frac{\sigma R}{2\pi\epsilon_0} [G_x(x - a, z + d; R, \pi - 0) - G_x(x - a, z + d; R, 0)], \quad (28)$$

причем функция $G_x(X, Z, R, \varphi)$ задается формулой (21);

$$\text{при } 0 < \beta < \frac{\pi}{2}$$

$$E_z(x, z) = \frac{\sigma R}{2\pi\epsilon_0} \left[G_z\left(x - a, z + d; R, \frac{\pi}{2} + \beta\right) - G_z\left(x - a, z + d; R, \frac{\pi}{2} - \beta\right) \right], \quad (29)$$

$$\text{а при } \beta = \frac{\pi}{2}$$

$$E_z(x, z) = \frac{\sigma R}{2\pi\epsilon_0} [G_z(x - a, z + d; R, \pi - 0) - G_z(x - a, z + d; R, 0)], \quad (30)$$

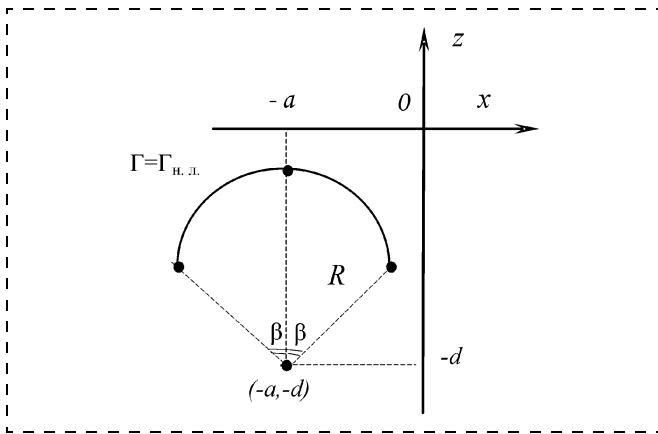


Рис. 9

причем функция $G_z(X, Z, R, \varphi)$ задается формулой (24).

Следствие 4.1. Если линия Γ есть часть окружности $(x+a)^2 + (z+d)^2 = R^2$ ($0 \leq a \leq R < d$), соответствующая интегральному углу $2\beta \in (0; \pi]$ (рис. 9), т. е. $0 < \beta \leq \frac{\pi}{2}$, то формулы (25) для угла β не меняются, а формулы для потенциала U и компонент электрического поля $\mathbf{E} = (E_x, E_z)$ могут быть получены из соответствующих формул для дуги $\Gamma_{н.л.}$ заменой величины a на $-a$.

Следствие 4.2. Если линия Γ есть часть окружности $x^2 + (z+d)^2 = R^2$ ($0 < R < d$) с центром на оси OZ , соответствующая центральному углу $2\beta \in (0; \pi]$ (см. рис. 8, б), то формулы для потенциала U и компонент электрического поля $\mathbf{E} = (E_x, E_z)$ могут быть получены из соответствующих формул для дуги $\Gamma_{н.л.}$ (или $\Gamma_{н.п.}$) при $a = 0$.

Следствие 4.3. Рассмотрим поле системы из трех пластин: дуги окружности $x^2 + (z-c)^2 = R^2$ ($0 \leq a \leq R < c$), соответствующей центральному углу $2\alpha \in (0; \pi]$ (см. рис. 6, б), дуги окружности $x^2 + (z+d)^2 = R^2$ ($0 \leq a \leq R < d$), соответствующей центральному углу $2\beta \in (0; \pi]$ (см. рис. 8, б), и прямолинейного отрезка $-B \leq x \leq B, z = 0$ оси OX .

Тогда потенциал этой системы электродов $U(x, z) = U_0(x, z) + U_B(x, z) + U_H(x, z)$, где потенциал средней пластины с постоянной линейной плотностью заряда $\sigma_0^- < 0$, вычисляется по формуле (7):

$$U_0(x, z) = F(x, z; -B, B; \sigma_0^-);$$

потенциал верхней пластины с постоянной линейной плотностью заряда $\sigma_B^+ > 0$ вычисляется по формуле (17) вида

$$U_B(x, z) = U\left(x, z - c; R_B, \sigma_B^+; \frac{3\pi}{2} - \alpha; \frac{3\pi}{2} + \alpha\right),$$

а потенциал нижней пластины с постоянной линейной плотностью заряда $\sigma_H^+ > 0$ вычисляется по формуле (17):

$$U_H(x, z) = U\left(x, z + d; R_H, \sigma_H^+; \frac{\pi}{2} - \beta; \frac{\pi}{2} + \beta\right).$$

Далее, электростатическое поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_B + \mathbf{E}_H$, где $\mathbf{E}_0 = (E_{0x}, E_{0z})$ — поле средней пластины; $\mathbf{E}_B = (E_{Bx}, E_{Bz})$ — поле верхней пластины; $\mathbf{E}_H = (E_{Hx}, E_{Hz})$ — поле нижней пластины.

Тем самым $\mathbf{E}(x, z) = (E_x, E_z)$, где

$$\begin{aligned} E_x(x, z) = & E_{0x} + E_{Bx} + E_{Hx} = +F_x(x, z; -B, B; \sigma_0^-) + \\ & + \frac{\sigma_B^+ R_B}{2\pi\epsilon_0} \left[G_x\left(x, z - c; R_B, \frac{3\pi}{2} + \alpha\right) - \right. \\ & \left. - G_x\left(x, z - c; R_B, \frac{3\pi}{2} - \alpha\right) \right] + \\ & + \frac{\sigma_H^+ R_H}{2\pi\epsilon_0} \left[G_x\left(x, z + d; R_H, \frac{\pi}{2} + \beta\right) - \right. \\ & \left. - G_x\left(x, z + d; R_H, \frac{\pi}{2} - \beta\right) \right] \end{aligned}$$

с соответствующей модификацией в случае $\alpha = \pi/2$ или $\beta = \pi/2$.

Аналогично

$$\begin{aligned} E_z(x, z) = & E_{0z} + E_{Bz} + E_{Hz} = F_z(x, z; -B, B; \sigma_0^-) + \\ & + \frac{\sigma_B^+ R_B}{2\pi\epsilon_0} \left[G_z\left(x, z - c; R_B, \frac{3\pi}{2} + \alpha\right) - \right. \\ & \left. - G_z\left(x, z - c; R_B, \frac{3\pi}{2} - \alpha\right) \right] + \\ & + \frac{\sigma_H^+ R_H}{2\pi\epsilon_0} \left[G_z\left(x, z + d; R_H, \frac{\pi}{2} + \beta\right) - \right. \\ & \left. - G_z\left(x, z + d; R_H, \frac{\pi}{2} - \beta\right) \right] \end{aligned}$$

с соответствующей модификацией в случае $\alpha = \pi/2$ или $\beta = \pi/2$.

В заключение отметим, что выведенные формулы позволяют легко рассчитать поле, состоящее из нескольких электродов рассмотренного типа, и провести исследование параметров задачи с целью получения максимально однородного поля у поверхности катода, т. е. в окрестности OX .

В настоящее время известно несколько методов получения однородного электрического поля у поверхности электродов.

Так, возможность исключить большие напряженности поля на краю плоского конденсатора найдена В. Роговски (W. Rogowski) [5, 6]. В качестве электродов рассматривались параллельные пластины бесконечной и полубесконечной длины. Пространственное расположение полубесконеч-

ного электрода было предложено находить из параметрических уравнений, которые при определенных условиях описывают эквипотенциальные линии напряженности поля.

Н. Феличи (N. Felici), используя метод Кирхгофа, предложил расчет неизвестного контура (профиля полубесконечного электрода, совпадающего с линией однородного поля) на основе простой зависимости определения кривизны контура, в котором напряженность поля сохраняется как постоянная величина.

Профиль электрода, найденного В. Роговски, как и профиль электрода Н. Феличи по сути, являются геометрическим подбором профиля одного из электродов с целью получения в межэлектродном пространстве однородного поля.

С помощью методов Роговски и Феличи можно решать частные задачи расчета электростатических полей с одним бесконечным электродом [7]. Кроме того, эти методы расчета формы компенсирующего электрода не учитывают потенциал поля.

В рассматриваемой работе предложен алгоритм поиска такой формы одного из электродов (анода), которая позволила бы получить напряженность поля вблизи катода наиболее однородной.

Список литературы

1. Ульянов В. И., Овчинникова Е. В., Чистяков В. В. К расчету потенциальных полей дисперсных систем // Физика полупроводников. Микроэлектроника. Радиоэлектронные устройства: Межвузовский сборник научных трудов. Рязань: Изд. РГРТА, 2002. С. 58–60.
2. Говорков В. А. Электрические и магнитные поля. Изд. 3. М.: Энергия, 1968. 488 с.
3. Теоретические основы электротехники. Т. II. Нелинейные цепи и основы электромагнитного поля / Под ред. П. А. Ионкина. М.: Высшая школа, 1976.
4. Бинс К., Лауренсон П. Анализ и расчет электрических и магнитных полей: Пер. с англ. М.: Энергия, 1970. 376 с.
5. Rogowski W. // Arch. für Elektrotechnik. 1923. Bd. 12. S. 1.
6. Rogowski W., Rengier H. // Arch. für Elektrotechnik. 1926. Bd. 16. S. 73.
7. Резвых К. А. Расчет электростатических полей в аппаратуре высокого напряжения. М.: Энергия, 1967. 120 с.

УДК 539.234

А. А. Агасиев, д-р физ.-мат. наук, проф.,
М. М. Панахов, д-р физ.-мат. наук, проф.,
М. З. Мамедов, канд. физ.-мат. наук,
С. Н. Сармасов,
Бакинский Государственный университет

ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКИ НА СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ

Рассмотрено влияние потенциального рельефа сегнетоэлектрической подложки на проводимость пленок $PbTe$ и SnO_2-x . Совершенствуя подготовку поверхности подложки и технологию нанесения пленки, нам удалось получить управляемые тонкопленочные резисторы с кратностью модуляции проводимости, достигающей 10^4 , и достаточно высокой стабильностью.

В ряде работ показана возможность создания управляемых тонкопленочных резисторов с памятью (УТР) на основе структуры сегнетоэлектрик—полупроводник [1–3]. Недостатком таких элементов является значительная временная нестабильность уровней проводимости, что усложняет возможность практического использования УТР для значительного хранения информации. Длинновременные релаксации проводимости в таких структурах объясняют двумя причинами: деполяризацией сегнетоэлектрика и влиянием окружающей атмосферы на свободную поверхность пленки. Однако

изучение стабильности остаточной поляризации сегнетоэлектриков, сравнение характеристик элементов, изготовленных на разных подложках, а также герметизации УТР в вакууме или инертной среде показали, что эти факторы в большинстве случаев не являются основными причинами нестабильности.

Полагая существование на поверхности сегнетоэлектрической подложки случайно-неоднородного потенциального рельефа (рис. 1), мы рассмотрели модель УТР. Наличие рельефа обусловлено полидоменной структурой сегнетоэлектриков — независимо от величины и знака переполяризующего напряжения в сегнетоэлектрике сохраняются домены с разным направлением спонтанной поляри-

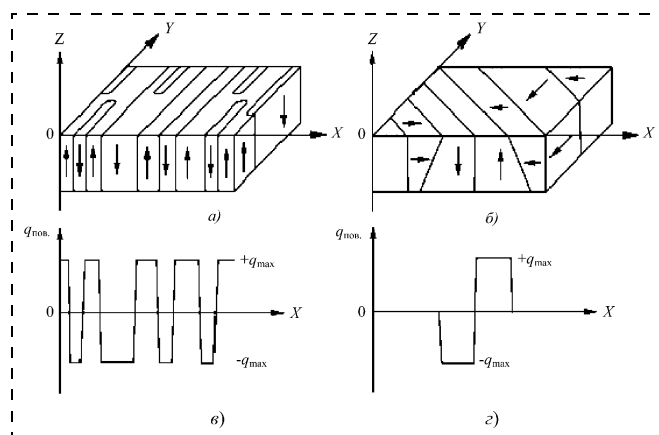


Рис. 1. Схема доменной структуры (а, б) и график изменения поверхностного заряда спонтанной поляризации (в, з) по оси X для монокристаллов ТГС (триглицинсульфат) (а, в) и тетрагонального $BaTiO_3$ (б, з) в деполяризованном состоянии

зации. Различные участки полупроводниковой пленки, нанесенной на поверхность сегнетоэлектрика, находятся в состоянии обеднения или обогащения в зависимости от величины и знака поверхностного поляризации заряда отдельных доменов. Если полупроводниковая пленка достаточно тонкая (толщина не больше глубины проникновения поля), а длина и ширина ее существенно превышают линейные размеры доменов, то свойства пленки могут быть описаны закономерностями, характерными для неоднородных полупроводников [4]. Проводимость ее подчиняется зависимости

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-E_{\text{др}}/kT),$$

где высота дрейфового барьера $E_{\text{др}}$ определяется в основном материалом и состоянием поляризации подложки; σ_0 — проводимость при отсутствии дрейфового барьера. Кратность модуляции проводимости полупроводниковой пленки при переполяризации подложки определяется изменением высоты дрейфового барьера и может быть описана выражением

$$K = \exp(|\Delta E_{\text{др}}|/kT).$$

Это позволяет объяснить нестабильность уровней проводимости УТР генерационно-рекомбинационными процессами в полупроводниковой пленке с учетом пространственного разделения носителей потенциальным рельефом подложки. Если проводимость УТР соответствует σ_{min} , то пространственное разделение носителей заряда разных знаков приводит к преобладанию тепловой генерации над рекомбинацией, постепенному накоплению носителей и увеличению σ_{min} . Квазистационарное состояние устанавливается при понижении высоты рекомбинационного барьера для неосновных носителей до значения $(2...3)kT$. После переполяризации УТР (состояние σ_{max}) уменьшается площадь участков, соответствующих обедненному состоянию полупроводниковой пленки, что приводит к снижению высоты рекомбинационного барьера по сравнению с квазиравновесной для σ_{min} . Это обуславливает преобладание рекомбинации над генерацией и, соответственно, уменьшение σ_{max} .

В узкозонных полупроводниках, например Те, генерационно-рекомбинационные процессы при $T = 20^\circ\text{C}$ носят межзонный характер, поэтому временная нестабильность уровней проводимости является неустранимой.

Наблюдавшуюся нестабильность проводимости УТР [3, 4] с широкозонными полупроводниками можно объяснить высокой концентрацией компенсирующих примесей и ловушек в объеме пленки и на границе ее с подложкой. Совершенствуя подготовку поверхности подложки и технологию нанесения пленки, можно добиться существенного улучшения стабильности характеристик УТР.

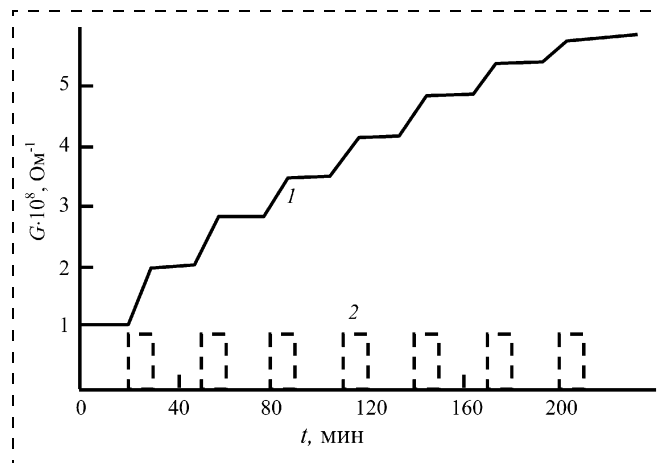


Рис. 2. Изменение проводимости (1) пленки $\text{SnO}_2 - x$ на подложке из керамики цирконата-титаната-свинца (ЦТС) при комнатной температуре под действием импульсов света (2) с длиной волны 0,5 мкм

В качестве подложки мы использовали мелкозернистую горячепрессованную керамику на основе цирконата-титаната свинца (ЦТС) и пленок двуоксида олова, а также PbTe. Пленки получали с помощью магнетронной системы ионного распыления на постоянном токе [5]. Нам удалось получить УТР с кратностью, достигающей 10^4 , и достаточно высокой стабильностью. Так, у элементов изменение проводимости σ_{min} не превышало 18 % в течение первого часа хранения и 28 % в течение 10 ч, а для состояния σ_{max} — 4 и 12 % соответственно. Достаточно высокая кратность и временная стабильность позволяет использовать такую структуру в качестве стабильных резисторов с памятью.

Потенциальный рельеф подложки влияет также на фотоэлектрические свойства полупроводниковой пленки. Повышается фоточувствительность по сравнению с пленками, осажденными на ситалловую подложку.

Наблюдается эффект остаточной фотопроводимости с временем релаксации 10^7 с при комнатной температуре, что указывает на большую высоту рекомбинационных барьеров.

Действием импульсов света с длиной волны, близкой к красной границе собственного поглощения полупроводника, удастся получать области неперекрывающихся стабильных уровней остаточной фотопроводимости (рис. 2). При этом отклонение уровня проводимости пленки $\text{SnO}_2 - x$, достигнутого фотовозбуждением, не превышает 3 % за один час хранения.

Заключение

Фотопроводимость, устанавливаемая при воздействии серии световых импульсов, зависит от величины и знака остаточной поляризации подложки. Следовательно, сопротивление УТР можно регулировать поочередным воздействием импульсов

электрического поля и света, что представляет практический интерес.

Список литературы

1. Буткевич В. Г., Бочков В. Д., Глобус Е. Р. Фотоприемники и фотоприемные устройства на основе поликристаллических и эпитаксиальных слоев халькогенидов свинца // Прикладная физика. 2001. № 6. С. 66—112.
2. Нуриев И. Р., Абдуллаев М. И., Фарзалиев С. С. Особенности роста эпитаксиальных пленок $PbSe_{1-x}Te_x$ // Тез. докл.

XVI Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. М.: ОРИОН, 2000. С. 94—95.

3. Дирочка А. И., Кононов А. С., Серебренников П. С., Сулейманов Н. А. Электронографические исследования поверхности гетероструктур $PbSnTe-PbTe$, полученных молекулярно-лучевой эпитаксией // Прикладная физика. 2003. № 2. С. 85—87.

4. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Теория протекания и проводимость сильно неоднородных тел // УФК. 1975. Т. 117. С. 401—430.

5. Агасиев А. А. Формирование и электрофизические свойства пленок сложных металлооксидов. ... Докт. диссер. Баку, 1995.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И КОНСТРУИРОВАНИЕ МНСТ

УДК 621.382

И. И. Абрамов, д-р физ.-мат. наук, проф.
Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники, г. Минск,
Республика Беларусь

ПРОБЛЕМЫ И ПРИНЦИПЫ ФИЗИКИ И МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРИБОРНЫХ СТРУКТУР МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ. IV. Квантовомеханические формализмы

В данной части работы выделены наиболее перспективные приборные структуры твердотельной наноэлектроники, а также основные квантовомеханические формализмы, которые можно использовать для их моделирования.

Приборные структуры наноэлектроники

Прежде чем анализировать основные проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур твердотельной наноэлектроники, необходимо выделить те из их огромного на настоящий момент времени многообразия, которые будут в дальнейшем рассматриваться. При этом акцент сделаем на выборе типов приборных структур, представляющих наибольший интерес для построения наноэлектронных интегральных схем (ИС). Такая постановка вопроса связана с тем, что главным объектом разработки и исследования в области наноэлектроники, как и микроэлектроники, должна стать ИС или в более широком смысле — интегрированная информационная система [1].

Сначала рассмотрим, как может вообще интерпретироваться ИС, что чрезвычайно важно для ее

разработки, анализа и моделирования, а также понимания исследуемого вопроса. Здесь можно выделить следующие возможные основные подходы:

- ИС представляется как сочетание барьеров и ям, а также некоторого набора элементарных зарядов, фиксированных и подвижных;
- ИС представляется как сочетание разнообразных объектов различной размерности (3D, 2D, 1D и 0D), т. е. включающих и наноструктуры, а именно: квантовые пленки или слои (размерность 2D), квантовые проволоки (1D) и квантовые точки (0D);
- ИС представляется как сочетание приборных структур, выполняющих некоторые элементарные функции, например логические, и соединенные между собой.

Первый подход является наиболее детальным и, в сущности, уже давно используется при описании твердых тел. Подход для них мог применяться вследствие периодичности структур исследуемых кристаллических тел. В результате задача их описания значительно упрощается. В ИС ситуация, конечно же, гораздо сложнее, по крайней мере на данном этапе их разработки и производства. Поэтому данный подход для ИС в целом использовать фактически невозможно на современных уровнях развития теории и вычислительной техники. Несмотря на это для наноэлектронных ИС он был бы идеальным подходом.

Второй подход тоже является достаточно детальным и в принципе возможен, так как он менее сложен по сравнению с первым. Автору, однако, не известны случаи его реального применения, за исключением простейших приборных структур.

Третий подход традиционно используется при описании современных ИС. В настоящее время нет оснований для сомнений в его возможной результативности при описании наноэлектронных ИС, хотя очевидно, что ситуация значительно усложнится. Это будет связано с очень сильно воз-

росшей степени взаимодействия между приборными структурами в схемах с уровнем интеграции ориентировочно выше 10^{10} элементов на кристалле.

Удачная аналогия здесь может быть проведена с мозгом человека [1]. В данном случае мозг (степень интеграции около 10^{10} нейронов) — аналог ИС, а нейрон — элементарная приборная структура. Известно, что между нейронами существуют многочисленные связи, по крайней мере типы и функции некоторых из них в настоящий момент времени не ясны. Однако почти не вызывает сомнения, что обработка информации мозгом ведется ансамблями, т. е. целыми группами нейронов, на основе статистических принципов (гипотеза "вероятностно-статистической организации мозга") [2, 3]. Значит, есть определенные основания считать, что и в нанoeлектронных ИС *сверхвысокой степени интеграции (более 10^{10} элементов на кристалле) рассматриваемый третий подход по-прежнему может быть применен*. Таким образом, мы пока научились более или менее удовлетворительно "собирать" ИС из относительно больших блоков (приборных структур). Поэтому главной *ближайшей стратегической целью является поиск более "гибких" блоков и создание более "гибких" программ их объединения по сравнению с существующими ИС*.

По изложенным причинам далее будут рассматриваться именно нанoeлектронные приборные структуры, представляющие в ближайшее время перспективу для построения ИС нанoeлектроники, а не наноструктуры. Поясним, почему мы разделяем эти два термина, хотя в специальной литературе достаточно часто встречается путаница в их использовании.

Во-первых, наноструктура — это, вообще говоря, не прибор. И здесь необходимо констатировать, что в настоящее время чаще исследуются именно наноструктуры, а не собственно нанoeлектронные приборы.

Во-вторых, в приборной структуре нанoeлектроники принципиально важно взаимодействие, как правило, классических областей и активной области (в данном случае наноструктуры), что может очень сильно повлиять на физику работы прибора. В более общем случае для приборной структуры важны взаимодействия из следующего набора, а именно: разнообразных объектов различной размерности (3D, 2D, 1D, 0D), из которых состоит элемент; взаимодействия с окружающей средой, включая другие приборные структуры ИС. Следовательно, в элементе, как правило, встречаются интерфейсные области, например, области перехода между 3D объектами и 2D объектами, как это имеет место в резонансно-туннельном диоде. Подчеркнем, что 3D области в ИС нанoeлектроники будут, по-видимому, встречаться обязательно, хотя бы вследствие необходимости "перехода" к нашему макроскопическому миру. Таким образом, имеет место процесс измерения в традиционном в кван-

товой механике смысле. Ясно, что отмеченные взаимодействия (измерения) могут очень сильно изменять и усложнять физику работы приборных структур по сравнению с входящими в них активными областями (наноструктурами).

В-третьих, будут ли должным образом функционировать многие наноструктуры, если их включить в ИС? Ответ на этот вопрос, очевидно, непрост. Так, показано, что далеко не все на настоящий момент времени обнаруженные эффекты в низкоразмерных системах, в частности в наноструктурах, могут найти применение в приборах [4, 5]. Следует, по-видимому, ожидать, что многие наноструктуры и эффекты в них в составе ИС будут оказывать "вредное" или паразитное влияние на функционирование ИС. Понятно, что их придется учитывать при разработке ИС нанoeлектроники.

Анализ литературы, прежде всего прогнозов большого числа групп различных специалистов в области электроники США, Японии, России, стран ЕС и других стран, приводит к выводу, что создание ИС новых поколений в ближайшие десятилетия будет происходить на основе кремниевых технологий, включая использование новых материалов, в том числе наноматериалов, путем дальнейшего уменьшения активных областей элементов при одновременном ограничении токов утечки, повышении плотности упаковки приборных структур, увеличения размеров пластины, модернизации схемотехнических и архитектурных подходов (например, переход на создание систем-на-пластине, трехмерная интеграция и др.). *Принципиально важным при этом будет улучшение (расширение возможностей, повышение адекватности, эффективности, надежности и др.) методов и средств автоматизированного проектирования и моделирования. Таким образом, развитие будет происходить, судя по всему, эволюционным (плавным) путем сначала к гибридной нанoeлектронике, а затем непосредственно к нанoeлектронике*.

На этом непростом пути основными, по-видимому, будут являться элементы из четырех типов приборных структур. Приведем следующее высказывание двух ведущих российских ученых в области микроэлектроники [6]: "Приборы нанoeлектроники — это, прежде всего, нанотранзисторы, т. е. транзисторы с классической МДП-структурой, но с длиной канала менее 100 нм, одноэлектронные приборы, туннельно-резонансные диоды и транзисторы". Автор разделяет эту точку зрения по поводу трех отмеченных важнейших типов приборных структур, однако считает необходимым сюда же добавить приборы на квантовых проволоках (четвертый тип). Несмотря на то, что приборы последнего типа наименее разработаны и исследованы, а их применение в ИС приведет к повышению требований к нанотехнологическим методам, в частности, к чистоте материалов, они перспективны для применения в ИС по следующим причинам.

Во-первых, они как бы являются закономерным продолжением миниатюризации межсоединений, контактных систем ИС на нанометровые размеры, а следовательно, отлично "вписываются" в планарную технологию изготовления ИС. Во-вторых, здесь хорошо просматривается аналогия с волноводами СВЧ-электроники. Это как бы естественное распространение СВЧ-электроники на нанoeлектронику. В-третьих, достижения последних лет по созданию приборных структур на квантовых проволоках, в частности углеродных нанотрубках, просто нельзя не отметить.

Итак, основными типами нанoeлектронных приборных структур для данной работы будут являться: 1) нанотранзисторы с МДП-структурой; 2) резонансно-туннельные структуры (диоды и транзисторы); 3) одноэлектронные структуры (транзисторы и многоостровковые структуры); 4) структуры на основе квантовых проволок.

Первое (ведущее) место нанотранзисторов с МДП-структурой в настоящее время фактически не вызывает сомнений [6—9]. Заметим, что физика их функционирования будет существенно отличаться от физики классического МДП-транзистора. Здесь значительное влияние будут оказывать квантовые эффекты. Отсюда и измененное название приборных структур. На второе место поставлены резонансно-туннельные структуры, так как на их основе уже созданы первые нанoeлектронные ИС, производимые серийно, правда, пока на соединениях типа $A^{III}B^V$ и невысокой степени интеграции [10]. Одноэлектронные структуры могут "возникнуть" в результате дальнейшей естественной миниатюризации традиционной флэш-памяти микроэлектроники. Кроме того, уже сейчас очевидно, что одноэлектронные приборные структуры могут быть в принципе уменьшены до атомных размеров! В связи с изложенным, несмотря на возможные серьезные проблемы, второй—четвертый типы, т. е. "чисто нанoeлектронные приборные структуры", по-видимому, найдут применение в сверхинтегрированных ИС, сначала, возможно, в ИС гибридной нанoeлектроники в функционально-интегрированных с МОП-транзисторами структурах. По-видимому, это наиболее реальное другое (по сравнению с нанотранзисторами с МДП-структурой) направление создания ИС новых поколений (степень интеграции 10^{10} элементов на кристалле и выше). Допустимо также создание (комбинированных) приборных структур, в которых будет наблюдаться комбинация квантовомеханических эффектов, а не один доминирующий (более глубокая функциональная интеграция!).

Здесь целесообразно вспомнить историю развития микроэлектроники. В результате конкурентной жесточайшей "борьбы", продолжающейся десятилетия, из множества приборных структур основными фактически остались две: МОП-транзистор и биполярный транзистор. Поэтому еще очень рано

говорить об основной приборной структуре нанoeлектроники. В настоящее время можно лишь утверждать, что в ИС новых поколений найдут полезное применение следующие квантовые эффекты, а именно: туннелирование (резонансное, последовательное, одноэлектронное и др.), размерное квантование, квантовая интерференция. Они попросту будут являться естественным результатом дальнейшей миниатюризации активных элементов. Скажем так, что влияние этих физических эффектов начнет быть существенным и ими уже нельзя будет пренебречь, как в приборных структурах микроэлектроники [11, 12]. По изложенным причинам в этой статье и будут рассмотрены основные квантовомеханические формализмы, которые целесообразно использовать при моделировании выделенных четырех типов приборных структур твердотельной нанoeлектроники.

Это не означает, что другие приборные структуры не представляют интереса. Отметим следующие направления в нанoeлектронике, которые могут привести к созданию высокоинтегрированных информационных систем: 1) схемы на сверхпроводниках, включая высокотемпературные; 2) спинтроники, 3) молекулярная нанoeлектроника.

В настоящее время большие надежды возлагаются на молекулярную нанoeлектронику [5, 8, 9]. Однако она, к сожалению, находится лишь в "зачаточном" состоянии, и тут предстоит разрешить очень много проблем. О том, что здесь, в принципе, может быть достигнут значительный успех, свидетельствуют такие информационные системы, как мозг человека [1]. Сверхсложной проблемой, по-видимому, будет разработка соответствующих технологий. *Промежуточным, возможно вынужденным, решением может стать, например, модернизация или модификация естественных биологических (в данном случае технологических) процессов, т. е. необходимо, по-видимому, использовать подход "от имеющегося", а не наоборот.* Данный подход, вообще говоря, не относится ни к методу "сверху—вниз", ни к методу "снизу—вверх", используемым и интенсивно развиваемым в настоящее время в нанотехнологии [5]. Здесь, очевидно, также непростой путь, включая преодоление очень серьезных морально-этических проблем. Таким примером может служить клонирование человека. Целесообразно задуматься и о возможности "слияния" технологий, т. е. какого-то объединения процессов типа "сверху—вниз" и "снизу—вверх" [13] или их комбинации.

Посмотрим на проблему с другой стороны. Уже сейчас ясно, что предельные минимальные размеры активных приборных структур в ИС будут определяться размерами атомов и молекул, а возможно — ядер и электрона. Поэтому поиск и создание новых приборных структур в нанoeлектронике, отличающихся от отмеченных и рассматриваемых далее, необходим. Существенные коррективы

в данный процесс может внести чрезвычайно бурное развитие новых методов нанотехнологии, создание новых наноматериалов [5, 14]. Несмотря на это автор надеется, что, по крайней мере, некоторые из отмеченных в цикле статей подходов, проблем и принципов будут также важны или встретятся и для возможных новых приборных структур нанoeлектроники.

Основные формализмы

Вернемся к сформулированному в [1] парадоксу. В его справедливости мы фактически убедились при рассмотрении моделей элементов микроэлектроники [11, 12]. Ситуация не изменяется и для приборных структур нанoeлектроники, что также не удивительно. В целом, это связано с тем, что чем меньше размеры структуры, тем меньше носителей определяют характер функционирования прибора. В то же время системы с меньшим числом частиц, как правило, менее устойчивы и более подвержены различным влияниям. Результатом является большая чувствительность процессов, протекающих в элементе, к различным воздействиям. Поэтому в физико-математической модели необходимо учитывать многие факторы и детали. Как итог, происходит усложнение модели, иногда существенное. При этом *становится фактически невозможным применение хорошо отработанных методов статистической физики, справедливых для большого числа частиц и эффективно использовавшихся ранее в рамках полуклассического подхода [11, 12]. Это и является одной из основных проблем, возникающих при моделировании многих нанoeлектронных приборных структур. В результате, как правило, необходимо применять в качестве базового один из следующих формализмов квантовомеханического подхода, а именно [15]: 1) волновых функций; 2) матриц плотности; 3) функций распределения Вигнера; 4) функций Грина; 5) фейнмановских интегралов по траекториям.*

Когда и какой формализм необходимо применять? Ответить на эти два вопроса очень непросто. Попытаемся это сделать в оставшейся части цикла статей.

Вопрос о необходимости использования квантовомеханического подхода вообще нами уже анализировался ранее и связывался с соизмеримостью характеристической длины прибора или размеров технологических неоднородностей $L_{\text{хар}}$ с длиной волны де Бройля λ_B [1, 11]. Это правильная в целом оценка, однако сделаем несколько замечаний.

Во-первых, при описании транспорта в очень малых полупроводниковых приборных структурах число параметров (физических оценочных параметров длины, времени, частоты, скорости и др.), которые являются важными характеристиками процессов, оказывающих влияние на их поведение, может

быть, по крайней мере, более 35 [16]. Причем в [16] приведен в общем-то далеко неполный перечень! Ясно, что использовать их все при оценке практически невозможно.

Во-вторых, в мезоскопических образцах, представляющих для нас бесспорный интерес, транспорт традиционно характеризуют следующими основными параметрами: длиной волны де Бройля электронов (на поверхности Ферми), длиной свободного пробега при упругом рассеянии (или время релаксации импульса), длиной фазовой когерентности.

В-третьих, хорошо известно, что основными характеристическими параметрами при описании квантового транспорта являются: длина волны де Бройля λ_B и длина фазовой когерентности λ_ϕ . Таким образом, рассматриваемый вопрос достаточно сложен и, вообще говоря, должен анализироваться в каждом конкретном случае приборной структуры и воздействий на нее. Поэтому сравнение $L_{\text{хар}}$ с λ_B , как одной из основных квантовых характеристик микрочастицы, должно рассматриваться лишь как определенный оценочный ориентир.

В настоящее время существует много разнообразных формализмов и методов квантовомеханического описания транспорта в твердых телах. Здесь рассмотрим лишь основные.

Формализм волновых функций. Наиболее полное описание состояния частицы (или системы) в квантовой механике, как известно, базируется на волновых функциях. Основное уравнение данного формализма — уравнение Шредингера, а именно [17, 18]:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(q, t)}{\partial t} = \hat{H} \Psi(q, t), \quad (1)$$

где $\hbar$ — постоянная Планка, деленная на 2π ; Ψ — волновая функция; $\hat{H}$ — оператор Гамильтона (гамильтониан); q — координаты точки пространства конфигураций; i — мнимая единица. Данное уравнение является одним из ключевых в квантовой механике и фактически постулируется. В случае необходимости учета спина оно соответствующим образом модифицируется [17, 18].

Как следует из (1), особая и, по существу, главная роль в квантовой механике (среди операторов) отводится гамильтониану, так как, задавая его, формулируются в математическом виде все особенности исследуемой системы. Поэтому составление данного оператора изучаемого объекта (системы) является, пожалуй, ключевой проблемой физико-математической постановки задачи. И это бесспорно при моделировании сложных объектов, в частности, приборных структур нанoeлектроники. В целом "успех решения задачи в смысле согласования выводов теории с опытом уже определяется тем, насколько основательно выбран гамильтониан (все ли важнейшие взаимодействия

учтены!)" [18]. К сожалению, это крайне тяжело сделать для приборов нанoeлектроники, так как все детали взаимодействий, очевидно, учесть не удастся. Последнее связано со следующими основными причинами: неполнотой экспериментальных данных об исследуемых приборных структурах и достаточно невысоким уровнем наших познаний в рассматриваемой области. Гамильтониан определяется двумя факторами: природой анализируемой системы и природой действующих на эту систему полей. Поэтому при моделировании нанoeлектронных приборных структур уравнение (1) должно быть дополнено уравнениями для микрополей, например уравнениями Лоренца, что еще больше усложняет модель. Другой комплекс важнейших проблем в процессе постановки задачи возникает при формулировке граничных условий.

Кроме шредингеровского представления, в котором вся информация о временном развитии системы перенесена на волновую функцию $\Psi(q, t)$, удовлетворяющую (1), иногда используются гейзенберговское представление и представление взаимодействия [17, 18]. Считается, что в большинстве случаев решить непосредственно уравнение Шредингера (1) легче, чем соответствующие матричные уравнения, например в гейзенберговском представлении. Это особенно важно при реализации моделей на вычислительной технике со средними возможностями, в частности, для таких сложных объектов, как нанoeлектронные приборы. Другие представления часто бывают удобны при поиске приближенного решения задачи. В целом же необходимо заметить, что данных три представления (метода) эквивалентны, хотя соответствующие волновые функции различаются.

Для нас также важно отметить, что аналогом шредингеровского представления операторов и волновых функций в классической механике является метод Гамильтона—Якоби. Подобные аналогии из классической механики имеются для всех других основных квантовомеханических формализмов [17, 18]. Именно это и является первопричиной подобия иерархии моделей квантовомеханического и полуклассического подходов [11].

К сожалению, для формализма волновых функций свойственен один недостаток. Для смешанных ансамблей, что характерно для приборных структур нанoeлектроники, находится набор волновых функций. Иногда это неудобно и может сводить на нет отмеченное преимущество данного формализма, например, в шредингеровском представлении, при построении экономичных квантовомеханических моделей. Поэтому более целесообразны в таких случаях для смешанных ансамблей могут быть другие формализмы.

Формализм матриц плотности. Статистический оператор (матрица плотности) $\hat{\rho}$ позволяет единообразно описывать как чистые, так и смешанные ансамбли, поэтому рассмотрение с его помощью

традиционно считается наиболее общей формой квантовомеханического описания системы [17]. Важно заметить, что для смешанных ансамблей отнюдь нет необходимости находить состояния составляющих их чистых ансамблей.

Основным уравнением формализма является уравнение Лиувилля—фон-Неймана [17, 18]:

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = -[\hat{H}, \hat{\rho}], \quad (2)$$

где $[\hat{H}, \hat{\rho}]$ — квантовая скобка Пуассона, а матрица плотности задается с помощью соотношения

$$\hat{\rho} = \sum_n |\Psi_n\rangle w_n \langle \Psi_n|, \quad (3)$$

причем

$$\sum_n w_n = 1.$$

Здесь $|\Psi_n\rangle$ — вектор n -состояния, w_n — вероятность этого состояния. Отметим, что уравнение Лиувилля—фон-Неймана является исходным и в другой концепции представления открытых систем на микроуровне [1], правда, в оснащенных гильбертовых пространствах. Так же, как и ранее, при моделировании элементов нанoeлектроники уравнение (2) необходимо дополнить уравнениями для микрополей.

С помощью статистического оператора можно описать движение микрочастицы, а также микро- и макроскопические системы и взаимодействие между ними. Последнее чрезвычайно важно для нанoeлектронных приборных структур, включающих, как уже отмечалось, классические области и наноструктуру (наноструктуры). Нетрудно также заметить подобие уравнения (2) с уравнением Лиувилля классической статистической физики. Более того, квантовое уравнение формально переходит в классическое в пределе $\hbar \rightarrow 0$, при достаточной гладкости потенциала и начальной матрицы плотности. В связи с этим небезосновательна точка зрения [19] о том, что квантовая механика — прямое обобщение классической статистической механики.

Одной из ключевых проблем при анализе открытых квантовых систем в рамках выбранного традиционного подхода [1] является редукция полной задачи для закрытой квантовой системы к описанию изучаемой и входящей в нее открытой системы. Согласно [19] "под открытой квантовой системой понимается система A с ограниченным числом степеней свободы f_A , взаимодействующая с другой системой B , имеющей неограниченное (или очень большое) число степеней свободы f_B ". Заметим, что данное определение не противоречит определению И. Пригожина, приведенному в [1], и с точ-

ки зрения автора лучше подходит для анализа приборных структур наноэлектроники.

В соответствии с приведенным определением гамильтониан всей (замкнутой) системы $(A + B)$ может быть представлен в виде [19]

$$\hat{H} = \hat{H}_A(x) + \hat{H}_B(Q) + \hat{W}_{AB}(x, Q), \quad (4)$$

где $\hat{H}_A(x)$ — гамильтониан изолированной системы A ; $\hat{H}_B(Q)$ — гамильтониан изолированной системы B ; $\hat{W}_{AB}(x, Q)$ — оператор энергии взаимодействия систем A и B ; x — координаты системы A ; Q — координаты системы B .

Если $\hat{\rho}_{AB}(t)$ — статистический оператор всей системы, то необходимо решить уравнение (2) в виде

$$\partial \hat{\rho}_{AB} / \partial t = -[\hat{H}, \hat{\rho}_{AB}], \quad (5)$$

где $\hat{H}$ задается (4). Для нас же больший интерес представляет поведение исследуемой малой открытой системы A (приборной структуры). Статистический оператор данной системы $\hat{\rho}_A(t)$ выражается с помощью соотношения [19]

$$\hat{\rho}_A(t) = \text{Tr}_B \hat{\rho}_{AB}(t), \quad (6)$$

где Tr_B — след, который берется только по переменным системы B . К сожалению, получить точное уравнение для $\hat{\rho}_A(t)$ практически невозможно [19].

Таким образом, мы приходим к двум важным и неутешительным выводам о том, что *сформулировать строгий гамильтониан, а также построить соответствующее уравнение для матрицы плотности наноэлектронной приборной структуры, как открытой системы, фактически не представляется возможным! Это и является двумя "стартовыми" проблемами моделирования элементов наноэлектронных ИС. Поэтому единственный выход из создавшейся ситуации — вывод приближенных уравнений. Это и является "стратегической линией" при разработке моделей приборов и элементов наноэлектроники. Следовательно, как и для полуклассического подхода [11], после "первого шага" введение дополнительных допущений фактически обязательно и для квантовомеханического подхода.*

При построении уравнения для статистического оператора можно выделить ряд важных случаев (приближений) [19, 20]:

- система A практически не влияет на большую систему B ;
- систему B можно описать с использованием методов классической статистической физики;

- малая микроскопическая система A управляет большой макроскопической системой B .

Все три случая представляют существенный интерес при рассмотрении приборов и элементов ИС наноэлектроники. В настоящее время для приборных структур обычно исследуется первый случай, хотя и являющийся серьезным упрощением проблемы, однако для него удается получить практически важные результаты, в частности, рассчитать вольт-амперные характеристики и другие электрические параметры приборов. В результате исходное уравнение (5) может быть сведено к гораздо более простому "управляющему уравнению" (система B управляет A), что чрезвычайно важно при построении модели.

Рассмотренное уравнение для матрицы плотности (5) приведено в шредингеровском представлении. Иногда удобным бывает использование соответствующих уравнений в гейзенберговском представлении и представлении взаимодействия. В гейзенберговском представлении матрица плотности не зависит от времени, и поэтому необходимо исследовать эволюцию других операторов. В случае, когда гамильтониан может быть разбит на две части

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{W} \quad (7)$$

(где $\hat{H}_0$ — гамильтониан более простой системы

или системы в отсутствии возмущения; $\hat{W}$ — оператор энергии возмущения), удобным бывает представление взаимодействия. Уравнение Лиувилля—фон-Неймана в этом представлении упрощается, так как в скобки Пуассона войдет только $\hat{W}$, что часто более удобно при получении упрощенных уравнений.

Дальнейшее упрощение уравнений может быть осуществлено путем перехода к одночастичным матрицам плотности. Для этого часто эффективным бывает метод вторичного квантования [17, 18], который применяется при решении задач для ансамблей одинаковых частиц, а также с переменным их числом. К сожалению, аналогично полуклассическому случаю [11], при переходе к одночастичным матрицам плотности выводится иерархия уравнений, в которой в уравнении для одночастичной матрицы плотности входит двухчастичная матрица плотности и т. д. При получении упрощенных уравнений приходится также вводить условия ослабления корреляций и другие [20, 21] для того, чтобы оборвать цепочку уравнений. В целом схема метода Боголюбова вывода квантовых кинетических уравнений остается без изменений [20].

Таким образом, *при использовании формализма матриц плотности при выводе квантовых кинетических уравнений возникают подобные полуклассическому случаю проблемы [11], поэтому принципы и ме-*

тоды их разрешения схожи. Это значительно упрощает непростую задачу рассмотрения проблем и принципов моделирования приборов наноэлектроники несмотря на относительно невысокий уровень развития данной сложнейшей области.

Формализм квантовых функций распределения.

В квантовых теориях систем, включая открытые, часто еще более удобным является другое описание на основе квантовых функций распределения или функций Вигнера [20, 22]. Во многом это связано с определенным соответствием, в данном случае с классическим описанием на основе функций распределения [11].

Пусть для системы, состоящей из N частиц, матрица плотности в координатном представлении обозначается $\rho_N(q', q'', t)$, где $q = (\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N)$; $\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N$ — координаты соответствующих частиц. Функция Вигнера в данном случае — матрица плотности в смешанном представлении координат и импульсов, а именно [20, 22]:

$$f_N(q, p, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3N}} \int \rho_N\left(q + \frac{1}{2}\hbar\gamma, q - \frac{1}{2}\hbar\gamma, t\right) \times \exp(-i\gamma p) d\gamma, \quad (8)$$

где q, p — $3N$ -мерные векторы; $p = (\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N)$; $\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N$ — импульсы соответствующих частиц. Следовательно, функция Вигнера связана с матрицей плотности в координатном представлении. Так как функция Вигнера может принимать отрицательные значения, то не является функцией распределения в традиционном смысле, используемом в классической статистической физике. Тем не менее, после интегрирования по координатам или по импульсам получаются положительно определенные функции распределения по импульсам или по координатам, имеющие ясный физический смысл.

Используя непосредственно уравнение для матрицы плотности в координатном представлении в качестве исходного, с помощью (8) можно легко получить уравнение для функции Вигнера [22]:

$$\frac{\partial f_N(q, p, t)}{\partial t} = \frac{i}{\hbar(2\pi)^{6N}} \int \left[H\left(q' - \frac{1}{2}\hbar\gamma, p' + \frac{1}{2}\hbar\tau\right) - H\left(q' + \frac{1}{2}\hbar\gamma, p' - \frac{1}{2}\hbar\tau\right) \right] f_N(q', p', t) \times \exp[i(p' - p)\tau + i(q' - q)\gamma] d\tau d\gamma dq' dp', \quad (9)$$

где $H(p, q)$ — функция Гамильтона. Подчеркнем, что уравнение (9) уже не содержит операторов, в отличие от исходного уравнения для матрицы плотности (2), однако, к сожалению, является интегродифференциальным. Предельный переход от данного уравнения к классическому осуществляется путем разложения подынтегрального выражения по степеням $\hbar$. В результате в первом приближении получается классическое уравнение для

многочастичной функции распределения, совпадающее с уравнением Лиувилля [22].

Подобно, как и ранее для матрицы плотности, кардинальное упрощение квантового уравнения (9) может быть осуществлено путем перехода к одночастичным функциям Вигнера и введения предположений для обрыва цепочки уравнений [20, 22]. В итоге выводится квантовое кинетическое уравнение, которое в пределе при $\hbar \rightarrow 0$ переходит в кинетическое уравнение Больцмана.

В связи с изложенным выше функция Вигнера небезосновательно называется формальным аналогом классической функции распределения и рассматривается как обобщение последней на квантовый случай [20]. Тем самым устанавливается еще более тесная связь между квантовой механикой и классической статистической физикой, лежащей в основе полуклассического подхода. В целом описанный формализм считается одним из наиболее удобных для построения квантовых теорий открытых систем [22], к которым мы отнесли приборные структуры микро- и наноэлектроники [1].

Таким образом, *квантовомеханический подход, основанный на формализме функций Вигнера, может рассматриваться как прямое расширение полуклассического подхода на случаи необходимости учета квантовых эффектов в приборных структурах. Поэтому при описании приборов и элементов микро- и наноэлектроники используется, строго говоря, квантовомеханический подход в сочетании с различными предположениями (огрублениями по пространству, времени и др.). Наиболее кардинальные, общепринятые приближения и приводят к полуклассическому подходу. Следовательно, может быть построена единая иерархия моделей квантовомеханического подхода, включающая и рассмотренные модели полуклассического подхода [11].*

Формализм функций Грина. В упрощенных теориях квантового транспорта при сокращенном описании систем удобным является и еще один формализм — формализм функций Грина [21, 23]. И в этом случае матрица плотности (функция Вигнера) в координатном представлении имеет непосредственную связь с функциями Грина. Важно отметить, что знание данных функций достаточно для решения задач квантового транспорта.

Вывод кинетических уравнений для функций Грина, к сожалению, сложен. Это связано со следующими причинами:

- функции Грина, используемые на практике, — это обычно одночастичные функции, а следовательно, учесть строго влияние других объектов системы практически невозможно;
- число необходимых при рассмотрении задачи различных, хотя и зависимых, функций для неравновесных явлений может быть равным шести, в том числе две традиционные — запаздывающая и опережающая функции Грина;

- в получаемом упрощенном уравнении (уравнениях) типа Дайсона [23] и других для функции (функций) Грина появляются собственно энергетические части, которые учитывают взаимодействие единственной частицы с ее окружением многочастичной системы, предысторию частицы и должны быть получены с помощью дополнительных соотношений.

Последняя ситуация подобна ситуации, возникающей и рассмотренной в рамках полуклассического подхода [11] (в частности, в кинетическое уравнение Больцмана в интеграл столкновений входят скорости рассеяния, для которых необходимо получить соответствующие соотношения). Данный формализм достаточно часто и успешно применяется при описании квантового транспорта в твердом теле при анализе различных частных случаев. К сожалению, с усложнением задачи при его использовании затраты вычислительных ресурсов становятся очень значительными даже для высокопроизводительных систем.

Фейнмановские интегралы по траекториям (путям). Кроме традиционной формальной схемы квантовой механики, основанной на уравнении Шредингера, для описания открытых систем иногда используется фейнмановская формулировка квантовой механики [18, 24]. В данном случае вместо гамильтонова формализма в качестве исходного применяется лагранжев метод. Здесь основным объектом — пропагатор, который позволяет связать волновую функцию $\Psi(q, t)$ с ее начальным значением $\Psi(q_0, t_0)$. Его знания также достаточно для описания квантовой системы. Достоинствами данного формализма считаются его физическая наглядность и более тесная связь с классической физикой.

К сожалению, данный формализм в общем случае является неудобным и достаточно громоздким в математическом плане. По крайней мере в его рамках сложно учитывать влияние зонной структуры [25], поэтому небезосновательно считается, что *для практических целей более удобно использовать непосредственно уравнение Шредингера с эффективным комплексным гамильтонианом*, так как математический аппарат рассматриваемого формализма может быть сведен именно к этому случаю [26]. С помощью данного подхода могут быть также получены уравнения для редуцированных матриц плотности открытых систем [26].

В целом этот формализм является одним из интересных, перспективных подходов получения упрощенных уравнений для описания квантового транспорта в открытых системах несмотря на относительно слабую степень его разработанности на настоящий момент времени.

Таким образом, рассмотренные формализмы эквивалентны. В чем же тогда смысл применения того или иного формализма? Можно назвать, по крайней

мере, четыре часто встречающиеся причины использования конкретного формализма, а именно:

- удобнее постановка задачи;
- проще редуцирование к описанию непосредственно исследуемой системы;
- легче получить решение задачи;
- удобнее интерпретация полученных результатов.

Например, как уже отмечалось, важное преимущество формализма функций Вигнера — возможность естественного вывода упрощенных квантовых кинетических уравнений, часто используемых на практике при моделировании наноэлектронных приборных структур.

Общие замечания

Проведенный анализ показывает, что многие утверждения, касающиеся проблем и принципов моделирования приборных структур микроэлектроники и рассмотренные ранее [11, 12], будут полезны и здесь. Так, можно также выделить четыре комплекса проблем: физические, математические, разработки программного обеспечения; определяемые вычислительной техникой, оборудованием, идентификацией параметров моделей и заданием исходных данных. Принципиально важной является АР-проблема [12], связанная с главной проблемой моделирования — неполнотой описания модели [1]. Бесспорно, важны и многие рассмотренные в [11, 12] проблемы: граничных условий, оценки адекватности модели, электрофизических параметров и др. Следует сразу же отметить, что данные проблемы при моделировании приборных структур наноэлектроники, как правило, еще сложнее.

Сначала рассмотрим лишь наиболее "острые" проблемы в целом. При постановке задачи возникает сразу несколько серьезных проблем, отмеченных ранее, а именно: запись гамильтониана; получение системы уравнений; формулировка граничных условий. Уже подчеркивалось, что запись точного гамильтониана для приборной структуры как открытой системы фактически невозможна, а следовательно, строгая система уравнений также не может быть получена. Более того, даже если бы это было достижимо, то учесть всю гамму важных факторов при моделировании конкретного элемента практически не представляется возможным. Это связано с тем, что здесь на поведение прибора могут оказывать существенное влияние разного рода флуктуации, а именно: в распределении отдельных ионов примеси внутри структуры; отдельных зарядов на поверхности раздела и др. К сожалению, влияние флуктуаций на поведение приборных структур наноэлектроники практически не исследовано. Поэтому зачастую мы в определенном смысле моделируем усредненную (в статистическом смысле!) приборную структуру. Таким образом, хотя мы вроде бы отказались от классической статистической

физики, она к нам "навязчиво приходит" с другой стороны. К этой проблеме в задании исходных данных можно добавить очень существенную в рассматриваемом случае проблему задания электрофизических параметров, которая, к сожалению, также часто игнорируется. Известно, что при моделировании элементов нанoeлектроники электрофизические параметры, как правило, задаются соответствующими объемными материалами. Это, мягко говоря, проблематично, так как хорошо известно, что электрические, магнитные и другие свойства наноструктурных материалов, к которым можно отнести изучаемые нами объекты, часто существенно изменяются [5, 14]. Для смягчения этой проблемы необходимо детальное моделирование электрофизических свойств структуры элементов нанoeлектроники. Идеальным, вообще говоря, было бы совместное моделирование электрофизических и электрических параметров и характеристик приборных структур. Проводимые исследования в этом направлении, однако, явно недостаточны. *В итоге можно прийти к не очень утешительному выводу: при моделировании приборных структур нанoeлектроники в настоящее время многие результаты должны рассматриваться лишь как весьма приближенные или качественные, особенно по внутренним переменным, хотя бы вследствие отмеченных неопределенностей.*

Некоторые основные направления разрешения ключевых проблем уже отмечались. Заметим, что многие принципы и пути разрешения указанных проблем будут, по крайней мере, схожи со случаем моделирования приборных структур микроэлектроники, а в ряде ситуаций просто остаются в силе. К сожалению, модели приборных структур нанoeлектроники менее разработаны, поэтому не всегда на настоящий момент времени можно подтвердить сказанное. Уверенность в этом часто вселяет подобие моделей полуклассического и квантово-механического подходов, т. е. фактически первопричина данного утверждения. Например, оказывается, что наиболее удачно АР-проблема и для приборных структур нанoeлектроники часто разрешается с помощью комбинированных моделей. Применение указанных в [1] методов синтеза также приводит ко всему разнообразию известных моделей элементов нанoeлектроники физического типа. *Вследствие принципиальной необходимости получения приближенных уравнений и здесь полезно понятие грубости модели [12]. Первые и важнейшие действия при построении таких моделей, как правило, — использование свойств симметрии и размерности изучаемой системы.*

В следующей статье будут более детально рассмотрены проблемы и принципы физики и моделирования элементов нанoeлектроники на примере резонансно-туннельных приборных структур.

Список литературы

1. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и нанoeлектроники. Часть I. Основные положения // Нано- и микросистемная техника. 2006. № 8. С. 34—37.
2. **Владимирский Б. М., Чораян О. Г.** Нейрокибернетика в начале нового века // Нейрокомпьютеры: разработка, применение. 2002. № 7—8. С. 4—14.
3. **Кирой В. Н., Сухов А. Г.** Что и как вычисляет мозг — взгляд нейрофизиологов // Нейрокомпьютеры: разработка, применение. 2002. № 7—8. С. 82—96.
4. **Kelly M. J.** The poor prospects for one-dimensional devices // Int. J. Electronics. 1993. V. 75. N 1. P. 27—40.
5. **Нанотехнология** в ближайшем десятилетии. Прогноз направления исследований / Под ред. М. К. Роко, Р. С. Уильямса, П. Аливисатоса. М.: Мир, 2002. 292 с.
6. **Валиев К., Орликовский А.** Новое поколение элементной базы микроэлектроники: Кремниевый нанотранзистор сохраняет свои позиции // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. 2000. № 4. С. 46—49.
7. **International Technology Roadmap for Semiconductors:** 1999 edition. Austin, TX: International SEMATECH, 1999; 2001 edition, 2002 update; 2003 edition, 2004 edition; 2005 edition.
8. **Technology Roadmap for Nanoelectronics** / Ed. by R. Compañó, L. Molenkamp, D. J. Paul. EC IST programme Future and Emerging Technologies. 1999. 81 p.
9. **Technology Roadmap for Nanoelectronics** / Ed. by R. Compañó. EC IST programme Future and Emerging Technologies, Second Edition, 2000. 104 p.
10. **Resonant-tunneling** mixed-signal circuit technology / A. Sea-baugh, B. Brar, T. Broekaert, F. Morris, P. van der Wagt, G. Frazier // Solid-State Electron. 1999. V. 43. P. 1355—1365.
11. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и нанoeлектроники. Часть II. Модели полуклассического подхода // Нано- и микросистемная техника. 2006. № 9. С. 26—36.
12. **Абрамов И. И.** Проблемы и принципы физики и моделирования приборных структур микро- и нанoeлектроники. Часть III. Численное моделирование в рамках полуклассического подхода // Нано- и микросистемная техника. 2006. № 1. С. 36—46.
13. **Кобаяси Н.** Введение в нанотехнологию. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2005. 134 с.
14. **Наноматериалы** и нанотехнологии / Ж. И. Алферов, А. Л. Асеев, С. В. Гапонов, П. С. Копьев, В. И. Панов, Э. А. Полторацкий, Н. Н. Сибельдин, Р. А. Сулис // Микросистемная техника. 2003. № 8. С. 3—13.
15. **Абрамов И. И.** Моделирование физических процессов в элементах кремниевых интегральных микросхем. Мн.: БГУ, 1999. 189 с.
16. **Barker J. R., Ferry D. K.** On the physics and modeling of small semiconductor devices // Solid-State Electron. 1980. V. 23. N 6. P. 519—549.
17. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Квантовая механика. Нерелятивистская теория: Учебн. пос. М.: Наука, 1974. 752 с.
18. **Блохинцев Д. И.** Основы квантовой механики: Учебн. пос. М.: Наука, 1976. 664 с.
19. **Блохинцев Д. И.** Квантовая механика: Лекции по избран- ным вопросам: Учебн. пос. М.: Атомиздат, 1981. 96 с.
20. **Гуров К. П.** Основания кинетической теории (метод Боголюбова). М.: Наука, 1966. 352 с.
21. **Ахиезер А. И., Пелетминский С. В.** Методы статистиче- ской физики. М.: Наука, 1977. 368 с.
22. **Климонтович Ю. Л.** Статистическая теория открытых систем. Т. 3. Физика квантовых открытых систем. М.: Янус — К, 2001. 508 с.
23. **Займан Дж.** Современная квантовая теория. М.: Мир, 1971. 288 с.
24. **Фейнман Р., Хибс А.** Квантовая механика и интегралы по траекториям. М.: Мир, 1968. 383 с.
25. **Quantum Transport in Semiconductors** / Ed. by D. K. Ferry, C. Jacoboni. New York, London: Plenum Press, 1992. 292 p.
26. **Менский М. Б.** Квантовые измерения и декогеренция. М.: Физматлит, 2001. 232 с.

С. В. Баринов,
Л. А. Гладков, канд. техн. наук, доц.,
 Таганрогский государственный радиотехнический
 университет
 barinov@hi-net.ru; leo@tsure.ru

КОМПОНОВКА МЭС НА ОСНОВЕ МНОГОУРОВНЕВОГО ПОДХОДА

Рассмотрена проблема компоновки МЭС на основе многоуровневого подхода. Предложен новый метод решения задачи компоновки МЭС на основе многоуровневого алгоритма. Разработана адекватная математическая модель, проведен анализ алгоритма и полученной структуры данных.

Компоновкой коммутационной схемы на конструктивно законченные части называется процесс распределения элементов низшего конструктивного уровня в высший в соответствии с заданными критериями [1]. Такими критериями могут быть: число конструктивно законченных блоков, длина задержки сигнала, число соединений между конструктивными блоками, число связей внутри блоков, функциональная полнота блоков. Наиболее распространенным критерием компоновки является число межмодульных связей. Оптимизация этого критерия обеспечивает упрощение конструкции, повышение надежности и т. д.

При решении задачи компоновки блоков электронно-вычислительной аппаратуры (ЭВА) информация о свойствах элементов, метрических и топологических характеристиках связей, как правило, не используется. В качестве математической модели для решения задачи компоновки обычно применяются графы и гиперграфы. Графовая модель более проста, однако может не вполне адекватно отражать топологические свойства моделируемого объекта. Наиболее адекватной моделью схемы для задач компоновки является гиперграф.

Под *гиперграфом* понимается некий набор $R = \{R_j | j = 1, \dots, m\}$ n -местных отношений на множестве $X = \{X_i | i = 1, \dots, n\}$, обладающих свойствами коммутативности, транзитивности и рефлексивности [2].

При представлении схемы гиперграфом, как правило, вершинам (множество X) ставятся в соответствие элементы схемы, а ребрам (множество U) — межэлементные соединения. Тогда задачу компоновки можно рассматривать как задачу разбиения гиперграфа $H(X, U)$ на K подмножеств $H_l(X, U)$, где $l = 1, \dots, K$. Семейство подмножеств (частей) $B(H)$ называется разбиением гиперграфа $H(X, U)$, если

$$\forall H_l \in B(H) (H_l \neq \emptyset);$$

$$\forall H_l, H_p \in B(H) ((X_l \cap X_p = \emptyset) \& (U_l \cup U_p = U_{l,p})),$$

то выполняется условие

$$\bigcup_{l=1}^K H_l = H,$$

где $U_{l,p}$ — множество ребер, попадающих в разрез между кусками H_l и H_p .

Число вершин в каждом куске $H_l(X, U)$ ограничено следующим неравенством:

$$\frac{\omega(H)}{cK} \leq \omega(H_l) \leq \frac{c\omega(H)}{K},$$

где $\omega(H)$ — суммарный вес всех вершин исходного гиперграфа; $\omega(H_l)$ — вес некоторой части; c — коэффициент отклонения веса, задаваемый пользователем, такой что $1 \leq c \leq 2$.

В качестве критерия качества компоновки используем число межмодульных соединений. Следовательно, разбиение будет оптимальным при выполнении следующего условия:

$$\forall H_l \in B(H) \left| \bigcup_{l,p=1}^K U_{l,p} \right| = \min.$$

Оптимальное решение задачи компоновки может быть получено только на основе полного перебора (что невозможно при решении практических задач большой размерности). Возможно также использование методов сокращенного перебора (метод ветвей и границ) или различных эвристик, что не гарантирует получения оптимального результата.

В связи с этим разработка новых алгоритмов и эвристик, позволяющих получать близкие к оптимальным решения за приемлемое время, является актуальной.

В данной статье предлагается новый многоуровневый подход к решению задачи компоновки. Ключевая идея такого алгоритма заключается в следующем. На первом этапе размерность задачи уменьшается путем свертки гиперграфа, моделирующего схему, до нескольких десятков вершин. Затем полученный гиперграф разбивается. Здесь применяется последовательный алгоритм, позволяющий найти начальное решение за небольшой интервал времени. После того как начальное решение найдено, гиперграф разворачивается и для улучшения начального решения применяется предложенная эвристика на основе "жадной" стратегии.

Рассмотрим решение задачи компоновки с помощью многоуровневого подхода. Пусть имеется гиперграф, содержащий 50 вершин и 21 ребро (рис. 1).

В табл. 1 представлен список связности гиперграфа, где U_i — ребра гиперграфа, x_i — вершины гиперграфа, $\omega(x)$ — вес вершины x_i (в данном примере — случайные числа), $\omega(U)$ — суммарный вес гиперребра.

Суммарный вес всех вершин гиперграфа составляет 2632. Необходимо разбить гиперграф на три части. Зададим коэффициент отклонения веса

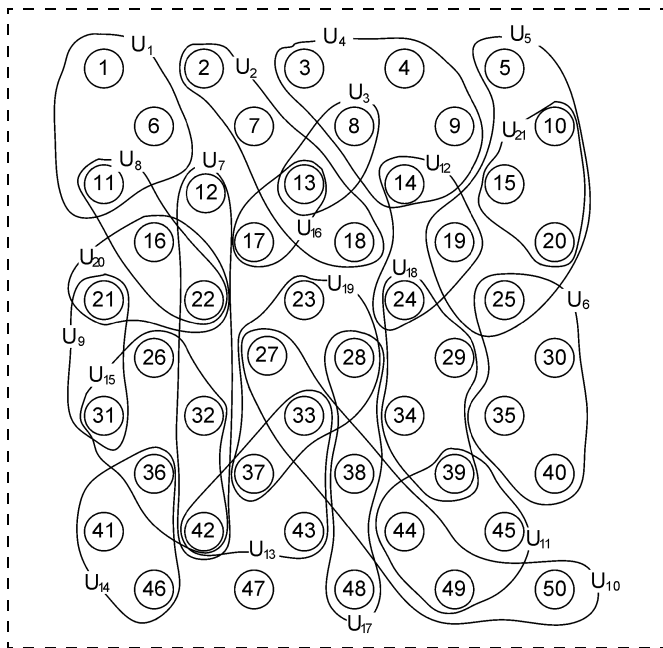


Рис. 1. Исходный гиперграф

с равным 1,2. Тогда весовое ограничение на размер каждого блока разбиения составляет

$$\frac{2632}{1,2 \cdot 3} \leq \omega(H_l) \leq \frac{1,2 \cdot 2632}{3};$$

$$731,1 \leq \omega(H_l) \leq 1052,8.$$

Свертка

На первом этапе размерность задачи уменьшается методом последовательной свертки. Это основной этап работы многоуровневого алгоритма, поскольку от того, каким образом происходит свертка графа, моделирующего схему, зависит качество решения и время работы алгоритма.

Существует два требования к методам свертки гиперграфа:

- любое разбиение свернутого гиперграфа должно легко преобразовываться в разбиение на следующем уровне дерева свертки;
- число разрезанных гиперребер на следующем уровне свертки должно быть не больше числа разрезов на предыдущем уровне [4].

Авторами предложен модифицированный алгоритм гиперреберной свертки. Необходимость такой модификации вызвана тем, что число уровней дерева свертки в большинстве случаев оказывается достаточно большим. Это сказывается на времени работы алгоритма.

Предложенный метод заключается в следующем. Вначале все гиперребра сортируются по возрастанию числа инцидентных вершин, при равном значении этого показателя — по убыванию суммарного веса инцидентных вершин. Затем выбирается гиперребро и из всех инцидентных ему вершин формируется новое подмножество. Сформированное подмножество рассматривается как элемент нового множества вершин, по отношению к

Таблица 1

Список связанности гиперграфа

Ребро/вес ребра	Вершина/вес вершины			$\omega(U)$	Ребро/вес ребра	Вершина/вес вершины			$\omega(U)$
U_1 $\omega(x)$	x_1 8	x_6 256	x_{11} 8	272	U_{12} $\omega(x)$	x_{14} 4	x_{24} 4	x_{19} 16	24
U_2 $\omega(x)$	x_2 32	x_7 64	x_{18} 16	144	U_{13} $\omega(x)$	x_{33} 8	x_{37} 16	x_{42} 32	72
U_3 $\omega(x)$	x_8 32	x_{13} 32		64	U_{14} $\omega(x)$	x_{36} 16	x_{41} 32	x_{46} 128	176
U_4 $\omega(x)$	x_3 16	x_4 4	x_8 32	72	U_{15} $\omega(x)$	x_{31} 32	x_{26} 16	x_{32} 8	104
U_5 $\omega(x)$	x_5 128	x_{10} 128	x_{15} 32	352	U_{16} $\omega(x)$	x_{13} 32	x_{17} 64		96
U_6 $\omega(x)$	x_{25} 16	x_{30} 32	x_{35} 64	116	U_{17} $\omega(x)$	x_{28} 32	x_{38} 128	x_{48} 256	416
U_7 $\omega(x)$	x_{12} 16	x_{22} 64	x_{32} 8	120	U_{18} $\omega(x)$	x_{24} 4	x_{34} 4	x_{29} 64	76
U_8 $\omega(x)$	x_{11} 8	x_{16} 32	x_{22} 64	104	U_{19} $\omega(x)$	x_{23} 4	x_{27} 16	x_{28} 32	76
U_9 $\omega(x)$	x_{21} 128	x_{31} 32		160	U_{20} $\omega(x)$	x_{21} 128	x_{16} 32	x_{22} 64	224
U_{10} $\omega(x)$	x_{27} 16	x_{33} 8	x_{38} 128	208	U_{21} $\omega(x)$	x_{10} 128	x_{15} 32	x_{20} 32	192
U_{11} $\omega(x)$	x_{39} 4	x_{44} 8	x_{45} 4	48	$\omega(x_{47})$				512

которому процедура свертки повторяется на следующем этапе. Включение в состав формируемого подмножества элементов или частей других подмножеств невозможно. Если X_1 и X_2 — подмножества, сформированные к некоторому шагу свертки, то возможно получение нового подмножества $Z = \{X_1, X_2\}$ и невозможно $Z = \{X'_1, X'_2\}$, в котором $X'_1 \subset X_1$ и $X'_2 \subseteq X_2$ или $X'_1 \subseteq X_1$ и $X'_2 \subset X_2$. Когда все

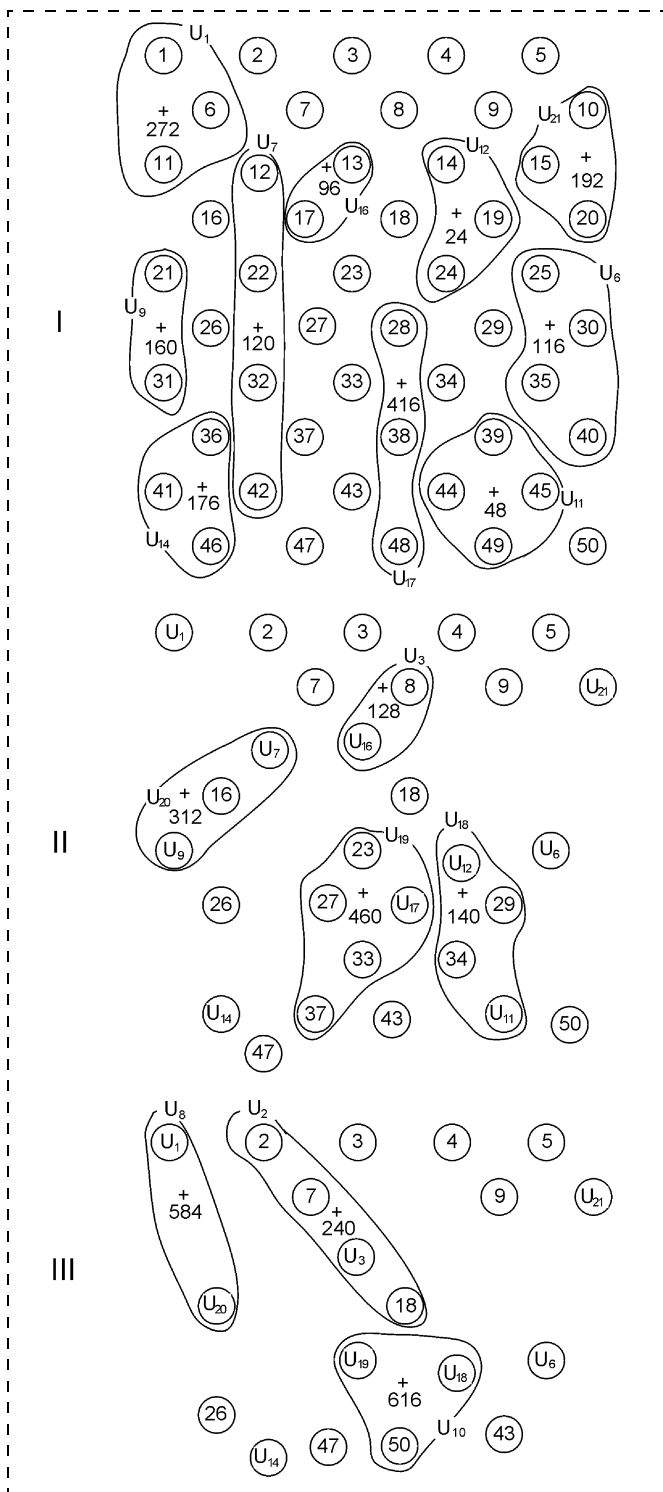


Рис. 2. Процесс свертки

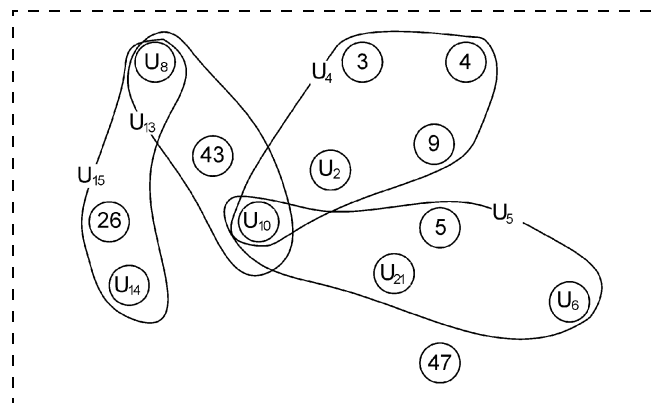


Рис. 3. Результат свертки

гиперребра просмотрены, то текущий уровень дерева свертки сформирован. Процесс продолжается до тех пор, пока не выполнен критерий останова, задаваемый пользователем.

Согласно алгоритму свертки, первоначально все гиперребра в рассматриваемом примере сортируются по возрастанию числа инцидентных вершин, при равном значении этого показателя — по убыванию суммарного веса инцидентных вершин. После сортировки получим следующий порядок гиперребер:

$$\Gamma X = \{U_9, U_{16}, U_3, U_{17}, U_1, U_{20}, U_{21}, U_{14}, U_8, U_{12}, U_2, U_7, U_6, U_{18}, U_{13}, U_{11}, U_{15}, U_{19}, U_4, U_5, U_{10}\}.$$

На рис. 2 представлен процесс свертки. Для наглядности те гиперребра, которые не участвуют в процессе свертки, на рисунке не показаны.

Для выполнения критерия останова ($c = 1, 2$) потребовалось три уровня дерева свертки. В результате получаем гиперграф, показанный на рис. 3.

Дальнейшая свертка невозможна по причине нарушения весового ограничения.

Начальное разбиение

На втором этапе проводится разрезание свернутого графа, улучшающее используемый критерий и удовлетворяющее поставленным ограничениям. Поскольку на данном шаге гиперграф содержит небольшое число вершин, то нахождение оптимального решения происходит очень быстро. Кроме того, на этой стадии необязательно получить оптимальный вариант, поскольку он будет модифицироваться в процессе развертки с помощью улучшающих эвристик.

Алгоритм формирования одного подмножества разбиения.

1. Включаем в формируемое множество X_l некоторую вершину $x_q : X_l = \{x_q\}$.

2. Определяем число ребер s_0 , соединяющих x_q с $X \setminus x_q : U' = \Gamma x_q, s_0 = |U'|$.

3. Находим множество вершин X_k кандидатов на включение в $X_l : X_k = \Gamma U' \setminus x_q$, где $\Gamma U' = \bigcup_{u_j \in U'} \Gamma u_j$.

4. Для каждой вершины $x_i \in X_k$ определяем множество инцидентных ей ребер U_i , подмножество $U_i^p \subset U_i$ ребер, приходящих в разрез, и подсчитываем показатель Δs_i . Для этого:

$$4.1. U_i = \Gamma x_i, \Delta s_i^- = 0, \Delta s_i^+ = 0.$$

4.2. Для $\forall u_j \in U_i$ выполняем:

4.2.1. Находим множество вершин X_j , входящих в ребро $u_j: X_j = \Gamma u_j$.

4.2.2. Если истинно выражение $(\forall (x_k \neq x_i) \in X_j) (x_k \in X_l)$, то ребро уходит из разреза: $\Delta s_i^- = \Delta s_i^- + 1$, переход к п. 4.2. Иначе ребро u находится в разрезе, переход к п. 4.2.3.

4.2.3. Если истинно выражение $(\forall (x_k \neq x_i) \in X_j) (x_k \notin X_l)$, то ребро u_j приходит в разрез при включении x_i в X_l . Добавляем ребро u_j в множество U_i^p и увеличиваем счетчик Δs_i^+ : $\Delta s_i^+ = \Delta s_i^+ + 1$. Переход к п. 4.2. Если выражение ложно, то переходим к п. 4.2. и анализируем следующее ребро.

4.3. Определяем $\Delta s_i = \Delta s_i^- + \Delta s_i^+$ и заносим это значение в массив ΔS .

5. Находим вершину $x_t \in X_k$, для которой Δs минимально:

$$\Delta s_t = \min\{\Delta s_i \in \Delta S\}, \quad x_t \leftrightarrow \Delta s_t.$$

6. Подсчитываем число ребер S_0 , соединяющих множества X_l и $X \setminus X_l$ после включения x_t в X_l :

$$S_0 = S_0 + \Delta s_t.$$

7. Проверяем ограничение:

$$\frac{\omega(X)}{cK} \leq \omega(X_l) \leq \frac{c\omega(X)}{K},$$

где $\omega(X)$ — суммарный вес всех вершин (элементов схемы); K — число частей разбиения; c — коэффициент отклонения веса, задаваемый пользователем, такой что $c \geq 1$. Если условие выполняется, то переходим к п. 11, иначе — к п. 8.

8. Включаем вершину x_t в множество X_l и исключаем ее из X_k .

9. Определяем множество вершин, входящих в множество ребер U_i^p :

$$X_t^p = \bigcup_{u_j \in U_i^p} \Gamma u_j \setminus x_t.$$

10. Корректируем множество вершин кандидатов X_k :

$$X_k = \{X_k \cup X_t^p\}$$

и переходим к п. 4.

11. Формирование X_l закончено.

12. Конец работы алгоритма.

Здесь используется последовательный (конструктивный) алгоритм. Этот класс алгоритмов отличается простотой, имеет, как правило, линейную временную сложность и широко применяется на практике. Отметим, что на данном этапе работы алгоритма мы рассматриваем свернутый гиперграф. Каждая его вершина содержит некоторое подмножество вершин исходного гиперграфа. Поэтому приведенный алгоритм соответствует методу групповых перестановок [4].

Применим описанный выше алгоритм для получения начального решения:

1. Выбираем произвольную вершину: x_{43} , $X_l = \{x_{43}\}$.

2. $U' = U_{13}$, $s_0 = 1$.

3. $X_k = \Gamma U' \setminus x_q$, где $\Gamma U' = \bigcup_{u_j \in U'} \Gamma u_j$, $X_k = \{U_8, U_{10}\}$.

4. $\forall x_i \in X_k$:

а) $U_{u_8} = U_{15}$, $\Delta s_{u_8}^- = 0$, $\Delta s_{u_8}^+ = 0$;

$$X_{u_{15}} = \{x_{26}, U_{14}\}.$$

Ребро приходит в разрез, $\Delta s_{u_8}^+ + \Delta s_{u_8}^- + 1$;

$$\Delta s_{u_i} = \Delta s_i^- + \Delta s_i^+, \quad \Delta s_{u_8} = 0 + 1, \quad \Delta s_{u_8} = 1;$$

б) $U_{u_{10}} = \{U_4, U_5\}$, $\Delta s_{u_{10}}^- = 0$, $\Delta s_{u_{10}}^+ = 0$.

Очевидно, что включение вершины U_{10} в формируемый блок приведет к разрезанию двух гиперребер: $\Delta s_{u_{10}} = 0 + 2$, $\Delta s_{u_{10}} = 2$.

5. $\Delta s_t = \min\{\Delta s_i \in \Delta S\}$, $x_t \leftrightarrow \Delta s_t$;

$$\Delta s_t = \min\{\Delta s_{u_8}, \Delta s_{u_{10}}\}, \min\{1, 2\}.$$

6. $S_0 = S_0 + \Delta s_t$;

$$S_0 = 1 + 1, \quad S_0 = 2.$$

7. Проверяем ограничение:

$$\frac{\omega(X)}{cK} \leq \omega(X_l) \leq \frac{c\omega(X)}{K},$$

731,1 $\leq 16 \leq 1052,8$, условие не выполняется.

8. $X_l = \{x_{43}, U_8\}$, $X_k = \{U_{10}\}$.

9. $X_t^p = \{x_{26}, U_{14}\}$.

10. $X_k = \{X_k \cup X_t^p\}$, $X_k = \{U_{10}, x_{26}, U_{14}\}$, переход к п. 4.

Таким образом, получим начальное разбиение свернутого гиперграфа, представленное на рис. 4.

Улучшение полученного решения

Выполняется процесс, обратный процессу свертки. После его окончания применяется эвристика, начальное разбиение.

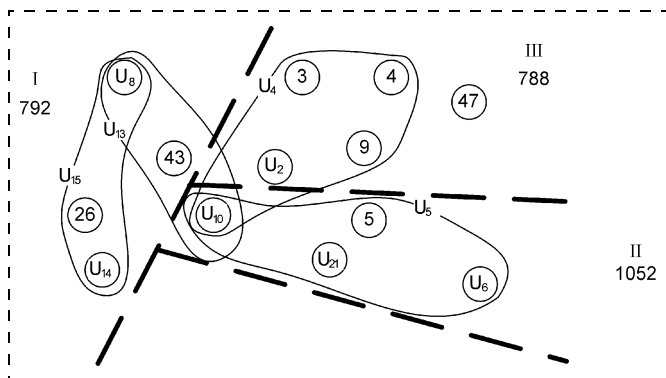


Рис. 4. Начальное разбиение

В качестве алгоритма локального улучшения разбиения используются алгоритмы Кернигана—Лина, Фидучиа—Маттеуза, а также их модификации.

В 1970 г. Керниган и Лин разработали алгоритм, который часто называют первым "хорошим" эвристическим алгоритмом разбиения графа. Алгоритм Кернигана—Лина использует обмен парами и действует *проходами*.

В течение одного прохода каждый модуль перемещается лишь однажды. В начале прохода все модули *разблокированы*, и *результат* (уменьшение числа разрезанных ребер, которое дает перемещение данного модуля в другую часть) рассчитывается для каждого из $n = |V|$ модулей. Затем находится пара разблокированных модулей с наибольшим общим результатом.

Поиск такой пары осуществляется перебором из $O(n^2)$ возможных пар. После того как выбранные модули меняются местами, они блокируются и алгоритм обновляет *цену* нового разбиения и результаты оставшихся незаблокированных модулей.

Этот процесс продолжается на итеративной основе до тех пор, пока все модули не оказываются заблокированными. После этого сохраняется разбиение с *наименьшей ценой* из всех разбиений данного прохода. Для выполнения следующего прохода результат предыдущего используется в качестве стартовой точки.

Работа алгоритма заканчивается в тот момент, когда следующий проход не улучшает целевую функцию, полученную в предыдущем проходе.

Главным недостатком алгоритма Кернигана—Лина является его вычислительная сложность. Несмотря на то, что в большинстве случаев число проходов сравнительно невелико, алгоритм Кернигана—Лина требует вычисления $O(n^2)$ замен перед каждым шагом, что приводит в результате к сложности $O(n^2 \log n)$. Швайкерт и Керниган распространили алгоритм Кернигана—Лина на гиперграфы, но не улучшили его временные характеристики.

Для оптимизации решения на текущем уровне дерева свертки необходима локально улучшающая эвристика, время работы которой должно зависеть от числа вершин на данном уровне.

Для этого была разработана следующая улучшающая эвристика на основе "жадного" алгоритма. На текущем уровне дерева свертки мы имеем некоторый гиперграф H_k и его разбиение B_k . Вершины гиперграфа выбираются случайно. Если вершина находится внутри подмножества разбиения, то выбирается следующая вершина. Если же вершина имеет внешние связи, то ее можно переместить в один из блоков разбиения, содержащий вершины, смежные с рассматриваемой. При этом перемеще-

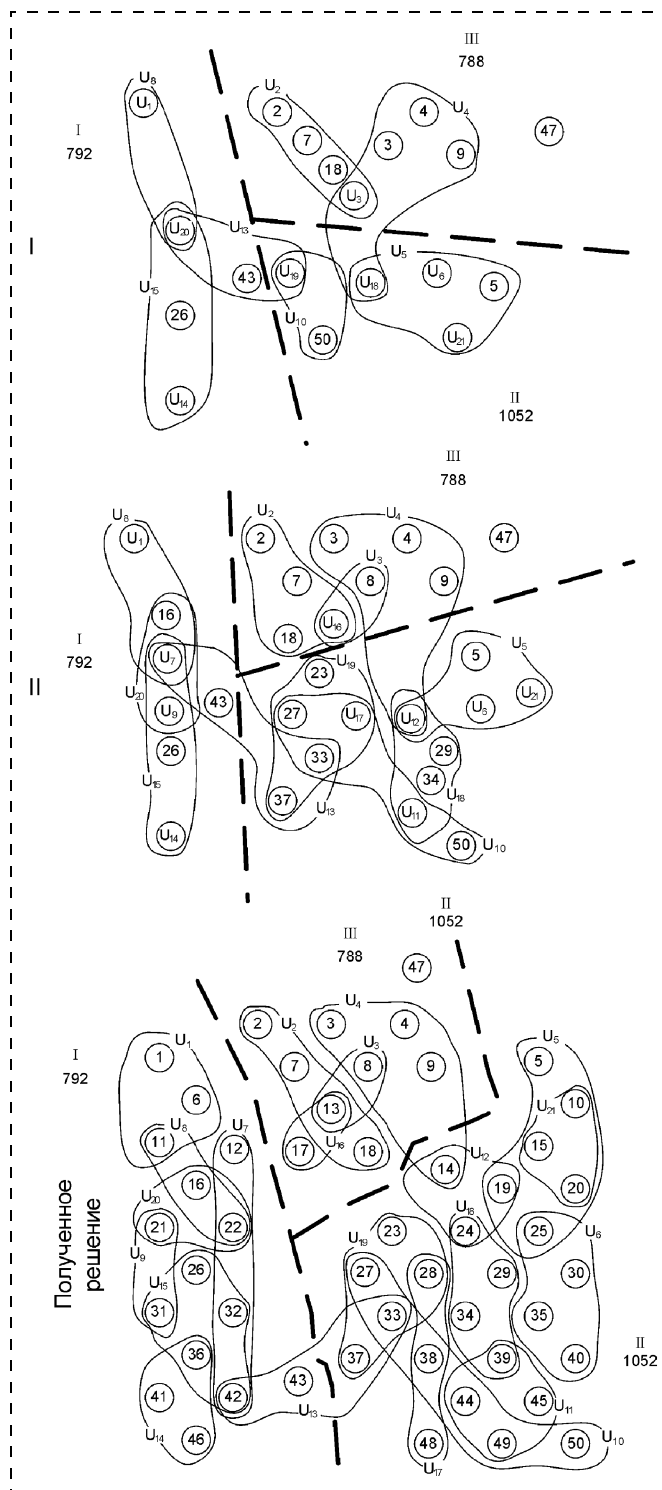


Рис. 5. Процесс развертки и результат работы алгоритма

ние вершины не должно нарушать заданные весовые ограничения. Подмножество блоков разбиения, содержащих вершины, смежные с рассматриваемой, называется окружением вершины x_i и обозначается $N(x_i)$. Выбирается такое перемещение в блок разбиения $b \in N(x_i)$, при котором происходит максимальное уменьшение критерия оптимизации (числа межблочных связей) [5, 6].

Процесс развертки рассматриваемого гиперграфа показан на рис. 5.

В процессе развертки оказалось, что улучшение полученного решения в рамках данного метода невозможно.

В результате получено разбиение со значением критерия оптимизации, равным 2. Полученное решение удовлетворяет весовому ограничению, поэтому считаем это разбиение оптимальным.

Анализ алгоритма и разработанной структуры данных

Различные структуры данных имеют свои достоинства и недостатки, которые по-разному проявляются в алгоритмах решения конкретных задач [3].

Для хранения гиперграфа используются линейный односвязный список *vertex* для хранения вершин, а также массив динамических векторов для хранения гиперребер. Линейный список представляет собой массив переменного размера, каждый элемент которого состоит из информационной части и указателя на следующий.

Массив динамических векторов — это список указателей на векторы переменной длины. Применение такой структуры данных позволяет значительно сократить объем используемой памяти.

Раздельное хранение вершин и гиперребер объясняется тем, что на первом этапе работы многоуровневого алгоритма (сжатие) происходит свертка гиперребер (доступ к вершинам здесь не нужен). На стадии начального разбиения анализируется список вершин (вся необходимая информация хранится в этом же списке), а на заключительном этапе используются обе структуры данных.

Итак, проанализируем эффективность разработанной структуры данных.

В качестве оценки эффективности будем использовать временную сложность выполнения операций доступа, удаления/добавления элемента.

Под временной сложностью понимается зависимость времени выполнения операции от размерности задачи (в данном случае — от числа вершин и гиперребер). Чтобы получить оценку, не зависящую от быстродействия отдельной ЭВМ, в качестве единицы измерения будем использовать такт.

В табл. 2 представлен перечень некоторых операторов C++ и числа тактов, требуемых для их выполнения.

Оператор ветвления *if (...) ... else ...* реализуется следующим образом:

Таблица 2

Сложность выполнения основных программных операторов

Оператор	Обозначение	Число тактов
$a + b, a > b, a \gg b$ и др.	t_+	2
$a \times b$	t_*	20
a/b	$t_/\mathbf{}$	28
$i++$, $a + \text{const}$, $a > \text{const}$ и др.	t_{++}	1
$*p$	t_p	1
$a[i]$	$t_{[\mathbf{}]}$	2
$a[i][j]$	$t_{[\mathbf{[]}]}$	26
$a = b$	$t_{=}$	2
$a = \text{const}$	$t_{=c}$	1

1. Проверка условия с установкой флагов перехода.
2. Переход на ветвь 2 при нарушении условия.
3. Выполнение ветви 1 в противном случае и переход на конец условия.
4. Выполнение ветви 2.

Откуда:

$$t_{if} = t_{\text{усл}} + p_1 t_{\text{ветвь 1}} + p_2 t_{\text{ветвь 2}} + 1.$$

Реализация *оператора цикла* включает следующий набор действий:

1. Начальная установка счетчика.
2. Переход на проверку условия продолжения цикла.
3. Выполнение операторов тела цикла.
4. Модификация переменных.
5. Проверка условия продолжения.
6. Переход на выполнение операторов тела цикла, если цикл должен быть продолжен.

Следовательно:

$$t_{for} = t_{\text{уст}} + 2t_{\text{пер}} + t_{\text{пров}} + n(t_{\text{тела}} + t_{\text{мод}} + t_{\text{пров}} + 1),$$

где n — число выполнений тела цикла.

Операция доступа к i -й вершине требует просмотра i элементов до того, как получим адрес нужной вершины, т. е.

$Tmp = \text{begin}$

$\text{For}(k = 0; k < I; k++)\{tmp = tmp->\text{next}\}...$

Таким образом, время доступа

$$T_i = t_{= } + 4 + i(4 + t_{= } + t_p) = 6 + 7i.$$

Получим среднее время доступа к элементу списка:

$$T = (6 + 7(n - 1) + 6)/2 = 3,5n + 2,5.$$

Операция удаления элемента списка заключается в изменении указателей последующего и предыдущего элементов. Пусть имеем список a_1, a_2, a_3 . Тогда для удаления элемента a_2 требуется изменить *указать next элемента* a_1 , т. е.

$a_1->\text{next} = a_3;$

Время выполнения этой операции без учета времени поиска элемента составляет четыре такта.

Операция *добавления элемента*, память под который уже выделена, включает запись элемента и корректировку адреса:

$$a4 \rightarrow \text{index} = 4, \text{end} \rightarrow \text{next} = a4.$$

Соответственно, время добавления элемента списка составляет

$$t_{\text{доб}} = t_p + t_{\text{е}} + t_p + t_p + t_{\text{е}} = 7.$$

Для массива динамических векторов, используемого для хранения множества гиперребер, оценивать время добавления и удаления элементов не будем, поскольку в данном случае интерпретировать однозначно эту операцию нельзя.

Операция *произвольного доступа к элементу массива динамических векторов* включает в себя:

- операцию произвольного доступа к некоторому динамическому вектору;
- операцию произвольного доступа к элементу выбранного вектора.

Произвольный доступ к элементу вектора равен четырем тактам ($a = \text{vector}[i]$, т. е. $t_{\text{е}} + t_{\text{п}}$). Доступ к некоторому вектору осуществляется в переходе на i -й указатель в массиве динамических векторов.

Таким образом, операция произвольного доступа рассматриваемой структуры данных составляет

$$t = t_{\text{е}} + t_{\text{п}} + t_p + 4 = 9.$$

Сравним базовые структуры данных с разработанной по критерию временной сложности. В табл. 3 представлен перечень структур данных, а также число тактов, требуемых для выполнения основных операций. Будем считать, что разработанные структуры объединены, т. е. просуммируем показатели временной сложности.

Таким образом, разработанная структура данных достаточно эффективна для решения поставленной задачи.

Оценим вычислительную сложность алгоритмической модели процесса компоновки блоков ЭВА на основе многоуровневого подхода.

При использовании представленного многоуровневого алгоритма на первом этапе размерность поставленной задачи уменьшается с помощью алгоритма гиперреберной свертки, на втором этапе происходит начальное разбиение свернутого гиперграфа с помощью последовательного алго-

ритма, и на последнем шаге происходит развертка гиперграфа с улучшением разбиения на каждом уровне дерева свертки.

Для получения сложности всего алгоритма оценим вычислительную сложность каждого из этапов в отдельности.

Гиперреберная свертка. Идея метода заключается в том, что на каждом уровне дерева свертки происходит анализ множества ребер U . Если гиперребро не содержит вершин, свернутых на данном уровне, либо образованных на этом уровне вершин, то происходит свертка рассматриваемого ребра.

Здесь доминирующей операцией является операция анализа вершины, т. е. осуществляется проверка вершин гиперребра на признак свернутости либо модификации. Здесь требуется ρ операций сравнения, где ρ — размер гиперребра ($\rho \leq 200$). Как показали эксперименты, максимальное число вершин сворачивается на первом уровне дерева свертки.

Поэтому вычислительная сложность всего процесса свертки зависит от числа вершин, сжатых на первом этапе работы, т. е.

$$f(n)_c = \rho n.$$

Таким образом, $f(n)_c = O(n)$.

Начальное разбиение. На этом этапе работы применяется конструктивный алгоритм разбиения. По литературным источникам, порядок $f(n)$ для этих алгоритмов составляет $O(n)$, т. е.

$$f(n)_p = O(n).$$

Развертка и оптимизация решения. Процесс развертки заключается в обратном просмотре уровней дерева свертки. Для оптимизации решения на каждом уровне применяется "жадная" эвристика улучшения, разработанная автором. После начального разбиения для каждой вершины известно число внутренних I и число внешних E связей. Как упоминалось выше, если число внешних связей больше числа внутренних соединений, то вершина

Таблица 3

Сложность выполнения основных операций алгоритма над различными структурами данных

Структура данных	Операция произвольного доступа	Операция удаления	Операция добавления
Матрица	28	—	—
Линейный односвязный список	$3,5n + 2,5$	4	10
Вектор	4	$5,5n + 0,5$	$5,5n + 4,5$
Разработанная структура данных	$3,5n + 6,5$	4	7

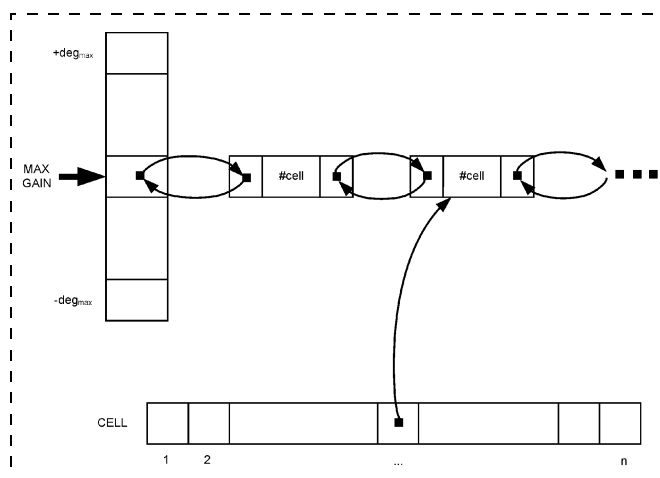


Рис. 6. Структура данных для "жадной" эвристики локального улучшения решения

перемещается из текущего блока. Порядок $f(n)_0$ для разработанной эвристики составляет $O(\rho)$, где ρ — максимальный размер гиперребра. Для достижения такого показателя вычислительной сложности была разработана специальная структура данных (рис. 6).

В эту структуру вставляются значения показателя $g = E - I$. Вершины с максимальным значением g сохраняются в элементе MAXGAIN. После выбора вершины она удаляется из списка CELL и вставляется в соответствующий блок (в котором эта вершина имеет значение g , равное MAXGAIN). После этого обновляются показатели g для вершин, смежных с перемещенной.

Таким образом, вычислительная сложность общего процесса компоновки блоков ЭВА на основе многоуровневого алгоритма определяется выражением

$$f(n) = f(n)_c f(n)_p f(n)_0 = O(n) O(n) O(\rho) \approx O(n^3).$$

В процессе исследования работы алгоритма было проанализировано качество разбиения, получаемого многоуровневым алгоритмом компоновки, с результатами работы программы *hMetis*, являющейся американским аналогом. Для тестирования использовался набор тестовых примеров ISPD98. Этот набор тестов состоит из 18 типовых схем фирмы IBM. Каждая схема была преобразована из формата VIM (внутренний формат представления данных IBM) в общепринятый формат представления гиперграфов "net/are" следующим образом:

- вся информация, касающаяся функциональности схемы, временных задержек и технологии, была удалена;
- все цепи, содержащие более 200 элементов, были удалены из схем. Большинство из них относятся к цепям питания. Их учет затрудняет процесс поиска оптимального решения задачи схемной компоновки;

Таблица 4

Схема	Число элементов	Число цепей	Max, %
Ibm01	12 506	14 111	6,37
Ibm02	19 342	19 584	11,36
Ibm03	22 853	27 401	10,76
Ibm04	27 220	31 970	9,16
Ibm05	28 146	28 446	10,00
Ibm06	32 332	34 826	13,56
Ibm07	45 639	48 117	4,76
Ibm08	51 023	50 513	12,10
Ibm09	53 110	60 902	5,42
Ibm10	68 685	75 196	4,8
Ibm11	70 152	81 454	4,48
Ibm12	70 439	77 240	6,43
Ibm13	83 709	99 666	4,22
Ibm14	147 088	152 772	1,99
Ibm15	161 187	186 608	11,00
Ibm16	182 980	190 048	1,89
Ibm17	184 752	189 581	0,94
Ibm18	210 341	201 920	0,96

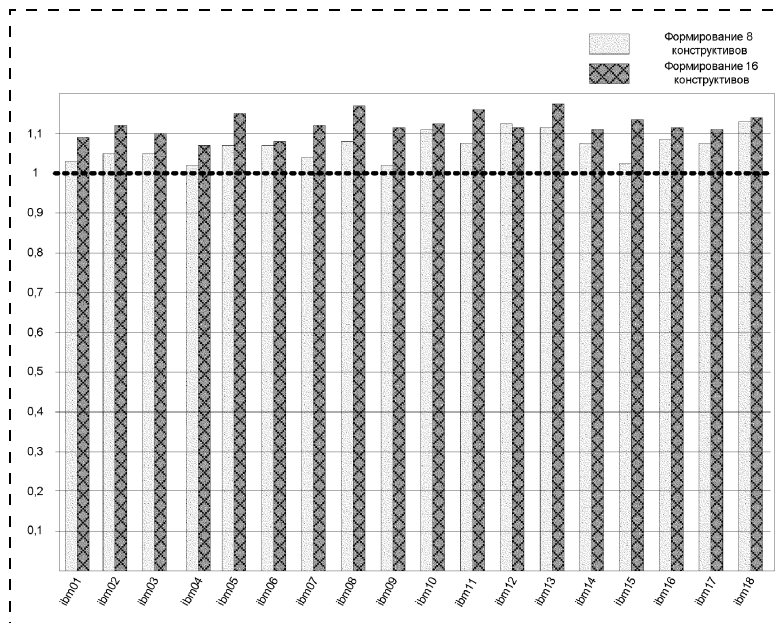


Рис. 7. Оценка эффективности получаемого решения

- все элементы пронумерованы случайно.

В табл. 4 представлены характеристики набора тестов ISPD98. Столбец Max, %, показывает процент занимаемого пространства наибольшим элементом от всей площади схемы. Эта величина дает представление о сложности нахождения разбиения, удовлетворяющего коэффициенту весового отклонения [7].

На рис. 7 штриховой линией обозначены результаты работы программы *hMetis*. За единицу принято качество получаемого *hMetis* решения.

Как показали эксперименты, качество разбиения при использовании разработанного алгоритма компоновки блоков ЭВА уступает результатам *hMetis*.

Однако после проведенного анализа было выяснено, что программа *hMetis* для всех тестовых примеров не использует информацию о весах (площади занимаемого пространства) элементов. Площадь каждого элемента принята за единицу. В результате получаемое разбиение не удовлетворяет весовому ограничению [5].

Список литературы

1. Норенков И. П. Основы автоматизированного проектирования. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2002.
2. Курейчик В. М. Математическое обеспечение конструкторского и технологического проектирования с применением САПР. М.: Радио и связь, 1990.
3. Овчинников В. А. Алгоритмизация комбинаторно-оптимизационных задач при проектировании ЭВМ и систем. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2001.
4. Alpert C. J. and Kahng A. B. Recent Directions in Netlist Partitioning // Integration, the VLSI Journal. 1995. 19 (1–2). P. 1–81.
5. Karypis G., Aggarwal R., Kumar V., Shekhar S. Multilevel Hypergraph Partitioning: Application in VLSI domain. // IEEE Transactions on VLSI Systems. 1997.
6. Karypis G., Kumar V. A fast and highly quality multilevel scheme for partitioning irregular graphs // SIAM Journal on Scientific Computing. 1999. Also available on WWW at URL <http://www.cs.umn.edu/~karypis>.
7. Alpert C. J. The ISD98 circuit benchmark suite // In Proc. of the Intl. Symposium of Physical Design, 1998. P. 80–85.

УДК 681.586

В. М. Колешко, д-р техн. наук, проф.,
А. В. Сергейченко, вед. инж.-электроник,
Белорусский национальный технический
университет, Республика Беларусь, г. Минск

МЕТАЛЛООКСИДНЫЕ МИКРОЭЛЕКТРОННЫЕ ГАЗОВЫЕ СЕНСОРЫ: ОБЗОР

Часть I. Конструкции и материалы

Приведен обзор конструкций микроэлектронных газовых сенсоров с точки зрения температурного материаловедения. Систематизированы физические свойства материалов, используемых при изготовлении рассматриваемых сенсоров. Проведена сравнительная оценка термоинерционных свойств конструкционных материалов. В качестве основного источника информации использованы библиотеки патентов.

В настоящее время в мире разработано, запатентовано и производится большое количество конструкций металлооксидных газовых сенсоров. В связи с этим разработчику, занимающемуся проектированием газовых сенсоров с улучшенными характеристиками, необходимы всеобъемлющие знания свойств материалов, а также преимуществ и недостатков уже существующих конструкций.

В настоящем обзоре сделана попытка осветить состояние вопроса материаловедения и конструкционного исполнения металлооксидных микроэлектронных газовых сенсоров (ММГС).

Большинство ММГС представляют собой систему из следующих основных составляющих: основание-подложка; нагревательный элемент; активный газочувствительный слой и токоподводящие проводники. Вся конструкция помещается в газопроницаемый корпус. На рис. 1 схематически представлена такая система. Стрелками обозначено температурное взаимодействие компонентов системы.

Наноструктурированные газочувствительные материалы

Состав и структура газочувствительного слоя ММГС определяют тип и концентрацию определяемых газов, степень чувствительности к ним и др. Существует большое число методов формирования поликристаллических оксидных материалов, имеющих различную морфологию. Особенно важным является размер зерна. При снижении этого параметра до уровня единиц нанометра чувствительность может увеличиваться в десятки раз.

Это объясняется тем, что при снижении размеров зерен до значений, соизмеримых с удвоенной длиной Дебая, большая доля атомов (до 50 %) находится в поверхностной области. На рис. 2 показан эффект влияния размера зерна наноструктурированного SnO_2 на его чувствительность к водороду и окиси углерода [1]. Также на рисунке представ-

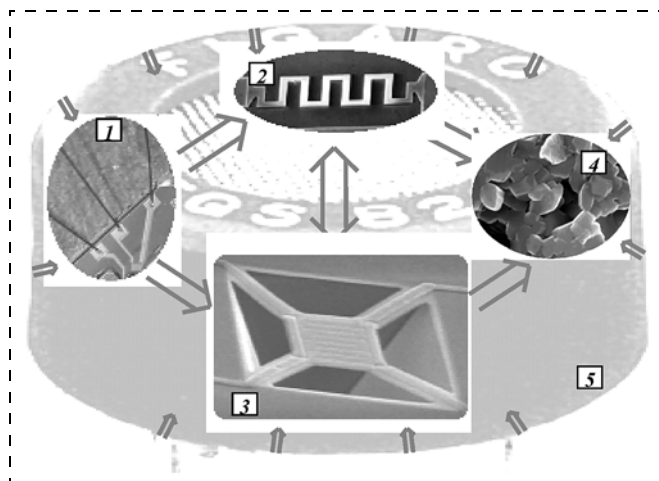


Рис. 1. Схема теплового взаимодействия компонентов ММГС: 1 — токоподводящие проводники; 2 — нагревательный элемент; 3 — подложка; 4 — газочувствительный слой; 5 — корпус

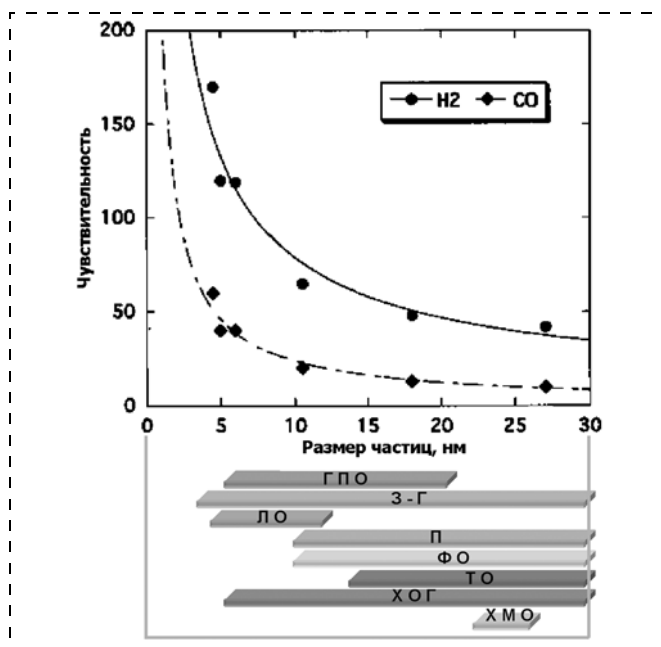


Рис. 2. Зависимость чувствительности от размера зерна и диапазоны размеров частиц наноструктурированного SnO_2 , получаемого различными методами формирования:

ГПО — газоплазменное осаждение [2]; 3-Г — золь-гель метод [3]; ЛО — лазерное осаждение [4]; П — пиролиз [5]; ФО — физическое осаждение [6]; ТО — термическое окисление пленок олова [7, 8]; ХОГ — химическое осаждение из газовой фазы [9]; ХМО — химико-механическая обработка [10]

лены методы формирования наноструктурированного оксида олова с указанием диапазонов размеров получаемых наночастиц.

Как видно из рис. 1, ММГС представляет собой достаточно сложную систему, и каждый из составляющих ее компонентов вносит свой определенный вклад в результирующий сигнал.

Большинство газовых сенсоров, в которых в качестве активного слоя (АС) используются оксиды металлов, имеют высокую чувствительность к газам при температурах 125...800 °С. Таким образом, конструирование ММГС необходимо вести с обязательным учетом тепловых свойств материалов, из которых предполагается их изготавливать.

Непланарные конструкции

Одним из первых конструктивных решений металлооксидных газовых сенсоров являются пеллиторы — намотанная в спираль платиновая проволока, покрытая слоем пористой керамики, обыч-

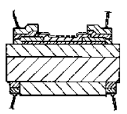
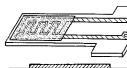
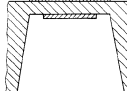
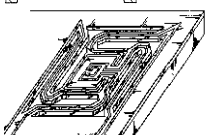
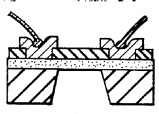
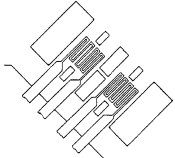
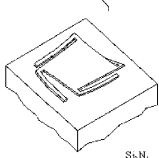
но Al_2O_3 , с каталитически активными добавками (чаще металлы подгруппы платины). Габаритные размеры чувствительного элемента составляют порядка 1 мм. Они характеризуются относительно невысоким энергопотреблением и относительной простотой в изготовлении.

Дальнейшее развитие конструкций газовых сенсоров пошло, в основном, в направлении планарной технологии. Однако имеется ряд изобретений, в которых предлагаются иные конструктивные решения [11, 12]. Данные сенсоры представляют собой спеченные из газочувствительной керамики таблетки с нанесенными металлическими электродами. Работать такие сенсоры могут как при комнатной температуре [11] (активный слой $\text{Bi}_4\text{Fe}_2\text{O}_9$), так и при повышенной [12], для чего их помещают в термостат (состав керамики — SnO_2 или NiO).

Планарная технология позволяет создавать ММГС с широким спектром конструктивных решений. В правой части табл. 1 приведено наше

Таблица 1

Подложки ММГС: материалы и конструкции

Материал	Свойства						Тип подложки**	Конструктивное решение	Источник
	Плотность, г/см ³	ТКЛР* · 10 ⁻⁶ , К ⁻¹	Теплопроводность, Вт/м · К	Теплоемкость, Дж/г · К	Модуль Юнга, ГПа	Коэффициент Пуассона			
Al_2O_3 (керамика)	3,96	7,4	30	0,85	370	0,22	Кристалл		[19]
Стекло (пирекс 7740)	2,23	3,25	1,15	0,75	62,75	0,2	Консоль		[20]
Кварц (плавленый)	2,2	0,56	1,4—2	0,7	70—78	0,17	Моно-, поликристаллическая мембрана		[16]
Сапфир	3,98	3,24—5,66	23,1—25,2	0,761	335	0,25	Утоненный кристалл на подвесах		[21]
Si (моно)	2,329	2,33	124	0,702	112—169***	0,22—0,28***	Диэлектрическая мембрана		[22]
Si (поли)	2,329	2,9	37	0,678	160	0,226			
SiC	3,2	4,51—4,73	125	0,67	400—410	0,14	Мостовая конструкция		[23]
SiO_2	2,2	0,52	1,1	0,8	73	0,175	Микромеханическая мембрана		[24]
Si_3N_4	3,1	2,6	22	0,7	280	0,26			

* ТКЛР — температурный коэффициент линейного расширения.

** Здесь и далее под подложкой подразумевается несущий элемент сенсора, на котором непосредственно расположен газочувствительный слой.

*** В зависимости от кристаллографического направления.

представление "эволюции" конструктивных решений планарных ММГС.

Подложки

Высокие рабочие температуры, необходимость электрической изоляции отдельных частей сенсора друг от друга, механическая прочность и устойчивость к термоциклированию — вот лишь некоторые основные требования, предъявляемые к материалу подложки ММГС. Поэтому вполне логичным на заре эпохи ММГС было использовать для этих целей керамику, а также сапфир, кварц и стекло. Существующие конструкции планарных газовых сенсоров с подложками из перечисленных материалов в основном представляют собой тонкие пластины с размерами сторон от 0,2 до 10 мм, на обратной стороне которых сформирован тонкопленочный нагревательный элемент, а на лицевой стороне — система электродов с нанесенным поверх АС. Тонкопленочные токоведущие элементы обычно выполняются из золота или платины (чаще платины). Вся конструкция подвешена в корпусе на тонких проволочках с низким сопротивлением (также используется Au или Pt). Как указано в работе [13], сопротивление выводов должно быть не более 5 % от сопротивления нагревательного элемента и рассеиваемая на них мощность не должна превышать 30 % от общего значения мощности.

Нагревательный элемент может располагаться в одной плоскости с электродами. Только в этом случае активный слой методом трафаретной печати точно наносят на сенсорные электроды [14] либо нагревательный элемент закрывают сверху тонкой пленкой диэлектрика [15].

Другим материалом, широко используемым для изготовления подложек ММГС, является монокристаллический кремний. Помимо своих полупроводниковых свойств, кремний обладает другими замечательными физико-механическими свойствами, которые открыли перед разработчиками ММГС широчайшее поле для разработок.

Стремление повысить быстродействие и одновременно снизить энергоемкость привело к появлению ММГС мембранного типа. Одни из первых конструкций такого типа представляют собой кремниевую пластину, локально протравленную снизу в области АС [16, 17]. Формирование мембран обычно осуществляется жидкостным травлением в щелочи. В роли стопслоя при этом выступает предварительно созданный высоколегированный слой p -Si, который и определяет толщину мембраны. Формирование кремниевых мембран возможно и другими методами [18].

Механическая прочность как моно-, так и поликристаллического кремния позволяет формировать структуры сложной геометрии с несущими элементами, имеющими весьма незначительные размеры поперечного сечения. Для снижения энергопотребления и повышения температурной

изолированности чувствительного элемента (ЧЭ) от других элементов конструкции было предложено максимально увеличить длину поддерживающих элементов при минимально возможной ширине [21], тем самым увеличив их температурное сопротивление. Толщина как поддерживающих элементов, так и самой подложки может составлять всего 2 мкм.

Однако несмотря на улучшение характеристик, все же, в силу высокой теплопроводности кремния, теплоизоляция таких сенсоров оказывается недостаточной. Окончательно решить вопрос теплоизоляции отдельно взятого сенсора позволяет использование тонких (до 2 мкм) слоев диэлектриков, в основном SiO_2 и Si_3N_4 , теплопроводность которых в несколько раз (а у SiO_2 на порядок) ниже теплопроводности кремния.

Формирование диэлектрических мембран обычно осуществляется аналогично процессу формирования полупроводниковых мембран — травлением кремниевой пластины с обратной стороны. Хотя возможно формирование мембранных элементов и путем травления с лицевой стороны [22, 23, 25]. При этом обычно используются пластины монокристаллического кремния с ориентацией поверхности (100). Образующаяся под мембраной полость в случае анизотропного травления ограничена плоскостями с ориентацией (111). Процесс травления останавливается, когда указанные плоскости смыкаются. Осуществляется микропрофилирование через отверстия в диэлектрике. Варианты конструкций ММГС, элементы которых сформированы анизотропным травлением кремния, могут быть разнообразны, о чем свидетельствует множество конструкций, предложенных в работе [22].

Еще один способ формирования мембранных элементов — использование жертвенного слоя. Роль такого слоя обычно выполняет выращенный на диэлектрике слой поликристаллического кремния, толщина которого может достигать десятков микрометров [26]. Роль маски и в последствии мембраны выполняет сформированный на поверхности слой диэлектрика.

Наконец, термоизоляция от основного кристалла может быть управляемой и достигаться путем регулируемого механического удаления от него микромеханической мембраны [24]. Такой мембранный элемент имеет сложную (например, двухслойную) структуру, причем температурный коэффициент линейного расширения (ТКЛР) верхнего слоя больше ТКЛР нижнего (табл. 1). Формируются слои мембраны поверх жертвенного слоя в определенных температурных условиях. В последующем, после удаления жертвенного слоя, напряжения, присутствующие в составной мембране, приводят к выгибанию и, соответственно, удалению ее от основания. Возможна и обратная ситуация — сформированная, ненапряженная изначально, мембрана выгибается пропорционально степени ее разогре-

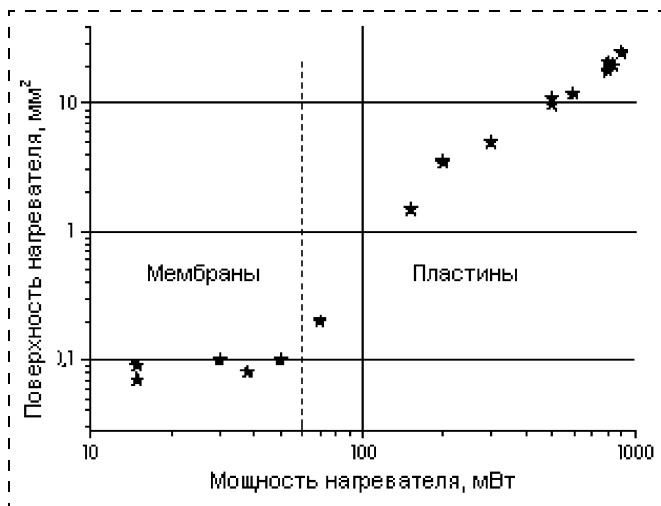


Рис. 3. Зависимость энергопотребления от площади нагревательного элемента (размера подложки) и типа подложки сенсора

ва. При начальном зазоре в 1 мкм максимальное смещение может достигать 1 мм.

Значение потребляемой энергии, помимо конструкции и характера используемых материалов, находится в прямой зависимости и от габаритных размеров подложки (рис. 3) [27].

Нагревательные элементы

Нагревательные элементы ММГС могут быть проволочными и пленочными, металлическими и изготовленными из высокопроводящих неметаллических материалов.

В пеллисторах нагревателем служит платиновая проволока диаметром 20...50 мкм. Планарные ММГС обычно оснащаются тонкопленочными нагревательными элементами. Помимо платины для формирования нагревателей могут быть использованы и другие металлы, в том числе и алюминий [28]. В последнем случае становится необходимой обязательная защита металлических пленок диэлектрическими слоями. Кроме защиты от окислительного воздействия атмосферы, такая пассивация повышает устойчивость к электромиграции в пленке при протекании токов высокой плотно-

Таблица 2

Металлические материалы нагревательных элементов ММГС

Свойство	Материал					
	Pt	Au	Al	W	Ni	Ag
Удельное сопротивление $\times 10^{-6}$, Ом $\cdot$ см	10,6	2,2	2,65	5,65	6,4	1,55
ТКС* $\times 10^{-3}$, К $^{-1}$	2,2	3,4	4,29	4,5	6,9	4,1
Плотность, г/см 3	21,45	19,32	2,698	19,3	8,88	10,49
ТКЛР $\times 10^{-6}$, К $^{-1}$	9,1	15	24	4,4	13,1	20
Модуль Юнга, ГПа	170	80	70	410	200	80,5
Коэффициент Пуассона	0,39	0,42	0,36	0,28	0,31	0,37
Теплопроводность, Вт $\cdot$ м $^{-1}$ $\cdot$ К $^{-1}$	69,1	310	210	163	60,7	419
Теплоемкость, Дж $\cdot$ г $^{-1}$ $\cdot$ К $^{-1}$	0,134	0,132	0,9	0,134	0,46	0,234

* ТКС — температурный коэффициент сопротивления.

сти. Перечень материалов нагревательных элементов ММГС и их свойств в тонкопленочном исполнении при температуре 20 °С приведены в табл. 2 и 3. В случае, когда материалом подложки служит кремний, он может одновременно выполнять и роль нагревателя [19].

Выбор материала нагревательного элемента, так же как и подложки, определяется многими факторами. В некоторых конструкциях и режимах работы требуется, например, низкая теплопроводность (металлы с высокой удельной электропроводностью обладают и высокой теплопроводностью). В этих случаях предлагается использование силицидов металлов [29]. В других случаях, когда требуется, например, быстрый нагрев до высоких температур, наоборот, требуется высокая теплопроводность. В данном случае предлагается использовать карбид кремния [30].

Наиболее часто, наравне с платиной, в качестве материала нагревательного элемента используется поликристаллический кремний [31]. Это обусловлено возможностью формирования слоев поликремния с заданным удельным сопротивлением, легкостью формирования топологии, ненапряжен-

Таблица 3

Неметаллические материалы нагревательных элементов ММГС

Свойство	Материал					
	Si (моно)	Si (поли)	SiC	TiSi $_2$	MoSi $_2$	ITO*
Удельное сопротивление $\times 10^{-6}$, Ом $\cdot$ см	$7 \cdot 10^3 - 10^4$	32,2	$10^3 \dots 10^5$	13...20	21,5	170
Плотность, г/см 3	2,329	2,329	3,2	4,35	6,3	7,14
ТКЛР $\times 10^{-6}$, К $^{-1}$	2,33	2,9	4,51...4,73	13	8,25	8,5...10,2
Модуль Юнга, ГПа	112...169	160	400...410	100	242	116
Коэффициент Пуассона	0,22...0,28	0,226	0,14	—	0,16	0,35
Теплопроводность, Вт $\cdot$ м $^{-1}$ $\cdot$ К $^{-1}$	124	37	125	12,98	51,8	10
Теплоемкость, Дж $\cdot$ г $^{-1}$ $\cdot$ К $^{-1}$	0,702	0,678	0,67	0,21	0,437	0,34

* In $_2$ O $_3$: SnO $_2$ = 90 : 10 %.

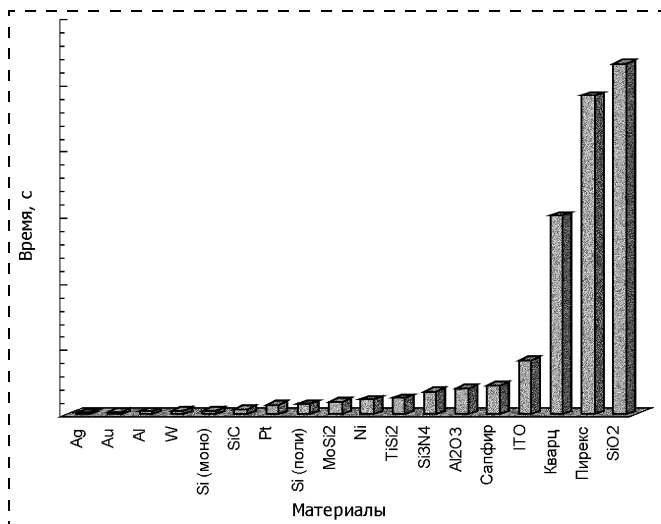


Рис. 4. Температурная инерционность конструктивных материалов ММГС

ностью материала, возможностью создавать высокие температуры (до 1200 °С) и т. п. Но, пожалуй, самым важным достоинством данного материала является то, что его применение делает процесс изготовления ММГС совместимым с технологией изготовления интегральных схем [32].

Возможно также создание сложных нагревательных элементов, отдельные части которых выполняются из материалов с различной тепло- и электропроводностью [24]. Наконец, нагревательным элементом может служить сам активный слой [33].

Нами было проведено конечно-элементное моделирование с целью определения степени температурной инерционности всех упомянутых материалов. Инерционность определялась как время выхода на заданную температуру при одинаковых граничных условиях. При моделировании учитывались три физических свойства материалов: плотность, теплопроводность и теплоемкость. Результаты моделирования представлены на рис. 4.

Температурное взаимодействие подложка—нагреватель

Нагревательный элемент ММГС должен как обеспечивать нагрев сенсора до определенной температуры, так и создавать по возможности или при необходимости однородное температурное поле в зоне активного слоя. Известно, что каждый газ характеризуется определенной температурой (своей для каждого материала АС), при которой он обладает максимальной активностью взаимодействия с материалом АС [34]. Поэтому "размытость" температурного поля по площади АС значительно снижает возможность создания селективного газового сенсора.

Топология и конструкция нагревательных элементов напрямую зависят от конструкции и физических свойств материала подложки, а также определяются предельными температурными режима-

ми работы. Минимальная ширина резистивного элемента определяется исходя из предполагаемой максимально возможной плотности протекающего тока [35].

Далее лишь кратко перечислим методы и приемы создания ММГС с однородным (заданным) распределением температуры по площади газочувствительного слоя:

- тонкопленочный нагревательный элемент переменной ширины/переменного шага [36, 37];
- переменная длина элементов МОП-транзистора, выполняющего роль нагревательного элемента [32];
- определенное месторасположение нагревательного элемента [21, 38];
- формирование теплораспределяющего слоя [28].

Оригинальный метод достижения селективности газовых сенсоров, определяемой топологией нагревательного элемента, предложен в работе [39]. Каждый тип газовых молекул характеризуется длиной волны максимального поглощения ИК-излучения. Предлагается создавать селективные газовые сенсоры, формируя нагревательный элемент в виде решетки с шагом, равным определенной длине волны ИК-излучения.

Газопроницаемый корпус

Обычно ММГС в составе измерительного устройства находятся в корпусе, закрытом газопроницаемым колпачком. Последний может представлять собой как пластмассовый или керамический колпачок с отверстием, затянутым плотной металлической сеткой, так и быть из спрессованных порошков металлов или оксидов. Данный колпачок выполняет несколько задач: обеспечивает диффузионное поступление газов к ЧЭ, выполняет взрывозащитную функцию, а также предохраняет сенсор от внешних механических воздействий. Своего рода защитный колпачок-слой может быть сформирован непосредственно на сенсоре в виде пористого слоя жаропрочного материала [40]. В качестве такого материала предлагается использовать различного рода тугоплавкие оксиды — Al_2O_3 , TiO_2 и др. Одновременно со всеми перечисленными функциями такие колпачки-слои могут выполнять роль фильтра, способного селективно пропускать определенные газы к АС. В качестве таких защитных слоев, селективно пропускающих определенный газ, могут быть использованы различные неорганические [41] и органические [42] материалы.

Сенсоры-предохранители

В большинстве случаев газовые сенсоры реагируют на присутствие того или иного газа обратимо. Однако бывают ситуации, когда необходимо надежное обнаружение малейшей утечки газа: сигнал от сенсора приводит, например, к остановке технологического процесса. В этой ситуации восстановление характеристик сенсора играет не столь

важную роль. В работе [43] предложено использовать тонкие пленки (0,1...1,0 нм) газочувствительных материалов, проводимость которых необратимо изменяется при появлении в атмосфере контролируемого газа. Такое изменение приводит к изменению тока в измерительной цепи, в которую они включены, например, ее размыканию. Фактически такой сенсор выполняет роль предохранительного элемента.

Температурная зависимость потребляемой мощности и времени жизни сенсора

Значение температуры, до которой разогревается ЧЭ газового сенсора, является во многом определяющим фактором всех его характеристик. Она же, помимо всего прочего, определяет и время жизни сенсора. На рис. 5 приведена зависимость времени жизни микросенсоров от рабочей температуры, где критерием служит 20 %-ное изменение сопротивления нагревательного элемента. Данная зависимость получена расчетным путем с учетом лишь одного параметра — температурно-активированной деградации с энергией активации 1,95 эВ. И хотя сами авторы отмечают значительную заниженность (по времени) полученных результатов, характер ее однозначно указывает на необходимость снижения рабочих температур сенсоров.

Стремление создать портативные устройства длительного автономного действия требует снижения потребления энергии газочувствительными элементами, входящими в их состав. Представленная также на рис. 5 зависимость потребляемой мощности сенсоров от температуры ЧЭ получена для сенсоров на микропрофилированной диэлектрической мембране, носящих название паукообразных (spider-type), которые имеют одни из лучших показателей по значению потребляемой мощности. Снижение потребляемой мощности за счет уменьшения массогабаритных размеров ЧЭ ограничено значением шумов, которые с определенным моментом становятся сравнимыми с сигналом. Вариантами решения здесь становятся использование специфических режимов работы (например, "спящего" режима), а также применение новых га-

зочувствительных материалов, позволяющих снизить рабочую температуру.

Используемые в качестве активных слоев ММГС оксиды обладают чувствительностью ко многим газам, и практически невозможно создать абсолютно селективный газовый сенсор. Эта и другие причины привели к созданию многосенсорных систем, в которых каждый отдельный сенсор обладает специфической чувствительностью. В части II обзора будут рассмотрены существующие конструкции многосенсорных систем, а также варианты их исполнения на одном кристалле в совокупности с интегральной схемой обработки сигналов.

Список литературы

1. Yamazoe N. New Approaches for Improving Semiconductor Gas Sensors // *Sensors and Actuators*. 1991. В 5. Р. 7—19.
2. Skandan G. et al. Low-Pressure Flame Deposition of Nanostructured Oxide Films // *J. Am. Ceram. Soc.* 1998. 81. Р. 2753—2756.
3. Cabot A., Vila A., Morante J. R. Analysis of the catalytic activity and electrical characteristics of different modified SnO_2 layers for gas sensors // *Sensors and Actuators*. 2002. В 84. Р. 12—20.
4. Dolbec R. et al. Jacques, Microstructure and physical properties of nanostructured tin oxide thin films grown by means of pulsed laser deposition // *Thin Solid Films*. 2002. 419. Р. 239—245.
5. Niranjan R. S. et al. A novel hydrogen sulfide room temperature sensor based on copper nanocluster functionalized tin oxide thin films // *Sensors and Actuators*. 2002. В 85. Р. 26—32.
6. Рембеза Е. С. и др. Влияние атомного состава оксидных нанокмпозитов на основе SnO_2 на их структуру // *Нано- и микросистемная техника*. 2005. № 7. С. 25—28.
7. Chang-Hyin Shim et al. Gas sensing characteristics of SnO_2 thin film fabricated by thermal oxidation of a Sn-Pt double layer // *Sensors and Actuators*. 2002. В 81. Р. 176—181.
8. Shishkin N. Y. et al. Air sensitive tin dioxide thin films by magnetron sputtering and thermal oxidation technique // *Sensors and Actuators*. 1998. В 48. Р. 493—498.
9. Rosental A. et al. Atomic-layer chemical vapor deposition of SnO_2 for gas-sensing applications // *Sensors and Actuators*. 2001. В 77. Р. 297—300.
10. Cukrov L. M. et al. Gas sensing properties of nanosized tin oxide synthesised by mechanochemical processing // *Sensors and Actuators*. 2001. В 77. Р. 491—495.
11. Пат. 1641086 (RU). Датчик для определения концентрации паров бензина.
12. Пат. 4,485,667 (USA). Method, sensor and device for detecting trace quantities of gases in a gaseous medium.
13. Пат. 5,811,662 (USA). Resistive gas sensing, especially for detection of ozone.
14. Пат. 4,453,397 (USA). Gas detecting sensor.
15. Пат. 2065602 (RU). Способ изготовления полупроводникового датчика газов.
16. Пат. 4,703,555 (USA). Method of making a catalytic-burning sensor.
17. Пат. 4,706,493 (USA). Semiconductor gas sensor having thermally isolated site.
18. Колешко В. М., Сергейченко А. В. Микропрофилирование кремния при создании сенсорных микросистем // *Машиностроение: Сб. науч. трудов. Вып. 19 / Под ред. И. П. Филонова*. Минск: УП "Технопринт", 2003. С. 679—689.
19. Пат. 4,224,280 (USA). Carbon monoxide detecting device.
20. Пат. 4,413,502 (USA). Gas detecting sensor.
21. Пат. 5,801,070 (USA). High sensitivity, silicon-based, microcalorimetric gas sensor and fabrication method.
22. Пат. 4,580,439 (USA). Low power gas detector.
23. Пат. 4,624,137 (USA). Semiconductor device.
24. Пат. 6,091,050 (USA). Thermal microplatform.
25. Пат. 4,706,061 (USA). Composition sensor with minimal non-linear thermal gradients.
26. Колешко В. М., Ковалевский А. А. Поликристаллические пленки полупроводников в микроэлектронике. Минск: Наука и техника, 1978. 344 с.
27. Васильев А., Олихов И., Соколов А. Газовые сенсоры для пожарных извещателей // *Электроника НТБ*. 2005. № 2. С. 24—27.

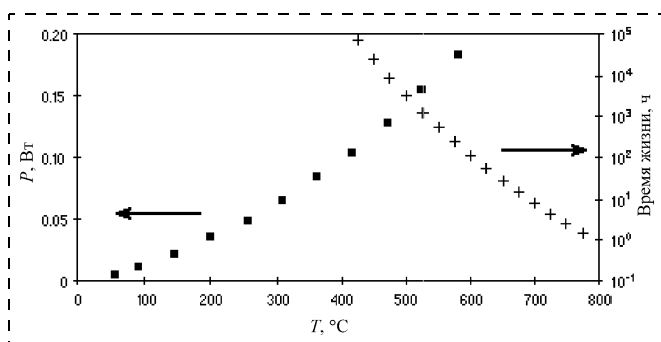


Рис. 5. Зависимость потребляемой мощности и времени жизни ММГС от температуры ЧЭ [44]

28. Пат. 5,356,756 (USA). Application of microsubstrates for materials processing.
 29. Пат. 6,329,696 (USA). Semiconductor device with electric converter element.
 30. Пат. 6,161,421 (USA). Integrated ethanol gas sensor and fabrication method thereof.
 31. Пат. 2011980 (RU). Нагреватель интегрального газочувствительного датчика.
 32. Пат. 6,111,280 (USA). Gas-sensing semiconductor devices.
 33. Пат. 2096774 (RU). Датчик для определения концентрации газов.
 34. Пат. 5,521,099 (USA). Method and apparatus for sensing combustible gases employing and oxygen-activated sensing element.
 35. Пат. 5,834,627 (USA). Calorimetric gas sensor.
 36. Пат. 2076315 (RU). Резистивный газовый датчик.

37. Пат. 5,605,612 (USA). Gas sensor and manufacturing method of the same.
 38. Пат. 2038589 (RU). Резистивный газовый датчик.
 39. Пат. 2059231 (RU). Газовый анализатор.
 40. Пат. 5,995,84 (USA). Microminiature combustible gas sensor and method of fabricating a microminiature combustible gas sensor.
 41. Пат. 6,265,222 (USA). Micro-machined thin film hydrogen gas sensor, and method of making and using the same.
 42. Пат. 6,182,500 (USA). Gas sensor with protective gate, method of forming the sensor, and method of sensing.
 43. Пат. 5,891,395 (USA). Chemical switch for detection of chemical components.
 44. Sberveglieri G., Hellmich W., Müller G. Silicon hotplates for metal oxide gas sensor elements // Microsystem Technologies. 1997. 3. P. 83—190.

УДК 621.3.049.76

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

ОСОБЕННОСТИ ДЕФОРМАЦИИ РЕЗИСТОРА В ВИДЕ МЕЗАСТРУКТУРЫ

Получены аналитические выражения для деформации мезарезистора, состоящего из трех слоев, для случаев постоянной и линейно изменяющейся деформации подложки. Наблюдается хорошее согласие между теоретическими и экспериментальными результатами.

Введение

В настоящее время в микроэлектронике имеется тенденция применения структур с диэлектрической изоляцией и уменьшения геометрических размеров компонентов электрических схем. Введение диэлектрической изоляции привело к конструктивной реализации резисторов и тензорезисторов в форме мезаструктур, контактирующих с подложкой по одной плоскости, при этом уменьшение геометрических размеров резисторов влияет на их электрофизические характеристики [1—7].

Влияние особенностей передачи деформации от подложки к тензорезистору рассматривалось, в основном, применительно к структурам кремний-на-сапфире (КНС) [4] и еще ранее — в связи с анализом передачи деформации с подложки на приклеиваемый тензорезистор [5, 6]. В работе [6] был развит общий подход к нахождению деформаций приклеиваемого тензорезистора, который исходит из условия минимума упругой энергии системы тензорезистор—клеевая подложка.

К настоящему времени, помимо КНС структур, для построения сенсоров механических величин применяются структуры поликристаллический кремний— SiO_2 —кремний [8] и монокристаллический кремний— SiO_2 —кремний, полученные, например, методом прямого сращивания [9]. В отличие от КНС — это структуры, где кремниевая подложка играет роль упругого элемента, а слой двуокиси кремния обеспечивает не только диэлектрическую

изоляцию, но и передачу деформации от подложки к тензорезистору.

Однако в работах [5, 6] вследствие большой разницы между модулями Юнга клея и кремния не учитывались сдвиговые деформации в клее.

В данной работе рассмотрены особенности передачи деформации от подложки к мезатензорезистору для анализа системы диэлектрический слой—тензорезистор—диэлектрический слой с учетом жесткостей и сдвиговых деформаций всех слоев на основе модели, предложенной в работе [6], а также влияние геометрических размеров тензорезистора на его тензочувствительность.

Теория

На рис. 1 приведено схематическое изображение мезатензорезистора с диэлектрической изоляцией. Будем считать, что смещения точек слоев 1, 2 и 3 линейно зависят от расстояния от поверхности подложки или соседнего слоя (слои достаточно тонкие). Тогда при деформации подложки перемещения точек рассматриваемой системы можно записать в виде:

$$U_1 = U_0(x) + a_1(x)z,$$

$$U_2 = U_0(x) + a_1(x)h_1 + a_2(x)(z - h_1); \quad (1)$$

$U_3 = U_0(x) + a_1(x)h_1 + a_2(x)(h_2 - h_1) + a_3(x)(z - h_2)$,
 где $U_0(x)$ — перемещение точек упругого элемента

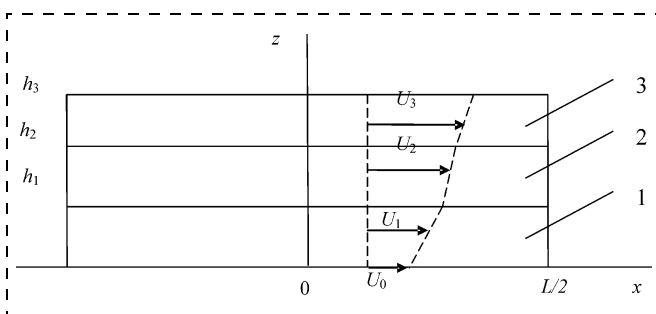


Рис. 1. Структура тензорезистора с диэлектрической изоляцией: 1, 3 — диэлектрические слои; 2 — тензорезистор

при $z = 0$; $a_1(x)$, $a_2(x)$, $a_3(x)$ — коэффициенты, подлежащие определению; h_1 , h_2 , h_3 — границы раздела слоев; высоты слоев $H_1 = h_1$, $H_2 = h_2 - h_1$, $H_3 = h_3 - h_2$.

С учетом (1) компоненты матрицы деформации в плоскости xoz принимают вид:

$$\begin{aligned}\varepsilon_1^{(1)} &= \varepsilon_{11}^{(1)} = \frac{dU_1}{dx} = \frac{dU_0(x)}{dx} + z \frac{da_1(x)}{dx} = \\ &= \varepsilon_0 + z a_1'(x); \\ \varepsilon_5^{(1)} &= 2\varepsilon_{13} = \frac{dU_1}{dz} = a_1(x), \quad 0 \leq z \leq h_1, \\ \varepsilon_1^{(2)} &= \frac{dU_2}{dx} = \varepsilon_0 + h_1 a_1'(x) + (z - h_1) a_2'(x), \\ \varepsilon_5^{(2)} &= \frac{dU_2}{dz} = a_2(x), \quad h_1 \leq z \leq h_2, \\ \varepsilon_1^{(3)} &= \frac{dU_2}{dx} = \varepsilon_0 + h_1 a_1'(x) + (h_2 - h_1) a_2'(x) + \\ &+ (z - h_2) a_3'(x), \\ \varepsilon_5^{(3)} &= \frac{dU_3}{dz} = a_3(x), \quad h_2 \leq z \leq h_3,\end{aligned}\quad (2)$$

где индексы (1)—(3) соответствуют областям 1—3 (рис. 1).

Упругая энергия системы из трех слоев (рис. 1) определяется интегралом

$$\begin{aligned}\Pi &= \int_{V_1} \left(G_1 \frac{\varepsilon_5^{(1)^2}}{2} + E_1 \frac{\varepsilon_1^{(1)^2}}{2} \right) dV + \\ &+ \int_{V_2} \left(G_2 \frac{\varepsilon_5^{(2)^2}}{2} + E_2 \frac{\varepsilon_1^{(2)^2}}{2} \right) dV + \\ &+ \int_{V_3} \left(G_3 \frac{\varepsilon_5^{(3)^2}}{2} + E_3 \frac{\varepsilon_1^{(3)^2}}{2} \right) dV,\end{aligned}\quad (3)$$

где E_1 , E_2 и E_3 — модули Юнга слоев 1—3;

$G_1 = \frac{E_1}{2(1+\nu_1)}$, $G_2 = \frac{E_2}{2(1+\nu_2)}$ и $G_3 = \frac{E_3}{2(1+\nu_3)}$ — модули сдвига слоев 1—3; ν_1 , ν_2 и ν_3 — коэффициент Пуассона слоев 1—3; V_1 , V_2 и V_3 — объемы слоев 1—3.

После интегрирования (3) по координатам u и z упругая энергия может быть представлена в виде:

$$\Pi = b \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} F(a_1, a_1', a_2, a_2', a_3, a_3', x) dx, \quad (4)$$

где b , L — длина и ширина резистора.

Неизвестные коэффициенты $a_1(x)$, $a_2(x)$, входящие в формулы (1)—(4), определяются из условия минимума упругой энергии (4).

Тогда

$$\delta \Pi = \delta \left(b \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} F(a_1, a_1', a_2, a_2', a_3, a_3', x) dx \right) = 0,$$

и функция $F(a_1, a_1', a_2, a_2', a_3, a_3', x)$ должна удовлетворять уравнениям Эйлера

$$\begin{cases} \frac{d}{dx} \left(\frac{\partial F}{\partial a_1'} \right) - \frac{\partial F}{\partial a_1} = 0; \\ \frac{d}{dx} \left(\frac{\partial F}{\partial a_2'} \right) - \frac{\partial F}{\partial a_2} = 0; \\ \frac{d}{dx} \left(\frac{\partial F}{\partial a_3'} \right) - \frac{\partial F}{\partial a_3} = 0 \end{cases} \quad (5)$$

и естественным краевым условиям [10]

$$\begin{aligned}\frac{\partial F}{\partial a_1'} \Big|_{x=-L/2}^{x=L/2} &= 0; \quad \frac{\partial F}{\partial a_2'} \Big|_{x=-L/2}^{x=L/2} = 0; \\ \frac{\partial F}{\partial a_3'} \Big|_{x=-L/2}^{x=L/2} &= 0.\end{aligned}$$

Уравнения (5) могут быть преобразованы к виду:

$$\begin{cases} a_3'' + A_1 a_2'' + B_1 a_1'' - C_1 a_1 = -D_1 U_0''; \\ a_3'' + A_2 a_2'' + B_2 a_1'' - C_2 a_2 = -D_2 U_0''; \\ a_3'' + A_3 a_2'' + B_3 a_1'' - C_3 a_3 = -D_3 U_0'', \end{cases} \quad (6)$$

где

$$A_1 = \frac{H_2(2k_3 + k_2)}{H_3 k_3}; \quad B_1 = \frac{2H_1}{H_3 k_3} \left(\frac{k_1}{3} + k_2 + k_3 \right);$$

$$C_1 = \frac{2G_1}{H_3 k_3}; \quad D_1 = \frac{(k_1 + 2k_2 + 3k_3)}{H_3 k_3};$$

$$A_2 = \frac{2H_2}{H_3 k_3} \left(k_3 + \frac{k_2}{3} \right); \quad B_2 = \frac{H_1(2k_3 + k_2)}{H_3 k_3};$$

$$C_2 = \frac{2G_2}{H_3 k_3}; \quad D_2 = \frac{(k_2 + 2k_3)}{H_3 k_3};$$

$$A_3 = \frac{3H_2}{2H_3}; \quad B_3 = \frac{3H_1}{2H_3}; \quad C_3 = \frac{3G_2}{H_3 k_3}; \quad D_3 = \frac{3}{2H_3};$$

$$k_1 = E_1 H_1; \quad k_2 = E_2 H_2; \quad k_3 = E_3 H_3;$$

$$H_1 = h_1; \quad H_2 = h_2 - h_1; \quad H_3 = h_3 - h_2.$$

Общее решение системы уравнений без правой части (однородных уравнений) (6) ищем в виде:

$$a_1(x) = d_{1i} \exp(\alpha x) + d_{2i} \exp(-\alpha x), \quad a_2(x) = d_{3i} \exp(\alpha x) + d_{4i} \exp(-\alpha x),$$

$$a_3(x) = d_{5i} \exp(\alpha x) + d_{6i} \exp(-\alpha x),$$

где d_{1i} — d_{6i} , α — некоторые константы, $i = 1, 2, 3$.

Подставляя $a_1(x)$ — $a_3(x)$ в уравнения (6), получим уравнение для определения α :

$$\alpha^6 + \frac{C_2(B_2 - B_3) - (A_1 - A_2)C_3B_2 + (C_3A_2 + C_2)(B_1 - B_2) + (A_2 - A_3)C_1}{(A_1 - A_2)(B_2 - B_3) - (A_2 - A_3)(B_1 - B_2)} \alpha^4 -$$

$$- \frac{(C_2C_3B_1 + (C_3A_2 + C_2)C_1)}{(A_1 - A_2)(B_2 - B_3) - (A_2 - A_3)(B_1 - B_2)} \alpha^2 + \frac{C_1C_2C_3}{(A_1 - A_2)(B_2 - B_3) - (A_2 - A_3)(B_1 - B_2)} = 0$$

и уравнения, связывающие коэффициенты d_{1i} — d_{6i} .

Решение системы однородных уравнений будет

$$\begin{cases} a_1(x) = d_{11} \exp(\alpha_1 x) + d_{21} \exp(-\alpha_1 x) + \\ + d_{12} \exp(\alpha_2 x) + d_{22} \exp(-\alpha_2 x) + \\ + d_{13} \exp(\alpha_3 x) + d_{23} \exp(-\alpha_3 x); \\ a_2(x) = \rho_{11}(d_{11} \exp(\alpha_1 x) + d_{21} \exp(-\alpha_1 x)) + \\ + \rho_{12}(d_{12} \exp(\alpha_2 x) + d_{22} \exp(-\alpha_2 x)) + \\ + \rho_{13}(d_{13} \exp(\alpha_3 x) + d_{23} \exp(-\alpha_3 x)); \\ a_3(x) = \rho_{21}(d_{11} \exp(\alpha_1 x) + d_{21} \exp(-\alpha_1 x)) + \\ + \rho_{22}(d_{12} \exp(\alpha_2 x) + d_{22} \exp(-\alpha_2 x)) + \\ + \rho_{23}(d_{13} \exp(\alpha_3 x) + d_{23} \exp(-\alpha_3 x)), \end{cases} \quad (7)$$

где

$$\rho_{1i} = \frac{\alpha_i^2(B_2 - B_1) + C_1}{\alpha_i^2(A_1 - A_2) + C_2},$$

$$\rho_{2i} = \frac{\alpha_i^2}{C_3 - \alpha_i^2} \left(\frac{(\alpha_i^2(B_2 - B_1) + C_1)A_3}{\alpha_i^2(A_1 - A_2) + C_2} + B_3 \right).$$

Краевые условия преобразуются к виду:

$$a'_1 = \xi_1 U'_0 \Big|_{x=\pm \frac{L}{2}}, \quad a'_2 = \xi_2 U'_0 \Big|_{x=\pm \frac{L}{2}},$$

$$a'_3 = \xi_3 U'_0 \Big|_{x=\pm \frac{L}{2}},$$

где

$$\xi_1 = \frac{-3(2k_3k_2 + 2k_2^2 + 4k_1k_2 + 3k_1k_3)}{\Delta_1};$$

$$\xi_2 = \frac{3k_1(2k_2 + k_3)}{\Delta_1}; \quad \xi_3 = \frac{-3k_1k_2}{\Delta_1};$$

$$\Delta_1 = 2H_1(3k_1k_3 + 3k_2^2 + 4k_1k_2 + 3k_2k_3).$$

В связи с тем что ширина резистора, как правило, много меньше размеров упругого элемента, деформации на ширине резистора или постоянны, или их изменения близки к линейным. Поэтому практический интерес представляют два случая деформации подложки: 1) деформация подложки ли-

нейно зависит от координаты x ($U'_0 = \varepsilon_0(1 + \beta x)$);

2) деформация подложки постоянна ($U'_0 = \varepsilon_0 = \text{const}$). Рассмотрим эти случаи.

1. Когда $U'_0 = \varepsilon_0(1 + \beta x)$, частное решение системы неоднородных уравнений (6) будет

$$a_1^R(x) = \frac{\beta D_1 \varepsilon_0}{C_1}, \quad a_2^R(x) = \frac{\beta D_2 \varepsilon_0}{C_2},$$

$$a_3^R(x) = \frac{\beta D_3 \varepsilon_0}{C_3}$$

и

$$\begin{cases} a_1(x) = d_{11} \exp(\alpha_1 x) + d_{21} \exp(-\alpha_1 x) + \\ + d_{12} \exp(\alpha_2 x) + d_{22} \exp(-\alpha_2 x) + \\ + d_{13} \exp(\alpha_3 x) + d_{23} \exp(-\alpha_3 x) + \frac{\beta D_1 \varepsilon_0}{C_1}, \\ a_2(x) = \rho_{11}(d_{11} \exp(\alpha_1 x) + d_{21} \exp(-\alpha_1 x)) + \\ + \rho_{12}(d_{12} \exp(\alpha_2 x) + d_{22} \exp(-\alpha_2 x)) + \\ + \rho_{13}(d_{13} \exp(\alpha_3 x) + d_{23} \exp(-\alpha_3 x)) + \frac{\beta D_2 \varepsilon_0}{C_2}, \\ a_3(x) = \rho_{21}(d_{11} \exp(\alpha_1 x) + d_{21} \exp(-\alpha_1 x)) + \\ + \rho_{22}(d_{12} \exp(\alpha_2 x) + d_{22} \exp(-\alpha_2 x)) + \\ + \rho_{23}(d_{13} \exp(\alpha_3 x) + d_{23} \exp(-\alpha_3 x)) + \frac{\beta D_3 \varepsilon_0}{C_3}. \end{cases}$$

Коэффициенты d_{1i} равны

$$d_{11} = \frac{\left(\beta L \cosh\left(\frac{\alpha_1 L}{2}\right) + 2 \sinh\left(\frac{\alpha_1 L}{2}\right) \right) \varepsilon_0}{2\alpha_1 \sinh(\alpha_1 L) \Delta_2} \times$$

$$\times [(\rho_{13} - \rho_{12})\xi_3 + (\rho_{22} - \rho_{23})\xi_2 + (\rho_{12}\rho_{23} - \rho_{13}\rho_{22})\xi_1];$$

$$d_{12} = \frac{\left(\beta L \cosh\left(\frac{\alpha_2 L}{2}\right) + 2 \sinh\left(\frac{\alpha_2 L}{2}\right) \right) \varepsilon_0}{2\alpha_2 \sinh(\alpha_2 L) \Delta_2} \times$$

$$\times [(\rho_{13} - \rho_{11})\xi_3 + (\rho_{21} - \rho_{23})\xi_2 + (\rho_{11}\rho_{23} - \rho_{13}\rho_{21})\xi_1];$$

$$d_{13} = \frac{\left(\beta L \cosh\left(\frac{\alpha_3 L}{2}\right) + 2 \sinh\left(\frac{\alpha_3 L}{2}\right)\right) \varepsilon_0}{2 \alpha_3 \sinh(\alpha_3 L) \Delta_2} \times$$

$$\times [(\rho_{12} - \rho_{11}) \xi_3 + (\rho_{21} - \rho_{22}) \xi_2 + (\rho_{11} \rho_{22} - \rho_{21} \rho_{12}) \xi_1];$$

$$\frac{d_{1i}}{d_{2i}} = \frac{\beta L + 2 \tanh\left(\alpha_i \frac{L}{2}\right)}{\beta L - 2 \tanh\left(\alpha_i \frac{L}{2}\right)}, \quad i = 1, 2.$$

Деформации в слоях 1—3 определяются из уравнений (2). Деформации слоев 1—3 зависят от координат, поэтому средние деформации этих слоев отличаются от деформации подложки. Деформации во втором слое, усредненные соответственно по z и z, x , равны

$$\langle \varepsilon_5^{(2)} \rangle = \varepsilon_5^{(2)} = a_2(x) = \frac{\varepsilon_0 \beta D_2}{C_2} + \rho_{13}(d_{13} \exp(\alpha_3 x) +$$

$$+ d_{23} \exp(-\alpha_3 x)) + \rho_{12}(d_{12} \exp(\alpha_2 x) +$$

$$+ d_{22} \exp(-\alpha_2 x)) + \rho_{11}(d_{11} \exp(\alpha_1 x) +$$

$$+ d_{21} \exp(-\alpha_1 x));$$

$$\langle \langle \varepsilon_5^{(2)} \rangle \rangle = \frac{\varepsilon_0 \beta D_2}{C_2} + \frac{2}{L} \left[\frac{\rho_{13}(d_{13} + d_{23})}{\alpha_3} \sinh\left(\alpha_3 \frac{L}{2}\right) + \right.$$

$$+ \frac{\rho_{12}(d_{12} + d_{22})}{\alpha_2} \sinh\left(\alpha_2 \frac{L}{2}\right) +$$

$$\left. + \frac{\rho_{11}(d_{11} + d_{21})}{\alpha_1} \sinh\left(\alpha_1 \frac{L}{2}\right) \right];$$

$$\langle \varepsilon_1^{(2)} \rangle = \frac{1}{2} [\alpha_3(2H_1 + \rho_{13}H_2)(d_{13} \exp(\alpha_3 x) -$$

$$- d_{23} \exp(-\alpha_3 x)) + \alpha_2(2H_1 + \rho_{12}H_2) \times$$

$$\times (d_{12} \exp(\alpha_2 x) - d_{22} \exp(-\alpha_2 x)) +$$

$$+ \alpha_1(2H_1 + \rho_{11}H_2)(d_{11} \exp(\alpha_1 x) - d_{12} \exp(-\alpha_1 x))] +$$

$$+ \varepsilon_0(1 + \beta x);$$

$$\langle \langle \varepsilon_1^{(2)} \rangle \rangle = \frac{1}{L} \left[(2H_1 + \rho_{13}H_2)(d_{13} - d_{23}) \times \right.$$

$$\times \sinh\left(\alpha_3 \frac{L}{2}\right) + (2H_1 + \rho_{12}H_2)(d_{12} - d_{22}) \times$$

$$\times \sinh\left(\alpha_2 \frac{L}{2}\right) + (2H_1 + \rho_{11}H_2)(d_{11} - d_{12}) \times$$

$$\left. \times \sinh\left(\alpha_1 \frac{L}{2}\right) \right] + \varepsilon_0.$$

2. В случае однородной деформации подложки ($U'_0 = \varepsilon_0 = \text{const}$) правая часть в системе уравнений (6) равна нулю и решение — это решение системы однородных уравнений (7). В этом случае $d_{11} = -d_{21} = c_{11}$, $d_{12} = -d_{22} = c_{12}$, $d_{13} = -d_{23} = c_{13}$

и решение системы однородных уравнений (6) может быть записано в виде:

$$\begin{cases} a_1(x) = 2c_{11} \sinh(\alpha_1 x) + 2c_{12} \sinh(\alpha_2 x) + \\ + 2c_{13} \sinh(\alpha_3 x), \\ a_2(x) = 2c_{11} \rho_{11} \sinh(\alpha_1 x) + \\ + 2c_{12} \rho_{12} \sinh(\alpha_2 x) + 2c_{13} \rho_{13} \sinh(\alpha_3 x), \\ a_3(x) = 2c_{11} \rho_{21} \sinh(\alpha_1 x) + \\ + 2c_{12} \rho_{22} \sinh(\alpha_2 x) + 2c_{13} \rho_{23} \sinh(\alpha_3 x), \end{cases} \quad (8)$$

$$c_{11} = \frac{[(\rho_{13} - \rho_{12}) \xi_3 + (\rho_{22} - \rho_{23}) \xi_2 + (\rho_{23} \rho_{12} - \rho_{22} \rho_{13}) \xi_1] \varepsilon_0}{\Delta_2 \alpha_1 \sinh\left(\alpha_1 \frac{L}{2}\right)};$$

$$c_{12} = \frac{[(\rho_{11} - \rho_{13}) \xi_3 + (\rho_{23} - \rho_{21}) \xi_2 + (\rho_{21} \rho_{13} - \rho_{11} \rho_{23}) \xi_1] \varepsilon_0}{\Delta_2 \alpha_2 \sinh\left(\alpha_2 \frac{L}{2}\right)}; \quad (9)$$

$$c_{13} = \frac{[(\rho_{12} - \rho_{11}) \xi_3 + (\rho_{21} - \rho_{22}) \xi_2 + (\rho_{11} \rho_{22} - \rho_{21} \rho_{12}) \xi_1] \varepsilon_0}{\Delta_2 \alpha_3 \sinh\left(\alpha_3 \frac{L}{2}\right)};$$

$$\Delta_2 = 2(\rho_{11}(\rho_{22} - \rho_{23}) + \rho_{12}(\rho_{23} - \rho_{21}) + \rho_{13}(\rho_{21} - \rho_{22}))$$

и деформации в слоях 1—3 равны

$$\varepsilon_1^{(1)} = \varepsilon_0 + 2(c_{11} \alpha_1 \cosh(\alpha_1 x) + c_{12} \alpha_2 \cosh(\alpha_2 x) + c_{13} \alpha_3 \cosh(\alpha_3 x))z,$$

$$\varepsilon_1^{(2)} = \varepsilon_0 + 2c_{11}(H_1 + \rho_{11}(z - H_1))\alpha_1 \cosh(\alpha_1 x) +$$

$$+ 2c_{12}(H_1 + \rho_{12}(z - H_1))\alpha_2 \cosh(\alpha_2 x) +$$

$$+ 2c_{13}(H_1 + \rho_{13}(z - H_1))\alpha_3 \cosh(\alpha_3 x);$$

$$\varepsilon_1^{(3)} = \varepsilon_0 + 2c_{11}(H_1 + \rho_{11}H_2 +$$

$$+ \rho_{21}(z - H_2 - H_1))\alpha_1 \cosh(\alpha_1 x) + 2c_{12}(H_1 +$$

$$+ \rho_{12}H_2 + \rho_{22}(z - H_2 - H_1))\alpha_2 \cosh(\alpha_2 x) +$$

$$+ 2c_{13}(H_1 + \rho_{11}H_2 +$$

$$+ \rho_{31}(z - H_2 - H_1))\alpha_3 \cosh(\alpha_3 x);$$

$$\varepsilon_5^{(1)} = a_1(x), \quad \varepsilon_5^{(2)} = a_2(x), \quad \varepsilon_5^{(3)} = a_3(x). \quad (10)$$

Средние деформации $\varepsilon_5^{(1)}$, $\varepsilon_5^{(2)}$, $\varepsilon_5^{(3)}$ в слоях 1—3, как видно из уравнений (10), равны нулю. Деформации во втором слое, усредненные соответственно по z и z, x , равны

$$\langle \varepsilon_1^{(2)} \rangle = \varepsilon_0 + c_{11} \alpha_1 (2H_1 + \rho_{11}H_2) \cosh(\alpha_1 x) +$$

$$+ c_{12} \alpha_2 (2H_1 + \rho_{12}H_2) \cosh(\alpha_2 x) +$$

$$+ c_{13} \alpha_3 (2H_1 + \rho_{13}H_2) \cosh(\alpha_3 x); \quad (11)$$

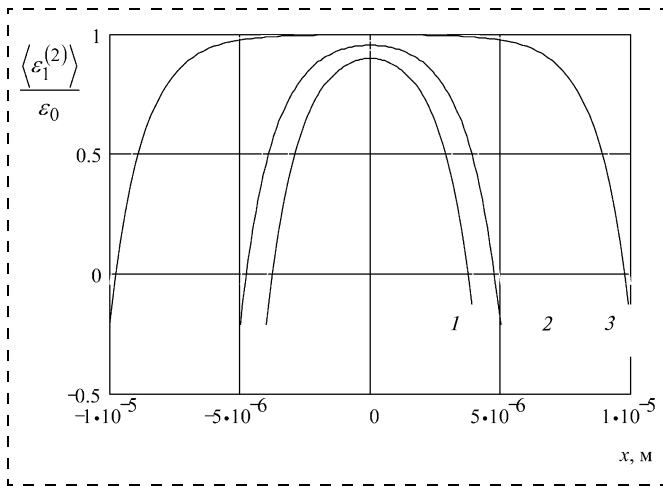


Рис. 2. Зависимости $\langle \varepsilon_1^{(2)} \rangle / \varepsilon_0$ от координаты x :

1 — $L = 8$ мкм; 2 — $L = 10$ мкм; 3 — $L = 20$ мкм; $H_3 = 0,2$ мкм; $H_2 = 0,5$ мкм; $H_1 = 0,4$ мкм

$$\begin{aligned} \langle \varepsilon_1^{(2)} \rangle = \varepsilon_0 + & \frac{2c_{11}(2H_1 + H_2\rho_{11})\sinh\left(\frac{\alpha_1 L}{2}\right)}{L} + \\ & + \frac{2c_{12}(2H_1 + H_2\rho_{12})\sinh\left(\frac{\alpha_2 L}{2}\right)}{L} + \\ & + \frac{2c_{13}(2H_1 + H_2\rho_{13})\sinh\left(\frac{\alpha_3 L}{2}\right)}{L}. \end{aligned} \quad (12)$$

Зависимости $\langle \varepsilon_1^{(2)} \rangle / \varepsilon_0$ от координаты x для трех значений L при постоянной деформации подложки приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что у краев резистора деформация меньше, чем в подложке и на самых краях имеет противоположный знак, что связано с наклоном торцов слоев при деформации.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Экспериментальные результаты исследования передачи деформации от подложки к тензорезистору через слой диэлектрика (SiO_2) приведены в работе [7]. Коэффициенты продольной и поперечной тензочувствительности поликремниевых тензорезисторов различной ширины определялись на тестовых элементах в виде консольных балок, имеющих линейные размеры $22 \times 6 \times 0,38$ мм. Толщины слоев двуокиси кремния и поликремния равнялись соответственно 0,4 и 0,5 мкм. Двуокись кремния получалась термическим окислением кремниевых пластин. Определим средние деформации продольного резистора, расположенного вдоль длинной оси балки, и поперечного резистора, расположенного поперек этой оси.

1. Продольный резистор:

а) вдоль резистора

$$\varepsilon_1^{(L)} = \frac{1}{L} \varepsilon_{01}^{(L)} \int_L f_i(x_1) dx_1;$$

б) поперек резистора

$$\varepsilon_2^{(L)} = \frac{1}{b} \varepsilon_{02}^{(L)} \int_b f_i(x_2) dx_2.$$

2. Поперечный резистор:

а) вдоль резистора

$$\varepsilon_2^{(t)} = \frac{1}{L} \varepsilon_{02}^{(t)} \int_L f_i(x_2) dx_2;$$

б) поперек резистора

$$\varepsilon_1^{(t)} = \frac{1}{b} \varepsilon_{01}^{(t)} \int_b f_i(x_1) dx_1,$$

где $\varepsilon_{01}^{(L)}$, $\varepsilon_{01}^{(t)}$, $\varepsilon_{02}^{(L)}$, $\varepsilon_{02}^{(t)}$ — деформации вдоль и поперек оси балки под продольным (L) и поперечным (t) резисторами; L — длина резистора; b — ширина резистора.

Тогда относительные изменения сопротивлений продольного и поперечного резисторов могут быть записаны в виде

$$\frac{\Delta R_L}{R} = K_L \varepsilon_1^{(L)} + K_t \varepsilon_2^{(L)},$$

$$\frac{\Delta R_t}{R} = K_L \varepsilon_2^{(t)} + K_t \varepsilon_1^{(t)}, \quad (13)$$

где K_L и K_t — продольный и поперечный коэффициенты тензочувствительности.

Из формул (13) следуют выражения для продольного и поперечного коэффициентов тензочувствительности:

$$\begin{aligned} K_L = & \frac{\left(\frac{\Delta R_L}{R} \varepsilon_1^{(t)} - \frac{\Delta R_t}{R} \varepsilon_2^{(L)}\right)}{(\varepsilon_1^{(L)} \varepsilon_1^{(t)} - \varepsilon_2^{(L)} \varepsilon_2^{(t)})}; \\ K_t = & \frac{\left(\frac{\Delta R_L}{R} \varepsilon_2^{(t)} - \frac{\Delta R_t}{R} \varepsilon_1^{(L)}\right)}{(\varepsilon_1^{(L)} \varepsilon_1^{(t)} - \varepsilon_2^{(L)} \varepsilon_2^{(t)})}. \end{aligned} \quad (14)$$

Коэффициенты тензочувствительности являются характеристиками полупроводника и поэтому не могут зависеть от линейных размеров тензорезисторов. Наблюдающиеся экспериментально зависимости коэффициентов тензочувствительности K_L' и K_t' от линейных размеров связаны с методикой их вычисления, когда при вычислении по формулам (14) вместо деформаций тензорезисторов

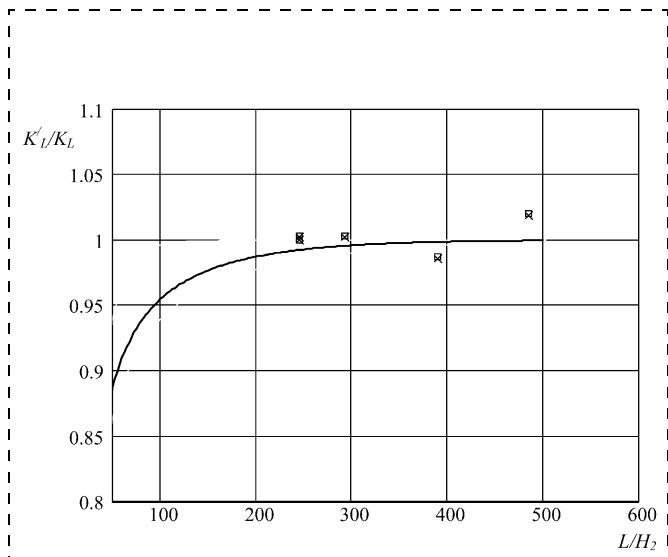


Рис. 3. Зависимости отношения продольных коэффициентов тензочувствительности к их максимальным значениям в зависимости от отношения длины резистора к его толщине:

— — расчетные результаты;
 ×, □ — экспериментальные результаты

используются деформации подложки под тензорезисторами $\varepsilon_{01}^{(L)}$, $\varepsilon_{01}^{(t)}$, $\varepsilon_{02}^{(L)}$, $\varepsilon_{02}^{(t)}$.

На рис. 3 и рис. 4 приведены экспериментальные и расчетные зависимости отношений продольного и поперечного коэффициентов тензочувствительности к их максимальным значениям в зависимости от отношения длины и ширины тензорезистора к его толщине. Расчетные K_L и K_t получены из выражения (14) при использовании экспериментальных $\frac{\Delta R_L}{R}$, $\frac{\Delta R_t}{R}$ и деформации, вычисленной по формуле (12). Экспериментальные K'_L и K'_t вычислены по (14), но вместо деформаций резисторов $\varepsilon_1^{(L)}$, $\varepsilon_1^{(t)}$, $\varepsilon_2^{(L)}$, $\varepsilon_2^{(t)}$ использовались деформации подложки $\varepsilon_{01}^{(L)}$, $\varepsilon_{01}^{(t)}$, $\varepsilon_{02}^{(L)}$, $\varepsilon_{02}^{(t)}$.

Из рисунков видно, что теоретические зависимости удовлетворительно описывают экспериментально наблюдаемые уменьшения коэффициентов тензочувствительности при уменьшении отношений длины и ширины резистора к его толщине, что свидетельствует об адекватности рассмотренной модели передачи деформации через промежуточный слой от подложки к резистору, который закрыт защитным слоем.

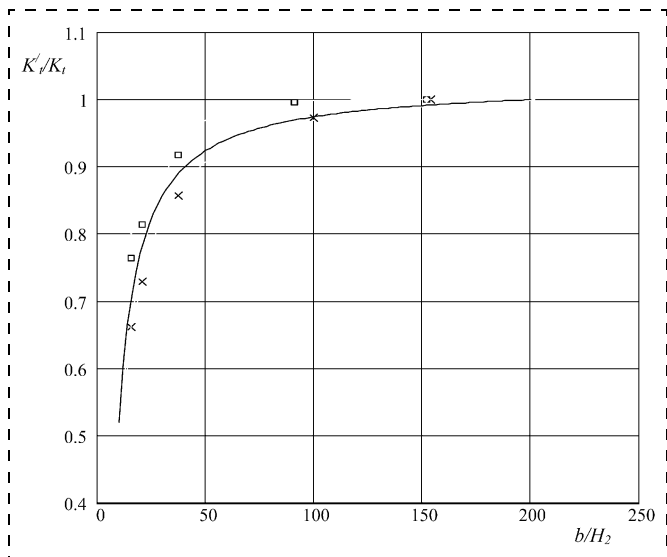


Рис. 4. Зависимости отношения поперечных коэффициентов тензочувствительности к их максимальным значениям в зависимости от отношения ширины резистора к его толщине:

— — расчетные результаты;
 ×, □ — экспериментальные результаты

Список литературы

1. Kong-Beng Thei, Chung-Long Cheng, Hsin-Chien Lin et al. A New and Improved Structure of Polysilicon Resistor for Subquarter Micrometer CMOS Device Application // IEEE Trans. Electron Devices. 2003. V. 50. P. 516—518.
2. Hung-Ming Chuang, Kong-Beng Thei, Sheng-Fu Tsai, Wen-Chau Liu. Temperature Dependent Characteristics of Polysilicon and Diffused Resistors // IEEE Trans. Electron Devices. 2003. V. 50. P. 1413—1415.
3. Wen-Chau Liu, Kong-Beng Thei, Hung-Ming Chuang et al. Characterization of Polysilicon Resistors in Sub-0.25 CMOS ULSI Application // IEEE Electron Devices Letters. 2001. V. 22. P. 318—320.
4. Стучебников В. М. Тензорезисторные преобразователи на основе гетероэпитаксиальных структур "кремний-на-сапфире" // Измерение, контроль, автоматизация. 1982. № 4 (44). С. 15—26.
5. Lenk A. Elektromechanische Systeme // VEB Verlag Technik, Berlin. 1975. P. 226.
6. Серьезнов А. Н., Скотников А. А., Присекин В. Л. Погрешности полупроводниковых тензорезисторов, обусловленные толщиной клеевого слоя // Полупроводниковая тензометрия. Мат. IV конф. по полупроводниковой тензометрии. Львов. 22—28 сентября. 1969. С. 82.
7. Гридчин В. А., Грищенко В. В., Любимский В. М., Харьков А. А. Влияние линейных размеров поликремниевых резисторов на их тензочувствительность // Труды V международной конференции "Актуальные проблемы электронного приборостроения" (АПЭП-2000). Новосибирск. 2000. Т. 4. С. 3—5.
8. Гридчин В. А., Любимский В. М. Физико-технологические проблемы создания поликремниевых тензорезистивных сенсоров давления // Приборы. 2005. № 6 (60), С. 23—27.
9. Антонова И. В., Наумова О. В., Попов В. П., Сапожникова Н. В., Французов А. А. Кремний-на-изоляторе: материал и приборные структуры // Микросистемная техника. 2001. № 10. С. 35—40.
10. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1970. С. 323.

В. В. Амеличев, канд. техн. наук,
В. Д. Вернер, д-р техн. наук, проф.,
А. В. Ильков,
 НПК "Технологический центр" МИЭТ

МЭМС-МИКРОФОН. ВЫБОР МАТЕРИАЛОВ, КОНСТРУКЦИИ И ТЕХНОЛОГИИ

Часть I. Электромеханический чувствительный элемент

МЭМС-микрофоны служат примером наиболее быстроразвивающихся новых типов изделий микросистемной техники. Их характеристики существенно зависят от выбранной технологии изготовления. В части I работы рассмотрены методы оценки характеристик и их зависимости от технологии для электромеханического чувствительного элемента таких микрофонов.

Постоянное увеличение доли носимой аппаратуры в объеме изделий электронной аппаратуры служит мощным стимулом расширения производства микроэлектромеханических систем (МЭМС). Особую роль играет их применение в таком массовом продукте, как мобильные телефоны. Только в третьем квартале 2005 г. их было произведено 200 млн. шт. Годовой темп роста производства около 10 %, объем рынка на 2008 г. оценивается в 3 млрд. шт. Согласно исследованиям рынка МЭМС [1] в мобильных телефонах возможно использование восьми типов МЭМС. На первом месте стоят МЭМС-микрофоны. По разным оценкам, в год производится от 1,2 до 2,0 млрд шт. микрофонов. Доля МЭМС-микрофонов — 5...10 %. В связи с этими цифрами кажется оправданной оценка объема рынка МЭМС-микрофонов в 2005 г. на уровне 60 млн шт. и его рост к 2008 г. до 350 млн шт. В этом секторе рынка МСТ работает около 15 фирм [2]. В числе ведущих называют пять компаний: *Knowless acoustics*, *Sonion MEMS*, *Acustica*, *Memstech*, *Apogee*. Аналитическая фирма *Yole Development* подготовила специальный выпуск по анализу состояния производства и рынка МЭМС-микрофонов, основанный на особенностях конструкций и технологий производства на отдельных фирмах [3].

Принципиальным отличием МЭМС-микрофонов от обычных является тесная связь конструкции микрофонов с технологией. Отдельные элементы и конструкция в целом определяются выбором одного из типов объемной или поверхностной обработки и создания структур на базе кремния. При выборе технологии изготовления и элементов прототипа МЭМС-микрофона необходимо сделать предварительные оценки их параметров. Только после изготовления прототипа целесообразно пол-

номасштабное применение САПР. И только при массовом производстве необходимо использовать методы автоматизированного проектирования для производства, оценки оптимальности конструкции и технологии, оценки надежности. Этим вопросам был посвящен специальный выпуск журнала "MST-news" [25].

Микрофоны и телефоны относятся к классу электроакустических преобразователей (ЭАП). ЭАП состоит из трех основных элементов: электрической схемы, механической колебательной системы и звукового поля. Полная колебательная система выполняет колебания механической системы, их электромеханическое преобразование и механоакустическое преобразование.

В основе классификации микрофонов как ЭАП лежит принцип электромеханического преобразования: индуктивного, емкостного, пьезоэлектрического и пьезорезистивного. В МЭМС-микрофонах преимущественно используется емкостное преобразование. Ближайший конкурент — электретный микрофон — обладает преимуществом наличия собственного источника питания. В принципе, это тот же емкостной преобразователь, но дополнительная функция источника питания заставляет, как правило, увеличивать его площадь в 4 раза. Использование микрофона как части интеллектуального оснащения мобильного телефона вообще снимает эту проблему, так как микрофон становится только одним из потребителей энергии. С точки зрения преобразования электромеханической энергии колебаний в электрический сигнал микрофон подобен датчиковым системам и его электромеханический преобразователь можно рассматривать как чувствительный элемент (ЧЭ) датчика акустического давления. Поэтому многие аспекты расчета микрофона могут быть сопоставлены с методами расчета МЭМС-датчика.

В расчете микрофона должна быть установлена зависимость напряжения U или тока I на выходе от заданных характеристик звукового поля (звуковое давление P и/или скорость колебаний). Микрофон в основном предназначен для использования человеком, поэтому характеристики акустического поля должны быть ограничены возможностями человеческого уха воспринимать звуки. Важнейшей характеристикой при этом является частотный диапазон колебаний воздушной среды. Считается, что слышимый звук соответствует диапазону 16 Гц...16 кГц. Для высококачественных микрофонов высокочастотная граница повышается до 20 кГц. В практике МЭМС-микрофонов считают достаточным диапазон 100 Гц...10 кГц. В этом диапазоне чувствительность микрофона, выраженная обычно в милливольт на паскаль (мВ/Па), должна быть, по возможности, независимой от частоты. Как правило, стремятся достичь чувствительности от единиц до десятков мВ/Па.

Этот диапазон должен обеспечить прием звуковых волн в интервале давлений звукового поля.

Этот диапазон обычно выражается в децибелах (дБ), т. е. $N = 20 \lg P/P_0$, где $P_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Па. Верхний предел (120...140 дБ) называется порогом болевого ощущения. Нижний предел — "порог слышимости" — зависит от уровня акустического шума и может колебаться от долей до единиц децибел. В связи с этим считают, что верхняя граница для МЭМС-микрофонов лежит в области 40...50 дБ. Таким образом, порядок акустического давления P_a лежит в диапазоне единиц миллипаскалей. Различают два вида электростатического ЧЭ: абсолютный и дифференциальный. В терминологии конструкции микрофонов это соответствует микрофонам давления и градиента давления. В конструкции емкостного ЧЭ данное различие выражается в использовании одного подвижного и одного или двух неподвижных электродов (пластин) конденсатора.

В качестве подвижного электрода выступает элемент, который мы назовем диафрагмой. Если диафрагма имеет собственную упругую форму, она называется пластиной, а если упругие свойства создаются посторонним натяжением, то диафрагму будем называть мембраной. Обе эти модели достаточно давно исследованы и следует оценить их применимость для МЭМС-микрофонов. Механические и акустические системы характеризуются сосредоточенными или распределенными параметрами. На низких частотах все механические системы и часть акустических систем характеризуются сосредоточенными параметрами. При высоких частотах обе группы систем следует рассматривать как системы с распределенными параметрами. Идеальная диафрагма колеблется как целое и может рассматриваться как система с сосредоточенными параметрами. Практически диафрагма колеблется с прогибом от краев к центру. Для уменьшения прогиба используются пластины с жестким центром и мембраны с гофрированием на краях. Реальная диафрагма (пластина или мембрана) должна рассматриваться как система с распределенными параметрами. В большинстве случаев для оценки поведения упругого ЧЭ используют уравнения движения под действием внешних сил системы с сосредоточенными параметрами. Переход от одного вида системы к другому проводят путем использования эквивалентных величин. В простейшем случае рассматривают уравнения типа

$$m\ddot{w} + r\dot{w} + kw = F(t), \quad (1)$$

где w — смещение от положения равновесия; k — упругая жесткость; r — коэффициент сопротивления среды.

Обычно $F(t)$ — гармоническая функция. Известно, что в такой системе наблюдается резонансное явление при частоте вынуждающих колебаний $\omega = \omega_0$ — частоте собственных свободных колебаний системы $\omega_0^2 = k/m$. Решение уравнения (1) может быть записано для стационарного режима в

форме $w = w_0 \cos(\omega t - \alpha)$. Подставив его в уравнение (1), получим

$$-mw_0\omega^2 \cos(n\omega_0 t - \alpha) - rw_0 n\omega_0 \sin(n\omega_0 t - \alpha) + kw_0 \cos(n\omega_0 t - \alpha) = F_0 \cos(n\omega_0 t). \quad (2)$$

Значение $n = \omega/\omega_0$ определяет поведение системы. При $n \ll 1$ вкладом первых двух членов можно пренебречь и тогда

$$w_0 k \cos(n\omega_0 t - \alpha) = F_0 \cos(n\omega_0 t). \quad (3)$$

Таким образом, $w_0 = F_0/k$ и фаза смещения w совпадает с фазой силы F . При $n \approx 1$ главную роль играют силы сопротивления:

$$w_0 r \sin(\omega_0 t - \alpha) \omega_0 = F_0 \cos \omega_0 t; \quad (4)$$

$$F_0 = w_0 r \omega_0 \text{ и } \alpha = \pi/2.$$

При $n \gg 1$ остаются члены, содержащие m . В работе [4] эти три варианта частотных диапазонов относительно ω_0 обозначены как системы, управляемые упругостью, трением или массой. Для систем, управляемых упругостью, смещение не зависит от частоты. В этом режиме работают датчики абсолютного давления и микрофоны давления. В режиме, контролируемом массой, работают дифференциальные датчики давления, микрофоны градиента давления и акселерометры.

Для анализа поведения системы часто более удобной является запись внешней силы в виде комплексной функции $\hat{F} = F_0 e^{j\omega t}$, а искомую функцию выражают в виде $\hat{w}(t)$, для нее

$$\hat{w}_0 = \frac{F_0}{r + j\left(\omega m - \frac{k}{\omega}\right)}, \quad (5)$$

и вводят механический импеданс колебательной системы

$$\hat{z} = r + j\left(\omega m - \frac{k}{\omega}\right) = z_0 e^{j\varphi},$$

$$\text{где } z_0 = \sqrt{r^2 + \left(\omega m - \frac{k}{\omega}\right)^2}, \quad \varphi = \arctg\left(\frac{\omega m - \frac{k}{\omega}}{r}\right).$$

Тогда частота резонанса определяется условием $\omega m = k/\omega$, так как при этом $z_0 = r$,

$$\frac{F_0}{\hat{w}} = z = r \sqrt{1 + Q^2 \gamma^2} e^{j\varphi}. \quad (6)$$

Здесь $\gamma = n - \frac{1}{n}$; $\varphi = \arctg \gamma Q$; Q — добротность колебательной системы; $\frac{1}{Q} = \eta$ — коэффициент потерь,

Таблица 1

Электромеханические аналоги

Электрическая система	Первая система механическая	Вторая система механическая	Первая система акустическая
Напряжение U Сила тока I	Сила F Скорость V	Скорость V Сила F	Звуковое давление P Объемная скорость SV
Индуктивность L	Масса m	Гибкость c	Акустическая масса $m_a = \frac{\rho l}{S}$
Активное сопротивление R	Сопротивление r	Величина, обратная коэффициенту сопротивления	Сопротивление акустических потерь r_a
Емкость C	Гибкость c	Масса m	Акустическая податливость $C_c = \frac{V}{\rho C^2}$

$$\eta = \frac{r}{\omega_0 m} \cong \gamma = \frac{2\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{r\omega_0}{k}, \quad (7)$$

где $2\Delta\omega$ — полоса пропускания на уровне 0,7079 резонансного пика.

Аналогия между механической колебательной системой и электрическим колебательным контуром позволила развить систему аналоговых расчетов механических систем. Механические аналоги электрических величин приведены в табл. 1. В определенной мере могут быть рассмотрены механические и, следовательно, электрические аналоги акустических элементов (трубок, диафрагм, объемов и т. д.). Существует определенный библиотечный набор таких элементов [4, 5]. Например, модели микрофона может соответствовать аналоговая механическая (рис. 1) и электрическая схемы. В этих схемах упругие элементы представлены моделями с сосредоточенными элементами.

Таким образом, на первом этапе строится аналоговая схема диафрагмы. Она заменяется узлом из массы, гибкости и активного сопротивления (m, c, r).

Акустические элементы заменяются механическими: объем — гибкостью, каналы — массой и сопротивлением и т. д. Под диафрагмой находится камера (слой воздуха). Это означает, что диафрагма подвешена на двух параллельных гибкостях. Если за камерой находятся отверстия, то соответствующая масса помещается за гибкостью камеры. За отверстиями есть большой объ-

ем, за "массой" отверстия помещается еще одна гибкость. Аналогичным образом мы можем последовательно рассмотреть все элементы микрофона, для которых при расчете можно использовать принцип замены систем с распределенными параметрами на системы с сосредоточенными параметрами. Для систем, контролируемых упругостью, условием перехода от действительных значений к эквивалентным служит замена величин в формуле определения собственной частоты колебаний:

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{G}{m_{\text{эк}}}}, \quad (8)$$

где G — жесткость системы с распределенными параметрами; $m_{\text{эк}}$ — эквивалентная сосредоточенная масса, обеспечивающая равенство частот реальной и эквивалентной колебательных систем.

Механическая колебательная система с распределенными параметрами представлена двумя элементами: пластиной и мембраной. Упругое поведение этих элементов в общем виде исследовано подробно и описано в большом ряде фундаментальных трудов (например, [6, 7]), а также в монографиях, специально посвященных микросистемной технике [26]. Для конкретных систем анализ строится на базе фундаментальных уравнений, а их решение достигается методами моделирования или аналитически.

Для конструирования ЧЭ микрофона предварительные оценки удобнее проводить на базе формул, выведенных в аналитических расчетах, или их графических результатов.

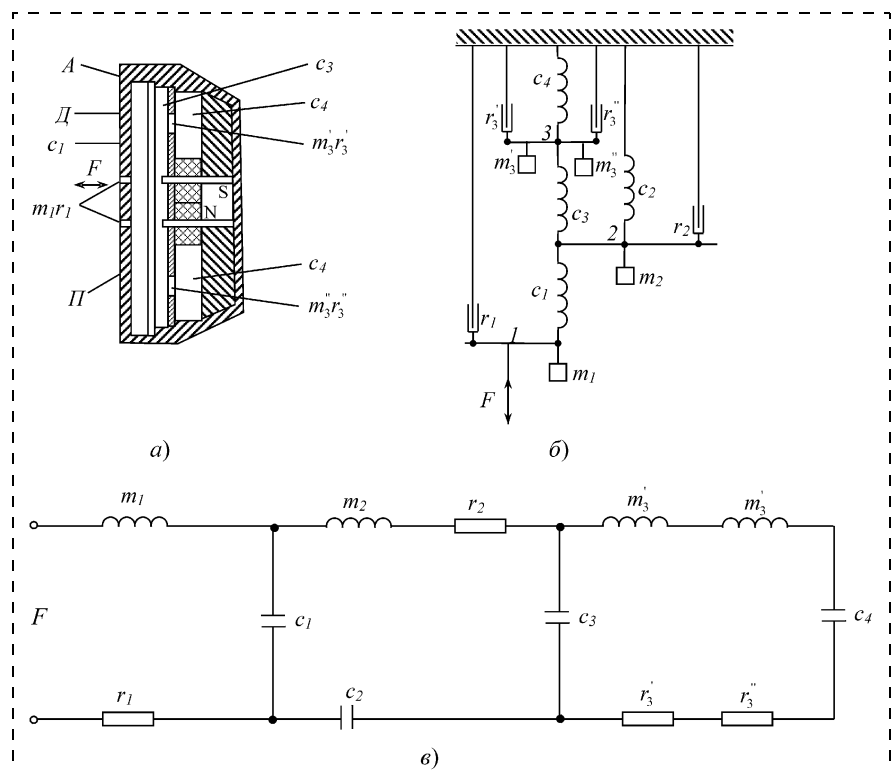


Рис. 1. Конструкция микрофона (а) и соответствующая ей механическая аналогия (б) и аналоговая схема (в)

Для упругих заземленных пластин, входящих в электростатический ЧЭ или актуатор, значительный интерес представляет серия работ В. П. Драгунова [8–11]. В этих работах исследовано упругое поведение пластин разной формы (круглые, квадратные, треугольные и шестиугольные) под действием электростатических сил в рамках линейного и нелинейного нагружения. Последний случай более существенен для актуаторов, чем для ЧЭ. Однако введение в качестве дополнительного параметра моделей статического давления позволяет распространить результаты этих работ и на ЧЭ. Отметим следующие результаты.

1. Условие применимости полученных формул $A \gg d$, где A — линейный размер пластины; d — межэлектродное расстояние.

2. Подтверждение границы линейного прогиба w до значений $w = 0,1 \dots 0,2h$, где h — толщина пластины.

3. Определение значений критических величин — $U_{кр}$ — напряжения и $w_{кр}$ — критического прогиба. В частности, для круглой пластины $w_{кр} = 0,464d$ и

$U_{кр} = 5,63 \cdot 10^6 \sqrt{d^3 D}/S$, для квадратной пластины $w_{кр} = 0,477d$ и $U_{кр} = 6,22 \cdot 10^6 \sqrt{d^3 D}/S$, где D — цилиндрическая жесткость, $D = h/12E/(1 - \nu^2)$, E — модуль Юнга, и ν — коэффициент Пуассона.

4. Определение собственной частоты колебаний квадратной заземленной изотропной пластины $\omega_0 = \frac{35,9}{S} \sqrt{\frac{D}{\rho h}}$, где ρ — плотность материала пластины.

5. Установление линейной зависимости w/h (до 0,3) от qS^2/Dh (до 200), что позволяет оценить $w_{max} = 1/33 \cdot 10^{-3}(qS^2/D)$. Следует отметить, что монокристаллический кремний — анизотропный материал и это учтено в работах [10, 11], где рассмотрены и случаи ортотропного материала. В большинстве работ по МЭМС-микрофонам используется только изотропное приближение, и в наших оценочных расчетах мы также ограничились этим случаем.

Весьма интересные результаты по нелинейной модели выходят за рамки рассмотрения модели пластины для микрофона.

В монографии Распопова [12] рассмотрена модель колебания заземленной квадратной пластины на примере пластины из кремния (в линейном приближении). Для смещения центра пластины получено

$$w_{max} = \frac{\Delta P A^4}{8\pi^4 D} \cong 1,28 \cdot 10^{-3}(qA^4/D). \quad (9)$$

Эта величина близка к оценке работы [11]. Однако, учитывая неоднородность распределения де-

формации по площади пластины, и, следовательно, относительность оценки реального изменения межэлектродного расстояния, в работе [11] рекомендовано для квадратной пластины использовать центральный электрод со стороной $l < 0,2A$.

Определение частоты собственных колебаний пластины будем осуществлять по формуле

$$\omega_0 = \frac{35,6}{A^2} \sqrt{\frac{D}{\rho h}}, \quad (10)$$

так как она мало отличается от результатов работы [11]. Оценка $m_{эк}$ по формуле (8) дает $m_{эк} = 0,61m$. В табл. 2 приведены расчетные формулы для частоты и величины $m_{эк}$ для круглой и квадратной пластин, полученные разными авторами. При записи расчетных формул приходится использовать численные значения параметров. При этом размерность величин в неявной форме входит в числовые коэффициенты. По этой причине мы указываем после формулы, определяющей численное значение параметра, его размерность в квадратных скобках.

Исходя из этих формул, можно решать различные конструкционные задачи. Например, при замене гладкой пластины на пластину с жестким центром и сохранении той же величины f_0 . Обозначим параметры гладкой пластины индексом 1, а пластин с жестким центром индексом 2. Предположим, что обе пластины сделаны из одного материала. Тогда условие $f_1 = f_2$ выполняется при $G_1/m_1 = G_2/m_2$, где m_1 и m_2 — эквивалентные массы. Сторона пластины с центром A_2 определяется по формуле

$$A_2 = 0,88 \frac{A_1}{(1 - \alpha)\sqrt{\alpha}} \sqrt[4]{\frac{h_2^3}{h_{ц} h_1^2}}, \quad (11)$$

где $\alpha = a_{ц}/A_2$; h_1 — толщина гладкой пластины; h_2 — толщина "воротника" пластины с жестким центром; $h_{ц}$ — толщина жесткого центра; $a_{ц}$ — сторона жесткого центра.

Вычисления упрощаются, если $h_1 = h_2$:

$$A_2 = 0,88 \frac{A_1}{(1 - \alpha)\sqrt{\alpha}} \sqrt[4]{\frac{h_2}{h_{ц}}}. \quad (12)$$

Вместе с тем, можно рассмотреть случай $A_1 = A_2$ и вычислить коэффициент изменения частоты колебаний при замене гладкой пластины на пластину с жестким центром:

$$N = \frac{f_2}{f_1} = \sqrt{\frac{G_2 m_1}{G_1 m_2}}.$$

Расчетные формулы для частот собственных колебаний диафрагм разного типа и $m_{\text{эк}}$

Частота	Жесткость	Эквивалентная масса
1. Круглая заземленная пластина $f_0 = 0,47 \frac{h}{r^2} \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}}$	$G = 4,19 \frac{Eh^3}{(1-\nu^2)r^2} [\text{Н} \cdot \text{м}^{-1}]$ $G = 1,33 \frac{Eh^3}{(1-\nu^2)r^2} [\text{Н} \cdot \text{м}^{-1}]$	$m_{\text{эк}} = 0,151m$ $m_{\text{эк}} = 0,46$
2. Круглая опертая пластина $f_0 = 0,225 \frac{h}{r^2} \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}}$	$G = 1,33 \frac{(1+\nu)Eh^3}{(3+\nu)(1-\nu^2)r^2} [\text{Н} \cdot \text{м}^{-1}]$	$m_{\text{эк}} = 0,28m$
3. Квадратная заземленная пластина $f_0 = 1,64 \frac{h}{A^2} \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}}$	$G = 64,9 \frac{Eh^3}{(1-\nu^2)A^2} [\text{Н} \cdot \text{м}^{-1}]$	$m_{\text{эк}} = 0,61m$
4. Круглая пластина с жестким центром с радиусом b	$G = \pi \frac{E}{(1-\nu^2)} \cdot \frac{(r+b)}{(r-b)^3} \cdot h [\text{Н} \cdot \text{м}^{-1}]$	$m_{\text{эк}} = m_{\text{ц}} + 0,3m_b$ m_b — масса "воротника"
5. Квадратная пластина с жестким центром со стороной a $f_0 = 8,1 \frac{A_b h_b}{(A_b - a_{\text{ц}})^2} \sqrt{\frac{h_b E}{(1-\nu^2)\rho a^2 h_{\text{ц}}}}$	$G = 64,9 \frac{Eh^3}{(1-\nu^2)} \cdot \frac{A^2}{(A-a)^4} [\text{Н} \cdot \text{м}^{-1}]$	$m_{\text{эк}} \approx m_{\text{ц}}$
6. Круглая мембрана радиуса r $f_0 = \frac{0,38}{r} \sqrt{\frac{T}{\rho h}}$, где T — натяжение; ρ — плотность; h — толщина	$G_{\text{мэкв}} = 5,4T$	$m_{\text{экв}} = 0,3m$
7. Квадратная мембрана со стороной A $f_0 = \frac{0,71}{r} \sqrt{\frac{T}{\rho h}}$; $f_0 = \frac{1}{2A} \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho}}$; ρ — значение внутренних напряжений	$G_m = 2\pi^2 T = 19,73T$	$m_{\text{экв}} = m$
8. Квадратная мембрана со стороной A и жестким центром со стороной a $f_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2\sigma h}{\rho_m A^2 h + \rho_{\text{ц}} a^2 h_{\text{ц}}}}$, h — толщина мембраны; $h_{\text{ц}}$ — толщина центра; ρ — плотность материала; $\rho_{\text{ц}}$ — плотность материала центра	—	—

Для случая $N \geq 1$

$$N = \frac{0,78}{\alpha(1-\alpha)^2} \sqrt{\frac{h_2^3}{h_1^2 h_{\text{ц}}}} \geq 1 \text{ или} \quad (13)$$

$$\frac{0,78}{\alpha(1-\alpha)^2} \sqrt{\frac{h_2^3}{h_1^2 h_{\text{ц}}}} > \sqrt{h_{\text{ц}}}.$$

Произведение $(\alpha - 1)^2 \alpha$ имеет максимум при $\alpha = 1/3$ и тогда можно определить минимальное значение $h_{\text{ц}}$, при котором частота пластины с жестким центром больше, чем для гладкой пластины:

$$27,8h_2 \geq h_{\text{ц min}}. \quad (14)$$

Дополнительно величину, стоящую справа, можно увеличить за счет α .

Практически h_2/h редко бывает меньше 0,1. Например, если $h_2/h_{\text{ц}} = 0,1$, $\alpha = 0,3$, то $N \approx 1,7$. При $h_2/h_{\text{ц}} = 0,1$ жесткость $D_{\text{ц}}$ центра в 1000 раз больше D_2 . Если ограничиться требованием увеличения жесткости центра в 100 раз, то можно принять

$h_2/h_{\text{ц}} = 0,2$. Реально следует выбирать $h_2/h_{\text{ц}}$ в интервале 0,1...0,2.

Все указанное выше касалось микрофонов на базе пластины в ее идеальной форме. При производстве МЭМС-микрофонов в определенной мере эти условия действуют для пластины, сформированной методом объемной обработки кремния, когда пластина является составной частью подложки. Такие технологии формирования диафрагмы за счет выделения пластины из тела кремниевой подложки достаточно распространены. При этом остальные элементы структуры микрофона обычно формируются на другой подложке кремния. После чего на уровне кристалла или подложки в целом осуществляется их соединение. Это вариант чисто объемной обработки кремния для создания структур микрофона. Однако более часто структура микрофона формируется за счет использования приемов поверхностной обработки. В этом случае структуры конструкции микрофона создаются за счет нанесения функциональных слоев на жертвенный слой, толщина которого определяет зазор между созданными структурами. Эти слои могут

быть эпитаксиальными, поликремневыми, оксидными, нитридными и т. д. Принципиальное отличие от пластины, выправленной из тела подложки, — это разные физические свойства нанесенных слоев и монокристаллической подложки. Одним из проявлений этого различия является появление внутренних напряжений в них. При действии внешних сил общее напряжение в нанесенной (тонкой) пленке будет

$$\sigma_{\text{общ}} = \sigma_T + \sigma_{\text{вн}} + \sigma_B,$$

где σ_T — термические напряжения; σ_B — внутренние напряжения; $\sigma_{\text{вн}}$ — напряжение от внешних сил.

Наличие внутренних сжимающих напряжений может быть выявлено по изменению первоначально ровной поверхности пластин. Деформационное изменение зазоров в конструкции МЭМС-прибора в случае консольных структур может быть компенсировано за счет равноценных и одновременных изменений составляющих конструкций. Например, зазор в емкостном датчике может сохраниться неизменным за счет равноценной деформации структур, несущих электроды [13]. В случае диафрагмы микрофона наличие внутренних сжимающих напряжений выражается в появлении не устранимой технологической обработкой куполообразной деформации диафрагмы-пластины. Для оценки значений внутренних напряжений можно воспользоваться методикой определения внутренних напряжений в пленках [14]. В этом случае пленка деформируется давлением, подаваемым под диафрагму [14]:

$$P = \frac{C_1 \sigma_B h w}{R^2} + C_2 \frac{E}{(1-\nu)} \frac{h w^3}{R^4}, \quad (15)$$

где R — радиус кривизны пленки.

Не приводя деталей расчета, дадим оценку жесткости деформированной пластины:

$$G_d = \frac{4 h \sigma_B}{R^2} \cong \frac{256 w_0^2 h}{A^4} \sigma_B.$$

Если принять $w_0 = 10$ мкм и $G_B = 50$ МПа [16], $A = 2$ мкм и $h = 5$ мкм, то жесткость "вздутый" пластины будет в несколько тысяч раз больше, чем у гладкой пластины. Это приводит к уменьшению чувствительности микрофона в такое же число раз. Поэтому "вздутые" пластины непригодны для МЭМС-микрофонов. Влияние степени "вздутой" пластин из поликремния наблюдалось нами экспериментально при возбуждении колебаний приложенным переменным напряжением до 85 В [17].

Куполообразная остаточная деформация пластины является частным случаем потери устойчивости при сжимающих нагрузках стержней и пластин, давно исследованных и описанных в фундаментальных работах по теории упругости (см., например, [6, 7]).

В области конструкций МЭМС это явление названо "буклетированием" (*buckling*). Оно возникает при достижении критического значения относительной деформации или соответствующего значения напряжения. В зависимости от деформации (напряжения) форма деформированной пластины изменяется от куполообразной к более сложной поверхности различной симметрии. Эти явления достаточно полно исследованы (см., например, [16]) и могут служить для оценки внутренних напряжений. Причиной появления буклетирования чаще всего являются внутренние напряжения термического происхождения, т. е. вследствие различий коэффициентов термического расширения подложки кремния и нанесенной на нее для создания диафрагмы пленки (пленок) поликремния, оксида или нитрида кремния. Значение критической деформации обычно выражается через приведенную деформацию:

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_0 \frac{A^2}{h^2}, \text{ например, [16]: } \bar{\varepsilon}_{\text{кр}} = -\frac{436,3}{1-\nu}.$$

Появление куполообразной деформации соответствует $\bar{\varepsilon}_0 = 2\bar{\varepsilon}_{\text{кр}}$.

В работе [16] величина ε_0 для мембраны с $A = 1014$ мкм, $h = 1,011$ мкм была оценена $\varepsilon_0 = -3,57 \cdot 10^{-4}$, при этом прогиб $w_0 = 12,59$ мкм [15] и внутренние напряжения $\sigma_B \cong 50$ МПа.

Замечательным достижением микросистемной технологии является возможность управлять внутренними напряжениями наносимых пленок за счет режимов и способов осаждения и легирования. При этом могут быть созданы пленки, ненапряженные или находящиеся под действием сжимающих или растягивающих напряжений. Практическим способом регулирования уровня напряжений может быть создание двухслойной структуры, в которой один слой имеет сжимающие напряжения ($|\sigma_B| < 0$), а другой имеет растягивающие напряжения ($|\sigma_B| > 0$).

На рис. 2 (см. третью сторону обложки) представлено изменение внешнего вида сплошной диафрагмы и диафрагмы с жестким центром в зависимости от толщины диэлектрических слоев, изготовленных в НПК "Технологический центр" МИЭТ.

В работе [18] были исследованы сэндвич-структуры из легированного поли-Si и обогащенного кремнием нитрида кремния. Внутренние напряжения нитрида — растягивающие ($\sigma_1 = 380$ МПа), внутренние напряжения поли-Si — сжимающие ($\sigma_2 = -40$ МПа). Толщина пленок соответственно h_1 и h_2 . Считают [17], что среднее значение внутренних напряжений σ_B будет равно

$$\sigma_B = \frac{\sigma_1 h_1 + \sigma_2 h_2}{h_1 + h_2}. \quad (16)$$

В работе [18] выбор h_1 и h_2 позволил получить $\sigma_B = 45$ МПа (т. е. растягивающие напряжения).

В работе [16] определялись эффективные деформации двухслойных пленок:

$$\varepsilon_B = \frac{\varepsilon_1 h_1 (1 - \nu_1) + \varepsilon_2 h_2 E_2 (1 - \nu_2)}{h_1 E_1 / (1 - \nu_1) + h_2 E_2 (1 - \nu_2)}. \quad (17)$$

При этом учитывался так называемый эффективный модуль тонких пленок $E/(1 - \nu)$, т. е. $\sigma = \frac{E}{1 - \nu} \varepsilon$.

С его учетом выражения (16) и (17) эквивалентны.

Переход от сжимающих внутренних напряжений или ненапряженного состояния к растягивающим кардинальным образом меняет модель упругого поведения диафрагмы микрофона. От модели упругого поведения пластины следует перейти к модели натянутой мембраны, свойства которой также подробно исследованы (см., например, [5]).

Определяющей характеристикой мембраны является натяжение T . В зависимости от частоты внешней силы, приложенной к мембране, форма деформации ее различна. Это различие характеризуют наличием узловых кругов и диаметров [4]. Наименьшее значение собственной частоты колебаний квадратной пластины со стороной A

$$f_0 = \frac{1}{2A} \sqrt{\frac{2T}{q}}, \quad (18)$$

где q — масса единицы площади мембраны.

Принимая $T = \frac{\sigma_B h A}{A} = \sigma h$ и $q = \frac{\rho A^2 h}{A^2} = \rho h$, получим для частоты выражение

$$f_0 = \frac{1}{2A} \sqrt{\frac{2\sigma_B}{\rho}}. \quad (19)$$

Для максимального смещения (т. е. для центра мембраны)

$$w_{\max} = \frac{\Delta P A^2}{2\pi^2 T}. \quad (20)$$

Можно ввести несколько условное значение жесткости мембраны:

$$G_M = 2\pi^2 T = 2\pi^2 \sigma_B h. \quad (21)$$

$$\text{Тогда } f_0 = \frac{1}{2A} \sqrt{\frac{G_M}{\rho A^2 h}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{G_M}{m_M}}.$$

В работе [5] рассматривалась частота круглой мембраны радиуса r :

$$f_0 = \frac{0,38}{r} \sqrt{\frac{T}{\rho h}}. \quad (22)$$

При этом считали, что $m_{\text{ЭК}} = 0,3m$ и $G_{\text{ЭК}} = 5,4T$. В наших расчетах квадратной мембраны $G = 2\pi^2 T \approx 19,73T$ и тогда

$$f_0 = \frac{0,71}{A} \sqrt{\frac{T}{\rho h}}. \quad (23)$$

Видно, что при замене квадрата со стороной A на круг равной площади диаметром $2r$ мы получим практически одинаковые значения f_0 . Это позволяет в наших расчетах принять $G_{\text{ЭК}} = G_M$ и $m_{\text{ЭК}} = m_M$ (см. табл. 2).

Тогда в принципе можно оценить частоту колебаний мембраны с присоединенным жестким центром ($m_{\text{ЭК}} = m_M + m_{\text{Ц}}$):

$$f_{\text{Ц}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{G_M}{m_M + m_{\text{Ц}}}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2\pi^2 \sigma_B h}{\rho_M A^2 h + \rho_{\text{Ц}} a^2 h_{\text{Ц}}}}; \quad (24)$$

$$N' = \frac{f_M}{f_{\text{Ц}}} = \sqrt{1 + \frac{\rho_{\text{Ц}} a^2 h_{\text{Ц}}}{\rho_M A^2 h}} = \sqrt{1 + \frac{\alpha \rho_{\text{Ц}} h_{\text{Ц}}}{\rho_M h}}. \quad (25)$$

Если $h_{\text{Ц}}/h = 10$, $\alpha = 0,3$ и $\rho_{\text{Ц}} \cong \rho_M$, получим $N' = 1/N = 2$, т. е. частота мембраны с присоединением массы не растет или убывает, как в случае пластины, а только убывает. Можно найти порядок значений внутренних напряжений σ_B , начиная с которого диафрагму следует рассматривать как мембрану, а не пластину. Для этого приравняем значение собственной частоты диафрагмы из пластины и мембраны. Будем считать $m_{\text{ЭК}}$ пластины $m_{\text{ЭКП}} = 0,61$ и $m_{\text{ЭК}}$ мембраны $m_{\text{ЭКМ}} = m$. Все остальные параметры диафрагм должны быть одинаковыми. Тогда $G_M = 1,64 G_{\text{Ц}}$, или $19,73 \sigma_B h = 1,64 \cdot 65 \cdot \frac{E h^3}{(1 - \nu^2) A^2}$ и $\sigma_B = 5,4 \cdot \frac{E}{(1 - \nu^2)} \frac{h^2}{A^2}$.

Примем $h = 5$ мкм, $A = 2$ мм и рассмотрим модельный материал с $E = 10^{11}$ Па, $\nu = 0,3$. Получим $\sigma_B = 3,75 \cdot 10^6$ Па = 3,75 МПа. Таким образом, при σ_B порядка десятков мегапаскалей следует пользоваться моделью мембраны, как это сделано в работе [18], где σ_B оценено равной 45 МПа.

Перепишем формулу (16) в виде $\sigma_B(h_1 + h_2) = \sigma_1 h_1 + \sigma_2 h_2$. После умножения на $2\pi^2$ формально получаем $G = G_1 + G_2$.

Это соответствует формуле последовательного соединения двух жесткостей для систем с сосредоточенными параметрами. В принципе, можно рассматривать любое число слоев многослойной пленки. В частности, так можно посчитать жесткость многослойной структуры КМОП-металлизации, которая была использована в работе [15] для создания диафрагмы микрофона. В действительности из такой пленки вытравливалась меандровая структура [15]. Промежутки между полосами меандров затем заполнялись полимером. Таким образом создавалась композитная структура. Определение эффективных характеристик упругости композитных структур проводилось в большом числе

работ (см., например, [19]). Оценки по коэффициентам упругости и податливости различаются (вилка Хашина—Штрикмана [20]). Кроме того, вычисления проводятся обычно для модуля сдвига μ и модуля всестороннего сжатия K . Модуль Юнга при этом находится из соотношения

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{3K} + \frac{1}{9\mu}. \quad (26)$$

В приближении изотропных фаз учитывается объемная доля каждой составляющей v_j (в работе [15] $v_j = 1/2$). Хиллом [21] были предложены для двухфазного композитного материала с равными объемными долями $v_j = 1/2$ следующие формулы для модуля Юнга и коэффициента Пуассона:

$$E = \frac{E_1 + E_2}{2} - 4\alpha^2\Delta;$$

$$\nu = \frac{\nu_1 + \nu_2}{2} + \alpha\Delta.$$

Величины α и Δ выражаются через комбинации v_j и K_j . Для нижней границы вилки Хашина—

Штрикмана $\Delta = 0$ и, следовательно, $E = \frac{E_1 + E_2}{2}$ и

$\nu = \frac{\nu_1 + \nu_2}{2}$. В работе [15] принималось, что $E_1 =$

$= 63$ ГПа для КМОП-структуры [22] и $E_2 = 3$ ГПа для полимера, т. е. должно быть $E = 33$ ГПа, методика определения E не приведена, так же как и формула определения частоты, но дается ее значение (40 кГц). Наш расчет по формулам табл. 2 дает значение 13,98 кГц. Если бы диафрагма была сделана только из структуры КМОП-металлизации, то $f_0 = 19,3$ кГц, а для одного полимера $f'_0 = 5,1$ кГц. Расхождение с экспериментом, отмеченное в [15], возможно, связано именно с ошибками в оценке E . Следует отметить, что в работе [15] отмечен резонансный пик в районе 12 кГц, эта частота достаточно близка к вычисленному нами значению 13,98 кГц.

Второй важной характеристикой микрофона, связанной с упругими свойствами диафрагмы, помимо f_0 , является чувствительность. Обычно значение чувствительности S определяют на основе переходной функции всего ЭАП. Однако для первичных оценок ограничимся значением статической чувствительности емкостного ЧЭ при условии, что смещение $w \ll d$ — межэлектродного расстояния. Тогда

$$S = \frac{\Delta U}{\Delta P} = \frac{U_0 w}{(d - w)\Delta P}. \quad (27)$$

Подставив соответствующее значение W для пластины, получим

$$S_{\Pi} = 15,4 \cdot 10^{-3} U_0 \frac{A^4}{dh^3} \frac{(1 - \nu^2)}{E} \quad (28)$$

или с учетом значения f_0 (см. табл. 2):

$$S_{\Pi} = 2,53 \cdot 10^{-2} \sqrt{\frac{(1 - \nu)^2}{E\rho}} \frac{A^2 U_0}{dh^2 f_0} [\text{В/Па}]. \quad (29)$$

Следует обратить внимание на то, что в формуле (29) уже нельзя подставлять произвольные значения A и h , так как величина f_0 сама зависит от них. В качестве примера для пластины из кремния с $A = 2$ мм, $h = 5$ мкм, $U_0 = 1,5$ В и $d = 1$ мкм получим $f_0 = 18,7$ кГц и $S_{\Pi} = 15$ мВ/Па. Значения S_{Π} , рассчитанные по формуле (29), дали удовлетворительное совпадение с экспериментальными значениями, полученными в работах [23, 24].

Отметим, что значение S_{Π} может быть повышено за счет U_0 , однако всегда должно быть $U_0 < U_{\text{кр}}$ — значения напряжения, соответствующего электростатическому залипанию [8]. Для квадратной пластины

$$U_{\text{кр}} = 6,22 \cdot 10^6 \frac{dh}{A^2} \sqrt{\frac{dhE}{12(1 - \nu^2)}} =$$

$$= 1,8 \cdot 10^6 \frac{dh}{A^2} \sqrt{\frac{dhE}{(1 - \nu^2)}}.$$

Для рассмотренного выше примера $U_{\text{кр}} = 2,2$ В. Тогда максимальное значение S_{Π} при $U_0 = U_{\text{кр}}$ будет

$$S_{\text{кр}} = 27,72 \cdot 10^3 \frac{A^2}{h^2} \sqrt{\frac{dh(1 - \nu^2)}{E}} [\text{В/Па}]. \quad (30)$$

Получим $S_{\text{кр}} = 22,2$ мВ/Па, больше этого значения S_{Π} не может быть при заданных параметрах ЧЭ.

Исходными данными при расчете диафрагмы МЭМС-микрофона давления обычно являются частотный диапазон и линейный размер диафрагмы A . Дополнительно могут быть заданы U_0 и S_{Π} . При определенном частотном диапазоне собственная частота f_{Π} должна быть выше верхней границы диапазона, по крайней мере, в 2 раза. Например, при диапазоне 100...10 000 Гц зададим $f_{\Pi} = 20$ кГц. Тогда можно определить величину A^2/h :

$$\frac{A^2}{h} = 1,64 \frac{1}{f_{\Pi}} \sqrt{\frac{E}{(1 - \nu^2)\rho}} [\text{м}]. \quad (31)$$

Для кремния при $f_{\Pi} = 2 \cdot 10^4$ получим $A^2/h = 0,68$ м.

Задав A последовательностью 1, 2, 3, 4, 5 мм, получим для h последовательность $h = 1,5; 5,9; 13,3; 23,5; 36,8$ мкм.

Для пластины с жестким центром

$$\frac{A^2}{h} = 8,1 \frac{1}{f_{\text{ц}} \alpha (1 - \alpha)^2} \sqrt{\frac{E}{(1 - \nu^2) \rho}} \frac{h}{h_{\text{ц}}} [\text{м}]. \quad (32)$$

Приняв $\alpha = 1/3$, $h/h_{\text{ц}} = 0,15$, получим $A^2/h = 7,8$, т. е. в 11,5 раза большее значение. Для той же последовательности A получим $h = 0,13; 0,5; 1,2; 2,0; 3,2$ мкм соответственно. Значение при заданных A^2/h , f_0 и $S_{\text{п}}$ определяется по формуле

$$dh = 2,53 \cdot 10^{-2} \sqrt{\frac{(1 - \nu^2)}{E \rho}} \frac{A^2}{h} \frac{1}{f_{\text{ц}}} \frac{U_0}{S_{\text{п}}} [\text{м}^2]. \quad (33)$$

При тех же условиях для пластины из кремния получим

$$dh = 4 \cdot 10^{-14} \frac{U_0}{S_{\text{п}}} [\text{м}^2].$$

Если мы хотим получить $S_{\text{п}} = 15$ мВ/Па при $U_0 = 1,5$ В, то $dh = 4 \cdot 10^{-12}$ м². Для соответствующих значений последовательности h получим последовательность $d = 2,7; 0,67; 0,3; 0,17; 0,11$ мкм. Для пластины с жестким центром получим еще на порядок меньшие значения. Снизив требования по чувствительности до 10 мВ/Па, получим в 1,5 раза большие значения d .

Таким образом, задав $f_{\text{п}} = 20$ кГц, $S_{\text{п}} = 10$ мВ/Па, при $U_0 = 1,5$ В мы можем выбрать $A = 1$ мм и $h = 1,5$ мкм, $A = 2$ мм и $h = 5,9$ мкм, $A = 3$ мм и $h = 13,3$ мкм, при этом $d = 4$ мкм, 1 мкм и 0,5 мкм. Последний вариант d кажется чрезмерно малым. По этой же причине мы не можем в таком случае использовать пластину с жестким центром. Проверка на значение $U_{\text{кр}}$ дала результаты $U_{\text{кр}} = 11,8$ В и 2,9 В, которые выше $U_0 = 1,5$ В.

Для случая использования в качестве диафрагмы мембраны задание $f_m = 20$ кГц и A для каждого материала мембраны означает необходимость определения $\sigma_{\text{в}}$, решая (19) относительно σ , получим

$$\sigma_{\text{в}} = 2f_0^2 A^2 \rho. \quad (34)$$

Подставив $f_m = 20$ кГц и $\rho = 3 \cdot 10^3$ кг/м³, получим

$$\sigma_{\text{в}} = 2,4 \cdot 10^{12} \cdot A^2 [\text{Н/м}^2].$$

Таким образом, для $A = 1...5$ мм значения σ лежат в интервале $\sigma = 2,4...60$ МПа.

Величина dh в этом случае будет

$$dh = \frac{A^2}{2\pi^2 \sigma} \frac{U}{S_{\text{м}}} \approx 0,05 \frac{A^2}{\sigma} \frac{U_0}{S_{\text{м}}} [\text{м}^2]. \quad (35)$$

Подставив значение σ , получим

$$dh = 2 \cdot 10^{-14} \frac{U_0}{S_{\text{м}}} [\text{м}^2].$$

Формально можно произвольно менять d и h в выражении (35). Если вновь принять значение $S_{\text{м}} = 10$ мВ/Па, то получим $dh = 2 \cdot 10^{-12}$. Мы можем выбрать, например, $d = 4$ мкм и 1 мкм, тогда $h = 0,5$ мкм и 2 мкм, так как значения d в этом случае такие же, как в предыдущем случае, то $U_0 < U_{\text{кр}}$.

Сравнение значений $S_{\text{м}}$, вычисленных по формуле, используемой в нашей работе,

$$S_{\text{м}} = \frac{A^2}{2\pi^2 \sigma_{\text{в}} h d}, \quad (36)$$

с определенными в других работах [18, 23], дало расхождение на уровне 15–30 %. Сопоставление упругих свойств диафрагм в виде пластин и мембран показывает преимущество последних (см., например, табл. 2). Для них частоту и чувствительность можно менять не только за счет линейного размера диафрагмы A , но также меняя уровень внутренних напряжений. Этих изменений можно добиться и присоединением дополнительной массы.

Следует указать, что обычно паразитные эффекты при заземлении не учитывают. В МЭМС-микрофонах реально существует достаточно плавный переход от тела диафрагмы к телу контура заземления. Например, при вытравливании кремния по плоскости (100) неизбежно образуются углы, равные 57°.

Для пластины предельное влияние "мягкого" заземления может быть оценено путем замены модели заземленной пластины моделью опертой пластины (см. табл. 2). Частота собственных колебаний опертой пластины всегда меньше заземленной пластины. Аналогичное уменьшение частоты собственных колебаний происходит при локальном закреплении (пластина на консольных растяжках). Определенным преимуществом МЭМС-диафрагм является практически полное отсутствие пластической деформации у материалов диафрагмы. Например, предельное повышение частоты собственных колебаний мембраны за счет повышения уровня внутренних напряжений ограничено только пределом хрупкого разрушения [24].

Несмотря на кажущиеся широкие возможности выбора конструкционных параметров МЭМС-микрофона, реально они ограничены неизбежным заданием частоты собственных колебаний диафрагмы $f \geq 20$ кГц и чувствительности порядка 10 мВ/Па. Первый параметр определяет размеры диафрагмы, а второй, при заданном напряжении питания, — межэлектродное расстояние между пластинами, которое не может быть меньше критического. Принципиально первая проблема решается за счет выбора типа упругой модели диафрагмы. Собственная частота мембраны контролируется выбором материала и не может изменяться в широких пределах за счет уровня внутренних напряжений. Но этот параметр очень зависим от стабильности параметров технологии. Таким обра-

зом, как и для других МЭМС-приборов, для МЭМС-микрофонов существенным является выбор технологии как залога работоспособности выбора конструкции.

Список литературы

1. According to New Estimation, the Market for MEMS in Mobile Communications Will Reach 750 M \$ in 2009 // www.electronics.ca/reports/mems/wireless/html
2. Silicon Microphone Market 2005 // Yole development // www.yole.fr/micronews/micronews_form.html
3. SIMMOS // www.yole.fr
4. Лепендин Л. Ф. Акустика. М.: Высшая школа, 1978.
5. Акустика. Справочник / Под ред. М. А. Сапожникова. М.: Радио и связь, 1989.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости. М.: Наука, 1965.
7. Работнов Ю. Н. Динамика деформируемого твердого тела. М.: Наука, 1979.
8. Драгунов В. П. Влияние формы упругого элемента на характеристики микроэлектромеханических систем // Микросистемная техника. 2004. № 1. С. 20—25.
9. Драгунов В. П. Нелинейность элементов микроэлектромеханических систем // Микросистемная техника. 2004. № 4. С. 7—13.
10. Драгунов В. П. Нелинейная модель элемента микроэлектромеханических систем // Микросистемная техника. 2004. № 6. С. 19—24.
11. Драгунов В. П. Нелинейная динамическая модель упругого элемента микроэлектромеханических систем // Микросистемная техника. 2004. № 10. С. 23—29.
12. Распопов В. Я. Микроэлектромеханические приборы. Тула: Изд. ТулГУ, 2002.
13. Fedler G. K., Santhanam S., Reed M. L., Eagle S., Guil-lou D. F., Lu M., Carley L. R. Laminated High-Aspect-Ratio Microstructures in a Conventional CMOS Process // Proc. of the IEEE Micro Electro Mechanical Systems Workshop. 1996. February. P. 13—18.
14. Obermeir E. Mechanical and Thermophysical properties of thin film material for MEMS: techniques and devices // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 1997. V. 444. P. 39—57.
15. Neumann Y. Y., Cabrier Yr., Cabrier K. Y. CMOS-MEMS membrane for audiofrequency acoustic actuation // Sensor and Actuators. 1995. A95. P. 175—182.
16. Ziebart V., Paul O. Strongly Buckled Square Micromachined Membranes // Proc. of the IEEE Micro Electro Mechanical Systems Workshop. 1999. P. 423—431.
17. Амеличев В. В., Вернер В. Д., Ильков А. В., Сауров А. Н. Совместимость технологий микросистемной техники с технологией микроэлектроники // Нано- и микросистемная техника. 2006. № 11. С. 10—14.
18. Rombach P., Müllenborn M., Klein U., Rasmussen K. The first low voltage, low noise differential silicon microphone, technology development and measurement results // Sensor and Actuators. 2002. A95. P. 196—201.
19. Шермергор Т. Д. Теория упругости микронеоднородных сред. М.: Наука, 1977.
20. Фокин А. Г., Шермергор Т. Д. К расчету упругих модулей неоднородных материалов // Механика полимеров. 1968. № 4. С. 58—62.
21. Hill R. Theory of mechanical properties fibre-strengthened materials. I elastic behavior // Y. Mech. Phys. Solids. 1964. V. 12, N 4. P. 199.
22. Hao Luo, Gand Zhang, Carley R. // A post-CMOS micromachined lateral accelerometer // Y. of Micromech. Systems. 2002. V. 11, N 3. P. 188—194.
23. Hsieh H., Tze-Yong Yao, Yu-Choung Tai // A high performance MEMS thin-film Teflon elect ret microphone // Hilton Head. 1996. P. 235—238.
24. Bagdahn Y., Yackson K., Sharpe W. Tensile strength of multilayer metal-glass CMOS structures // XVI. The 16 European Conference Solid-State Transducers. 2002. Prague. P. 272—275.
25. Design for manufacturing // MST news. 2005. N 3/05.
26. Гридчин В. А., Драгунов В. П. Физика микросистем. Новосибирск: Изд. НГТУ, 2004.

УДК 621.382

К. Д. Яшин, канд. техн. наук, доц.,
В. С. Осипович, С. А. Золотой, канд. техн. наук,
А. В. Павлов,
Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники, г. Минск

КВАНТОВЫЕ МИКРОСИСТЕМЫ

В статье "Микрокосмические аппараты и квантовые ключи" [Нано- и микросистемная техника, № 7, 2006] были изложены вопросы использования микрокосмических аппаратов для передачи квантовых ключей. Настоящая обзорная статья является развитием темы. Здесь затронуты проблемы конструирования микроисточников единичных фотонов и передающих микроустройств для организации квантовых каналов связи.

Квантовая передающая микросистема включает две главные составные части: микроисточник (источник) единичных фотонов и передающее микроустройство (устройство) для организации квантовых каналов связи, собственно и содержащее этот источник единичных фотонов. Существуют разные конструкции и подходы к созданию этих блоков.

Классификация источников единичных фотонов

Источники единичных фотонов по способу получения квантов света можно разделить на два типа [1]. Первый базируется на квантовых точках, накачиваемых некогерентно, второй тип — на резонансно стимулированном комбинационном переходе с переворотом спина электрона. К первым можно отнести источники на отдельной квантовой точке [2—10]. Получение единичных фотонов здесь возможно при некогерентной накачке квантовой точки постоянным во времени лучом. Возможна также импульсная накачка. Рис. 1, а отражает трехуровневую энергетическую схему излучения. Второй тип источников, в отличие от предыдущей схемы, реализует когерентно накачиваемый источник единичных фотонов [11—14]. Такие источники позволяют формировать импульсы и пригодны для передачи квантовых состояний. Примесная квантовая точка с электроном зоны проводимости (с учетом приложения постоянного магнитного поля по оси X) образуют трехуровневую систему Λ -конфигурации (рис. 1, б).

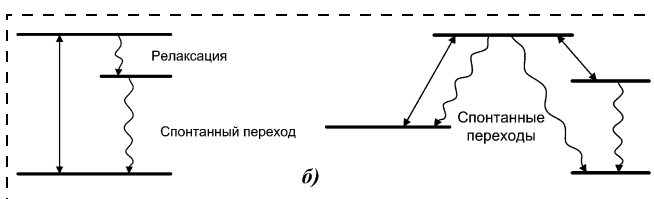


Рис. 1. Энергетические схемы источников единичных фотонов: а — на некогерентно накачиваемой квантовой точке [1]; б — на резонансно стимулированном комбинационном переходе [14]

С конструктивной и технологической точки зрения источники единичных фотонов опять же по способу получения единичных квантов света можно разделить на две группы. Источник конструктивно может быть реализован либо по фононному, либо непосредственно по фотонному принципу. Фононный использует преобразование двух фононов в один фотон. Второй основан на конструировании и использовании таких микроисточников, которые способны выдавать в квантовую схему непосредственно сформированный единичный фотон. Последние являются более перспективными. Ниже будут рассмотрены оба подхода.

Обсуждение возможности создания источника единичных фотонов на основе фононного излучения

"Фононный" источник единичных фотонов использует преобразование двух фононов высокой частоты в один фотон по следующей схеме:

$$\begin{array}{ccccc} h\nu_1 & + & \eta\nu_2 & \rightarrow & h\nu \\ \text{фонон} & & \text{фонон} & & \text{фотон} \end{array}$$

Процесс протекает в электрическом поле с использованием пьезоэлектрической подложки [15] и возможен с достаточно малой вероятностью такого преобразования. Следовательно, "результитрующие" фотоны должны выходить из физического образца с некоторым, достаточно заметным, интервалом времени. Конструктивно источник единичных фотонов использует два, направленных почти встречно (под большим углом), когерентных потока фононов (рис. 2). Генераторы фононов высоких частот различаются способом создания неравновесных квазичастиц и использованием той или иной части спектра излучаемых фононов. Приведем пять примеров фононных генераторов.

Флуоресцентный генератор фононов. Этот тип генераторов представляет собой [16, 17] многослойную структуру (рис. 3). Состоит из диэлектрической подложки (например, Al_2O_3) и трехслойной композиции в виде пленок. Генерация фононов осуществляется в сверхпроводящей пленке при накачке тепловым импульсом (эффект фононной

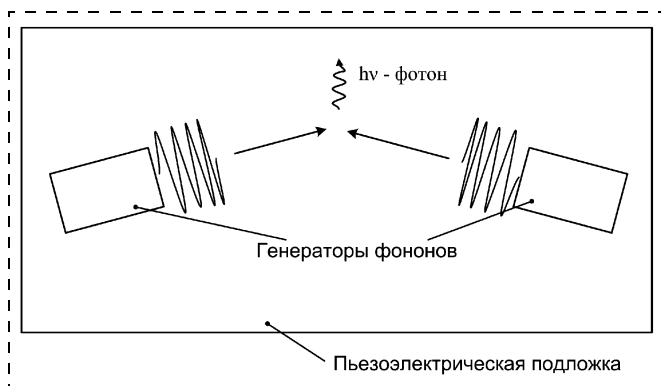


Рис. 2. Конструктивное исполнение фононного источника единичных фотонов

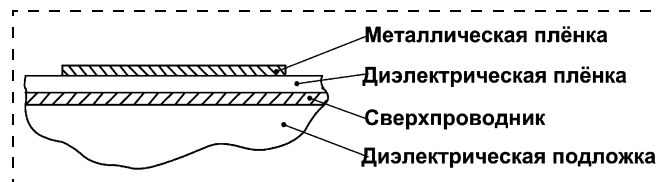


Рис. 3. Флуоресцентный генератор

флуоресценции). Спектр энергий генерируемых фононов представляет собой узкую полосу около щели 2Δ , характерной для энергетического спектра кристалла сверхпроводника. Частоту испускаемых фононов можно перестраивать с помощью магнитного поля, параллельного плоскости пленки.

Туннельный сверхпроводниковый генератор фононов. Представляет собой [18, 19] некоторую разновидность флуоресцентного генератора. Способ создания возбужденных квазичастиц — инжекция. Накачка осуществляется электрическим импульсом. Как и в предыдущем генераторе, пленочная композиция состоит из сверхпроводящей (генерирующей фононы) пленки, диэлектрической (например, Al_2O_3) и металлической (инжектирующей) пленок (рис. 4). Такая композиция представляет собой туннельный диод. Прикладываается определенное смещение ($eV > 2\Delta$). При протекании туннельного тока в инжектирующей пленке разрывается пара и одна из квазичастиц туннелирует в генерирующую пленку (рис. 5). Распределение инжектированных частиц показано в правой части рис. 5 (штриховая линия). Там же показано распределение частиц после релаксации. Типичные мощности генерации фононов в непрерывном режиме определяются произведением напряжения $V \approx 1$ мВ на туннельный ток $I \approx 1$ А, т. е. составляют 1 мВт.

Оптический генератор фононов. Работает [20, 21] по принципу генерации коротковолновых акустических фононов, возникающих при распаде длинноволновых оптических фононов. Оптический фотон распадается на два акустических фонона.

Оптические фононы возбуждаются биемением двух лазерных лучей с разностью частот, близкой к

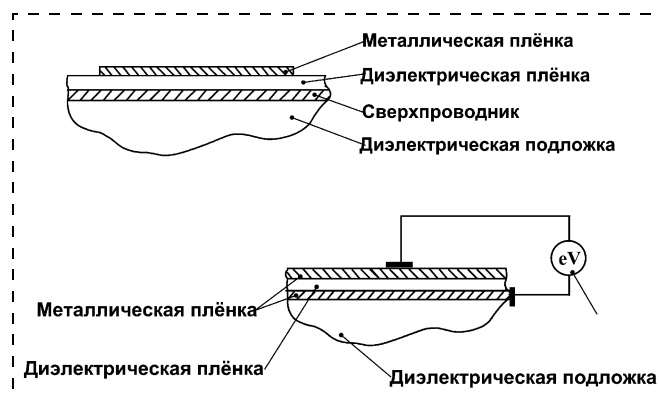


Рис. 4. Генератор диодного типа

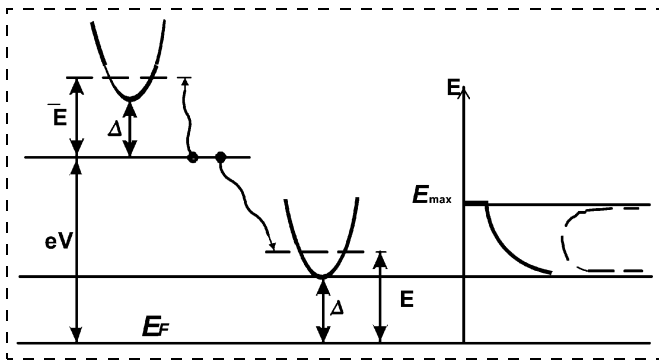


Рис. 5. Энергетическая схема и распределение квазичастиц в туннельном сверхпроводниковом генераторе

частоте оптического фонона. Если концентрация оптических фононов превышает некоторое пороговое значение, возникает параметрическая неустойчивость. Порог должен быть особо низким для распада оптического фонона на два акустических фонона, время жизни которых аномально велико, поскольку распад фононов запрещен законами сохранения энергии и импульса.

Примесный генератор фононов. Фононное излучение получают [22] с помощью энергетических уровней примеси. Накачивая кристалл некоего вещества достаточно мощным источником электромагнитного излучения с частотой, близкой к частоте перехода между двумя энергетическими уровнями примеси, можно повысить отношение заселенностей этих уровней. Создавая инверсную населенность, процесс генерации резонансных фононов можно сделать когерентным. В качестве рабочих уровней можно использовать туннельные уровни примесей. Систему уровней в примесных центрах можно перестраивать внешним электрическим полем. В работе [22] сообщается о генерации когерентных акустических фононов с длиной волны порядка постоянной решетки. На одну из граней кристалла направлялся импульс лазерного излучения в инфракрасном диапазоне (частота света 2,53 ТГц); диаметр пучка ~ 1 мм, длительность импульса 1 мкс, мощность ~ 50 Вт. На противоположной грани кристалла были зарегистрированы фононные импульсы.

Гетероэпитаксиальный генератор фононов. В системах AlAs/GaAs возможна генерация фононов [23]. Электрическое поле, нормальное к плоскости потенциальной ямы, используют для настраивания на резонанс следующего процесса:

первичный экситон $\rightarrow$ вторичный экситон + акустический фонон.

Генерация фононов в данном случае соответствует схеме стандартной трехуровневой лазерной генерации с фононами вместо фотонов.

Напомним, что был изложен "фононный" подход для создания генераторов единичных фотонов, конструктивно реализуемый на двух когерентных потоках фононов, направленных почти встречно

(под большим углом). Далее речь пойдет о другом подходе.

Непосредственно однофотонные излучатели

Этот подход по сравнению с предыдущим (фононным) является более перспективным. Ниже приведены четыре примера реализации однофотонных излучателей.

Однофотонный излучатель на алмазе [10]. Единичные центры "азот—вакансия" являются хорошо изученными дефектами алмаза. Эти NV-центры (nitrogen-vacancy) формируются замещением атома углерода в кристаллической решетке алмаза атомом азота с вакансией. Точнее, вместо двух атомов углерода в кристаллической решетке присутствуют расположенные рядом атом азота и вакансия (рис. 6, а). Включения азота равномерно распределены по кристаллической решетке (рис. 6, б). Концентрация NV-центров такова, что позволяет выделить и сосредоточиться на отдельно взятом центре. Схема установки получения единичных квантов света приведена на рис. 7 [10]. Образец алмаза накачивается полупроводниковым лазером ($\lambda = 532$ нм). Свет фокусируется в алмаз через линзу. Размер квантовой точки внутри алмаза 430 нм. Флуоресценция NV-центров анализировалась с применением дифракционного спектрометра. Свет на выходе детектировался кремниевыми лавинными диодами.

Однофотонный кадмиевый излучатель [24]. Установка изображена на рис. 8. Используется единично захваченный положительный ион изотопа кадмия — 111 ($^{111}\text{Cd}^+$), который переводится в возбужденное состояние различными способами.

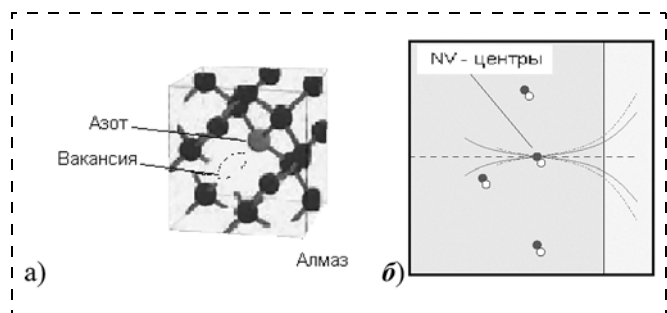


Рис. 6. Структура азот—вакансия:

а — фрагмент кристаллической решетки алмаза с NV-центром; б — распределение NV-центров по решетке алмаза

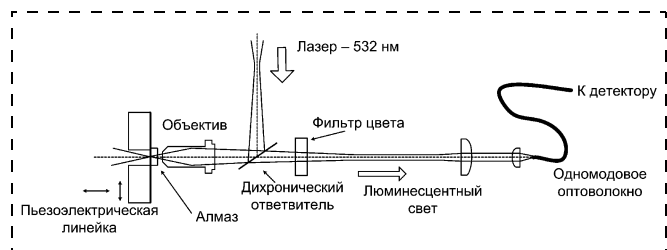


Рис. 7. Экспериментальная установка источника единичных фотонов, использующего дефекты в алмазе [10]

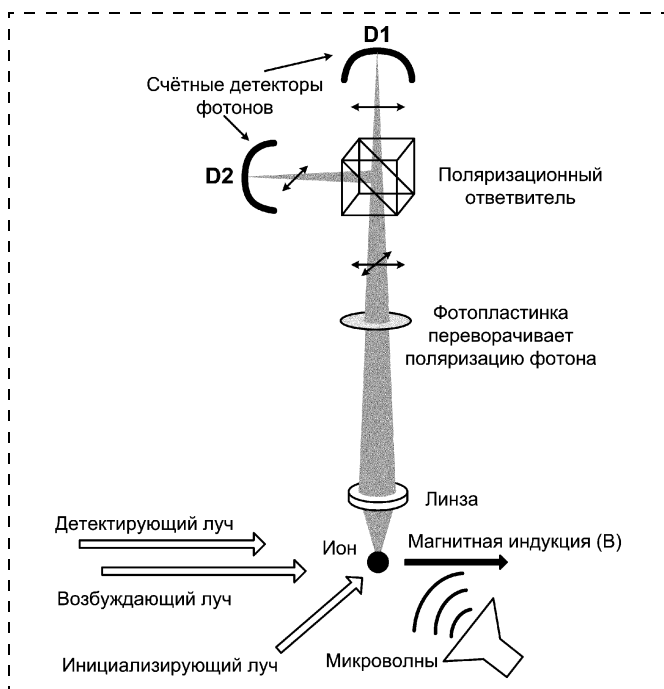


Рис. 8. Экспериментальная установка источника единичных фотонов, использующего ион кадмия $^{111}\text{Cd}^+$ [24]

Рассеянные фотоны собираются в линзе и направляются на поляризованный ответвитель, который делит фотоны на горизонтально и вертикально поляризованные. Затем фотоны детектируются светодиодами. Для управления когерентными переходами между сверхузкими энергетическими уровнями атома у иона расположен микроволновой рупор. Частота микроволн 14,5 ГГц. Охлажденный ион $^{111}\text{Cd}^+$ захвачен в асимметричную четырехполосную ловушку радиочастоты с характерными размерами около 0,7 мм. Отдельные лазерные импульсы инициализируют внутренние атомные состояния, возбуждая атом для дальнейшего спонтанного излучения фотона и детектирования тем самым внутреннего состояния атома. Последнее важно для изучения связанных атома и фотона. Приложенное магнитное поле $B \approx 0,7$ Гн обеспечивает деление оси для определения поляризации фотона.

Однофотонный излучатель на кальции [25]. Исследователи из института квантовой оптики Макса Планка в Гархинге (Бавария, Германия) разработали технологию контролируемой генерации отдельных фотонов. Способ заключается в помещении некоторого атома между двумя зеркалами, образующими резонатор, который удерживает образующийся фотон. Используется "намертво" захваченный ион кальция, помещенный между двумя зеркалами сверхвысокой отражательной способности. При воздействии на ион внешнего лазерного облучения было достигнуто упорядоченное испускание единичных фотонов. Экспериментаторы управляли временем испускания частиц и формой импульса каждого фотона. Микроустройство работало непрерывно в течение периода времени, ограничен-

ного лишь временем удержания иона в ловушке (в течение многих часов). Ион кальция заключался в радиочастотную ловушку (рис. 9). При понижении температуры область свободного перемещения атома сокращалась до 40 нм, что составляет небольшую долю от длины волны фотонов, которые планировалось имитировать (866 нм). Как видно на рис. 9, ион кальция вводился с задней стороны и проталкивался вдоль оси ловушки к центру резонатора. Эмиссия фотонов достигалась импульсом накачки сбоку. Полученные фотоны испускались через выходное зеркало. Зазор между зеркалами был отрегулирован так, чтобы между ними могла образоваться устойчивая световая волна, совпадающая с подходящим переходом в атоме. Изначально в полости резонатора света не было: энергия должна была поступать извне посредством возбуждения иона лучом лазера. Когда параметры системы отрегулированы, ион кальция поглощает фотон от внешнего лазера и затем ион испускает единичный фотон. После выпуска фотона ион переходит в состояние, в котором совсем перестает поглощать свет возбуждающего лазера. Таким образом, создания второго фотона добиться уже нельзя. Чтобы переправить полученный фотон наружу, одно из стекол частично прозрачно.

Излучатель на гетероэпитаксиальных структурах.

Разработчики специальных микроэлектронных устройств давно проявляют большой практический интерес к гетероэпитаксиальным структурам [26]. Уже появились сведения о разработке однофотонных излучателей с применением гетероэпитаксиальных структур GaAs/InAs [27]. На рис. 10

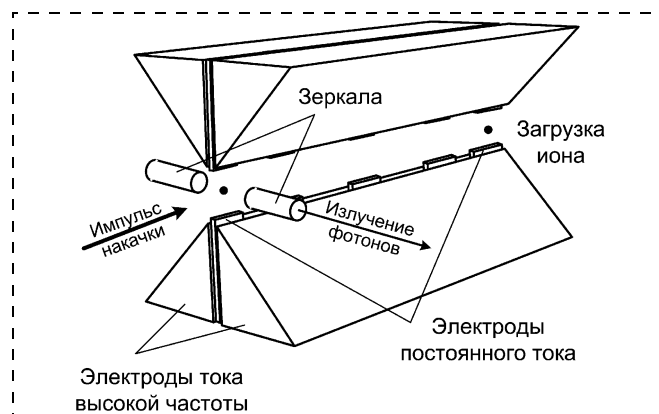


Рис. 9. Ионная ловушка, использовавшаяся в эксперименте [25]

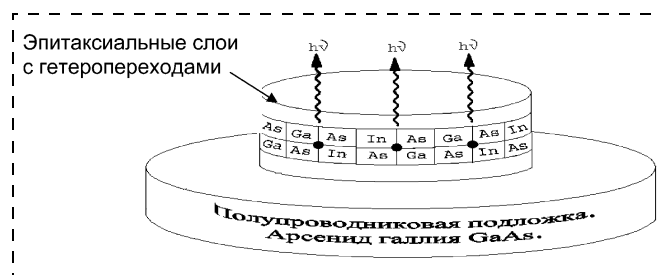


Рис. 10. Однофотонный излучатель в первом приближении

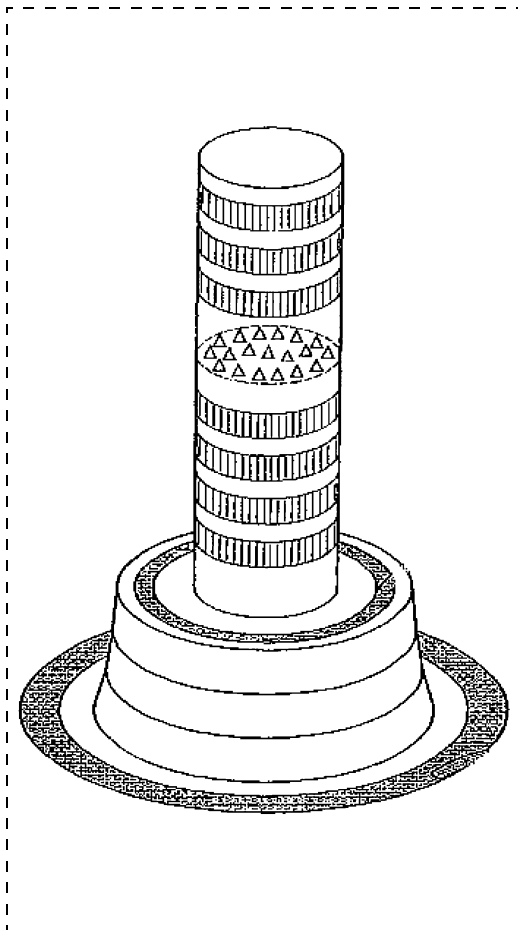


Рис. 11. Источник единичных фотонов [27]

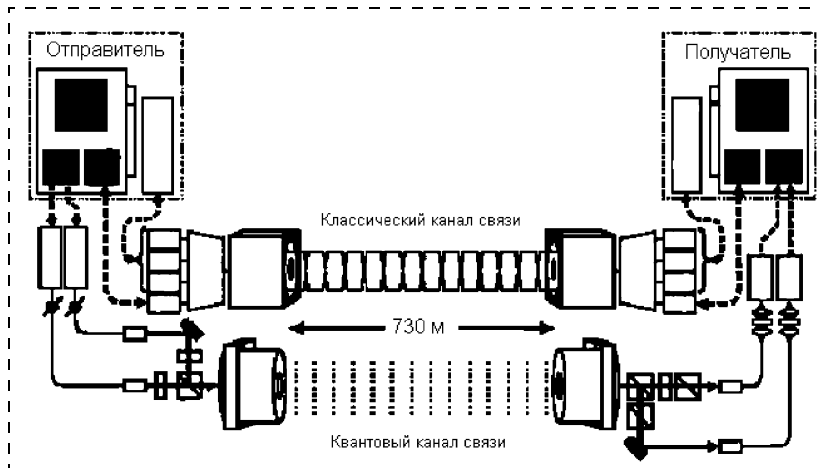


Рис. 12. Схема конструкции для передачи квантовых сообщений [30]

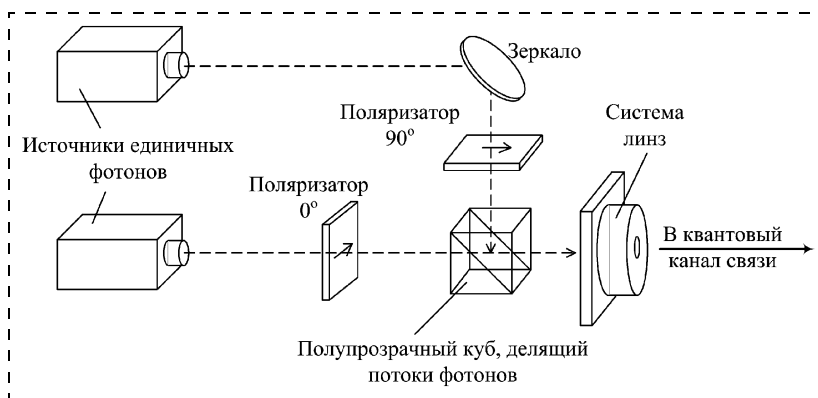


Рис. 13. Конструкция передающего устройства с двумя источниками фотонов

представлено в первом приближении схематическое изображение моноатомных слоев эпитаксиальной структуры, предназначенной для конструирования излучателей единичных фотонов [28]. Гетероэпитаксиальная структура получена методом молекулярно-лучевой эпитаксии, позволяющей послойно "собирать" сложнейшие полупроводниковые конструкции с практической точностью до единичных атомов [29]. На рис. 11 изображен уточненный рисунок источника единичных фотонов на гетероэпитаксиальных структурах [27].

Передающее устройство для организации квантовых каналов связи

Схема должна содержать: источник единичных фотонов, минимум два поляризатора, электронное

обрамление и специальное программное обеспечение. Для смены поляризации фотонов предложена [30] конструкция передающего устройства (рис. 12, 13). Чтобы сократить число структурных единиц, в работе [31] предлагается использовать микроэлектромеханическое устройство — микроактюатор в виде биморфной пьезоэлектрической балки (рис. 14, 15). Уменьшение размеров конструкции происходит из-за уменьшения числа используемых источников единичных фотонов. Расчеты показали [31], что для обеспечения работоспособности микроисполнительного устройства максимальный размер поляризатора не должен превышать 34×34 мкм. С уменьшением прикладываемого напряжения допустимые размеры поляризатора будут уменьшаться линейно.

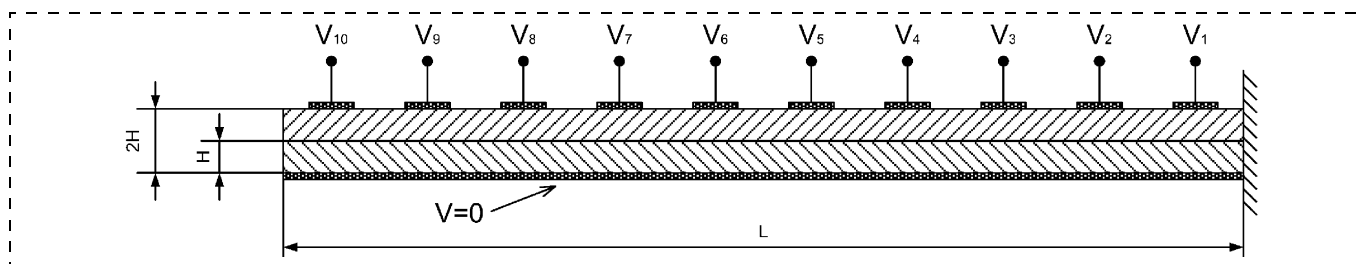


Рис. 14. Биморфная пьезоэлектрическая балка

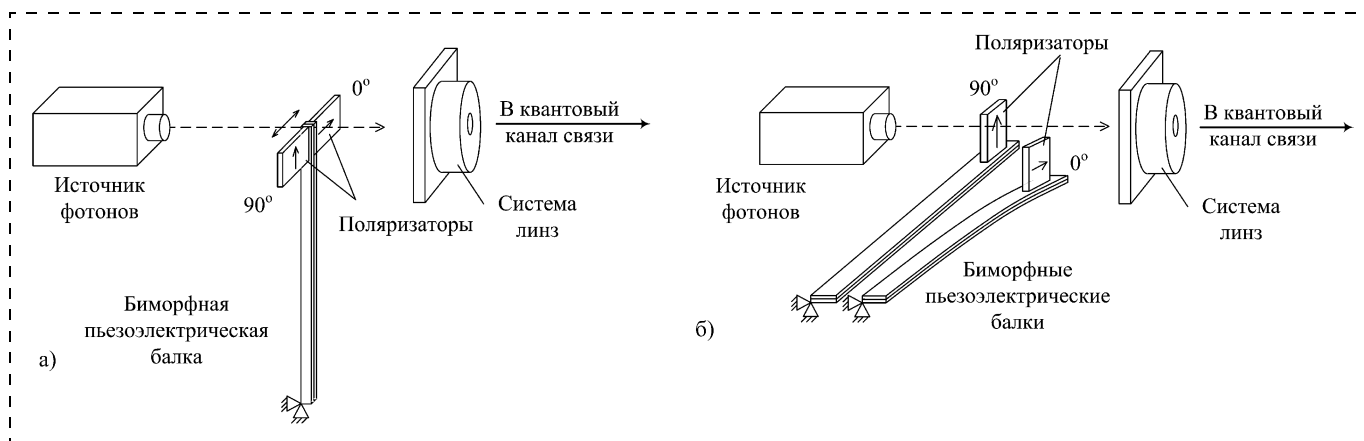


Рис. 15. Два варианта конструкции передающего устройства с использованием микроэлектромеханического исполнительного устройства

Заключение

В основе некоторых однофотонных излучателей лежит *фононный подход*. Здесь используется преобразование двух фононов высокой частоты в один фотон. Процесс протекает с достаточно малой вероятностью такого преобразования. "Результирующие" фотоны выходят из образца с некоторым заметным интервалом времени. Разработчики генераторов единичных фотонов проявляют большой интерес к созданию однофотонных излучателей с применением гетероэпитаксиальных структур, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Передающие квантовые устройства содержат источники единичных фотонов, поляризаторы, электронное обрамление и специальное программное обеспечение. Концепция передачи квантово-криптографических ключей в космосе находится в начальной стадии своего развития. Разрабатываются микросистемы передающих и принимающих квантовых устройств, разрабатывается программное обеспечение для управления работой этих микроустройств. Не решены многие технологические вопросы изготовления требуемых квантовых микросистем.

Список литературы

1. Kiraz A., Atatüre M., Imamoglu A. // arXiv:quant-ph/0308117v1, 2003.
2. Michler P., Kiraz A., Becher C. et al. // Science. 2000. Vol. 290. P. 2282.
3. Santori C., Pelton M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86. P. 1502.
4. Zwiller V., Blom H. et al. // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 78. P. 2476.
5. Moreau E., Robert I. et al. // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 79. P. 2865.
6. Yuan Z., Kardynal B. E. et al. // Science. 2002. Vol. 295. P. 102.
7. Martini F. D., Giuseppe G. D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. P. 900.
8. Brunel C., Lounis B. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83. P. 2722.
9. Lounis B., Moerner W. E. // Nature. 2000. Vol. 407. P. 491.
10. Kurtsiefer C., Mayer S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 85. P. 290.
11. Beveratos A., Brouri R. et al. // Phys. Rev. 2001. Vol. A 64. 061802(R).
12. Law C. K., Eberly J. H. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. P. 1055.
13. Law C. K., Kimble H. J., Mod J. // Opt. 1997. Vol. 44. P. 2067.
14. Kuhn A., Hennrich M. et al. // Appl. Phys. B. 1999. Vol. 69. P. 373.
15. Bajak I. L. // Wave Electronics. 1997. Vol. 3. P. 51.
16. Narayanamurti V., Dynes R. C. // Phys. Rev. Lett. 1971. Vol. 27. P. 410.
17. Dynes R. C., Narayanamurti V. // Phys. Rev. 1972. Vol. 86. P. 143.
18. Гутфельд Р. // "Физич. акустика" / Под ред. У. Мэзона. Т. V. М.: Мир, 1973.
19. Гулян А. М., Жарков Г. Ф. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 1817.
20. Orbach R. // IEEE Trans. 1972. SU 14. P. 414.
21. Colles M. J. // Phys. Rev. Lett. 1971. Vol. 27. P. 670.
22. Grill W., Weis O. // Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 35. P. 588.
23. Lozovik Yu. E. // Conferences and symposis. Dec. 2001. P. 1307.
24. Blinov B. B., Moehring D. L. et al. // Nature. 2004. Vol. 428. P. 153.
25. Keller M., Lange B., Hayasaka et al. // Nature. 2004. Vol. 431. P. 1075.
26. Ключников В. П., Яшин К. Д. // Техника средств связи. Сер. "Технология, производство, оборудование". 1990. Вып. 2.
27. Пат. 0152228 США H04N 007/167. Оpubл. 14.08.2003.
28. Яшин К. Д., Баркалин В. В., Осипович В. С. // Известия Белор. инж. академии. 2003. № 1/3. С. 160.
29. Алферов Ж. И. и др. // Микросистемная техника. 2003. № 8. С. 9.
30. Bienfang J. C., Gross A. J. et al. // Optics Express. 2004. Vol. 12. P. 2011.
31. Яшин К. Д., Осипович В. С. // Материалы IV международного конгресса "Развитие информатизации". Минск: НАН Беларуси. 2004. С. 162.

УДК 621.383

С. Г. Бондаренко,
М. М. Векшин, канд. физ.-мат. наук,
О. А. Кулиш, канд. физ.-мат. наук,
Н. А. Яковенко, д-р техн. наук,
ГОУ ВПО Кубанский государственный
университет, г. Краснодар

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА МАХА—ЦЕНДЕРА НА ОСНОВЕ НАПРАВЛЕННЫХ ОТВЕТВИТЕЛЕЙ В КАЧЕСТВЕ БИОСЕНСОРА

Разработан высокочувствительный оптический биосенсор. В основе конструкции лежит асимметричный интегрально-оптический интерферометр Маха—Цендера с направленными ответвителями в качестве элементов разделения и объединения оптического сигнала. Чувствительность сенсора составляет $2 \cdot 10^{-5}$.

В интегрально-оптических датчиках для детектирования различных химико-биологических реагентов, в том числе для задач экологического контроля, изменение состава зондируемой субстанции приводит к изменению фазы или амплитуды либо к поляризации световых волн [1].

В настоящей работе для создания высокочувствительной сенсорной системы обосновывается

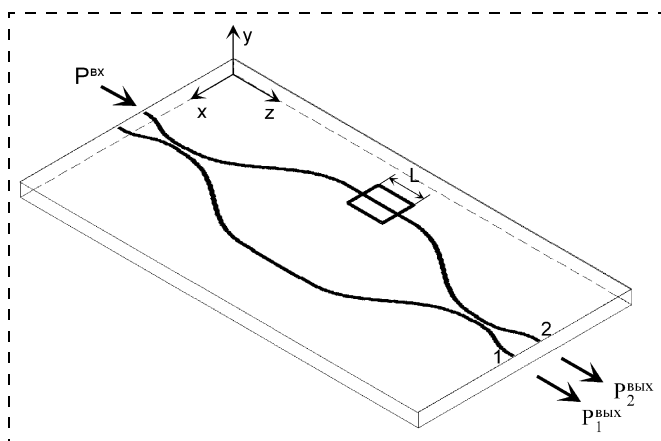


Рис. 1. Схема интегрально-оптического биосенсора на основе интерферометра Маха—Цендера

возможность использования интегрально-оптического варианта интерферометра Маха—Цендера с направленными ответвителями в качестве элементов разделения и объединения оптического сигнала (рис. 1).

Оптический сигнал, поступающий в любой из входных портов, разделяется входным направленным ответвителем на две равные части. Проходя по плечам интерферометра, световые волны объединяются в выходном направленном ответвителе.

Известно, что наличие или отсутствие выходного сигнала на том или ином выходе ответвителя определяется соотношением фаз сигналов, поданных на его вход. Если при входных синфазных сигналах происходит 100 %-ный вывод мощности оптической волны в выходной порт 1, то в противоположном случае, когда сигналы на входе находятся в противофазе, сигнал выходит в противоположный по отношению к предыдущему случаю выходной канал — в порт 2. Все промежуточные случаи определяют наличие взаимосвязанных по уровню мощности сигналов на обоих выходах интерферометра.

Возможность влияния на разность хода оптического излучения в плечах интерферометра может быть использована для создания сенсора. Изменение разности хода приведет к перераспределению сигнала между двумя выходными портами интерферометра, который будет зафиксирован с помощью пары фотодиодов и блока электронной обработки.

Управление параметрами направленной волны в одном плече интерферометра происходит за счет затухающего поля ("хвоста") моды в покровной области волновода, т. е. в окружающей среде. Для регистрации биологических реагентов (в том числе и для задач экологического контроля) покровный слой должен представлять собой специальную полимерную матрицу, модифицируемую стандартными биотехнологическими методами функционализации поверхности.

Все параметры устройства должны быть подобраны для обеспечения значительного перераспределения сигналов в выходных портах.

Рассмотрим работу предлагаемого сенсорного устройства более подробно.

Интерферометр Маха—Цендера на основе направленных ответвителей характеризуется следующими матрицами передачи, определяющими амплитудно-фазовые параметры направленных волн

при прохождении различных участков интерферометра:

$$\mathbf{M}_{\text{отв}} = \begin{bmatrix} \cos(kd) & j\sin(kd) \\ j\sin(kd) & \cos(kd) \end{bmatrix};$$

$$\mathbf{M}_{\Delta\varphi} = \begin{bmatrix} \exp(j\Delta\varphi/2) & 0 \\ 0 & \exp(j\Delta\varphi/2) \end{bmatrix},$$

где $\mathbf{M}_{\text{отв}}$ и $\mathbf{M}_{\Delta\varphi}$ — передаточные матрицы при прохождении оптического сигнала через направленный ответвитель и через плечи интерферометра соответственно; k — коэффициент связи; d — эквивалентная ширина планарных волноводов; $\Delta\varphi$ — сдвиг фаз между волнами на входе направленного ответвителя. Для стандартного ответвителя 3 дБ, который делит мощность сигнала пополам, выполняется условие $2kd = \pi/2$, поэтому выражение для матрицы $\mathbf{M}_{\text{отв}}$ упрощается:

$$\mathbf{M}_{\text{отв}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & 1 \end{bmatrix}.$$

Оптические сигналы $E_1^{\text{ВЫХ}}$ и $E_2^{\text{ВЫХ}}$ связаны со входным сигналом $E^{\text{ВХ}}$ посредством общей матрицы связи:

$$\begin{bmatrix} E_1^{\text{ВЫХ}} \\ E_2^{\text{ВЫХ}} \end{bmatrix} = \mathbf{M} \begin{bmatrix} E^{\text{ВХ}} \\ 0 \end{bmatrix},$$

где матрица $\mathbf{M}$ представляет собой произведение трех матриц связи:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_{\text{отв}} \mathbf{M}_{\Delta\varphi} \mathbf{M}_{\text{отв}}.$$

Мощность на выходах интерферометра

$$P_1^{\text{ВЫХ}} = \sin^2(\Delta\varphi/2) P^{\text{ВХ}};$$

$$P_2^{\text{ВЫХ}} = \cos^2(\Delta\varphi/2) P^{\text{ВХ}}.$$

Из данных формул видно, что сигналы на обоих выходах интерферометра зависят от сдвига фаз, вносимых в обоих плечах. В частности, если $\Delta\varphi = \pi$, то вся мощность входного сигнала будет выведена в выходной порт 1, если $\Delta\varphi = 0$, то, наоборот, сигнал будет выведен через порт 2.

Если константы распространения различных мод β разные (β и $\beta + \Delta\beta$), а геометрическая длина плеч L одинакова, разность фаз между плечами на выходе, связанная с фазовой скоростью распространения оптических волн, определяется как:

$$\Delta\varphi = L(\beta + \Delta\beta) - L\beta = L\Delta\beta.$$

Влияние показателя преломления покровной среды на константу распространения трехслойного волновода рассчитывалось хорошо известным из теории оптических планарных волноводов способом — решением дисперсионного уравнения. Для ТЕ-мод (поперечно-поляризованных собственных направленных волн волновода, у которых вектор напряженности электрического поля лежит в плоскости волновода перпендикулярно направлению распространения волны) оно имеет вид:

$$\arctan\left(\frac{k_s}{k_f}\right) + \arctan\left(\frac{k_c}{k_f}\right) + \pi m - k_f h = 0,$$

где $k_s = k_0 \sqrt{n_{\text{эфф}}^2 - n_s^2}$; $k_f = k_0 \sqrt{n_f^2 - n_{\text{эфф}}^2}$; $k_c = k_0 \sqrt{n_{\text{эфф}}^2 - n_c^2}$; $n_{\text{эфф}} = k_0 \beta$ — эффективный показатель преломления волноводной моды; m — индекс моды; h — толщина волновода; n_f , n_s , n_c — показатели преломления волноводящего слоя, подложки и покровного слоя соответственно; $k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновой вектор вакуума; λ — длина волны оптического излучения в вакууме.

Для вычислений использовались стандартные волноводы, сформированные путем ионного обмена $\text{K}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$ в стекле. Исходя из целей дальнейшего сопоставления результатов теоретического и экспериментального моделирования, авторы использовали параметры стеклянных волноводов, изготовленных на Кафедре оптоэлектроники Кубанского государственного университета.

Для построения картины распространения направленной световой волны в интерферометре использовались значительно более сложные универсальные методики анализа распространяющегося оптического пучка, описанные авторами ранее для разработки других биосенсорных устройств [2].

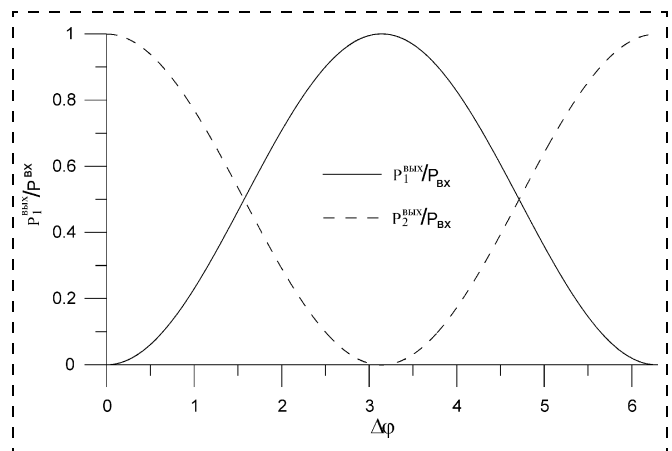


Рис. 2. Зависимость нормированной мощности в выходных портах направленного ответвителя от сдвига фаз между волнами на его входе

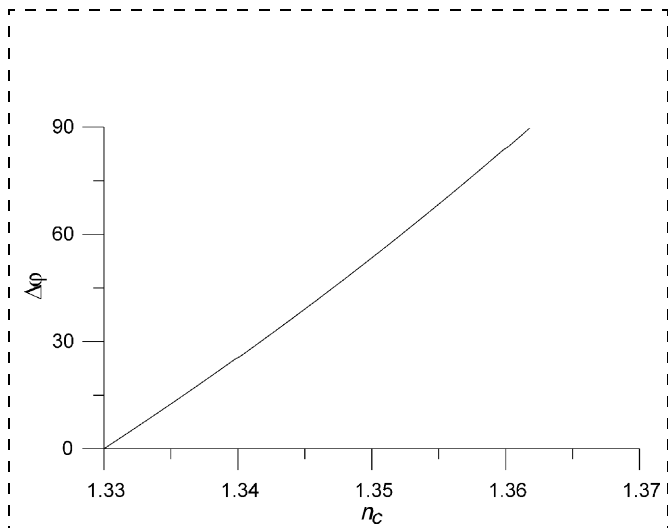


Рис. 3. Зависимость вносимого сдвига фаз от показателя преломления покровной среды

Зависимость нормированной мощности в выходных портах направленного ответвителя от сдвига фаз между волнами на его входе приведена на рис. 2.

Зависимость сдвига фаз от показателя преломления покровной среды приведена на рис. 3.

Оценка разрешающей способности сенсора может быть проведена с использованием выражения

$$R = \frac{\Delta P_{\text{вых}}}{\partial P_{\text{вых}} / \partial n_c},$$

где $\Delta P_{\text{вых}}$ — минимальное детектируемое изменение мощности; $\partial P_{\text{вых}} / \partial n_c$ — чувствительность сенсора.

Исходя из расчетных данных, можно сделать вывод о том, что можно осуществить детектирование вариаций показателя преломления $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ в предположении 0,01 %-ной фотометрии выходного сигнала.

Картина распространения направленной световой волны в интерферометре при сдвиге фаз в одном

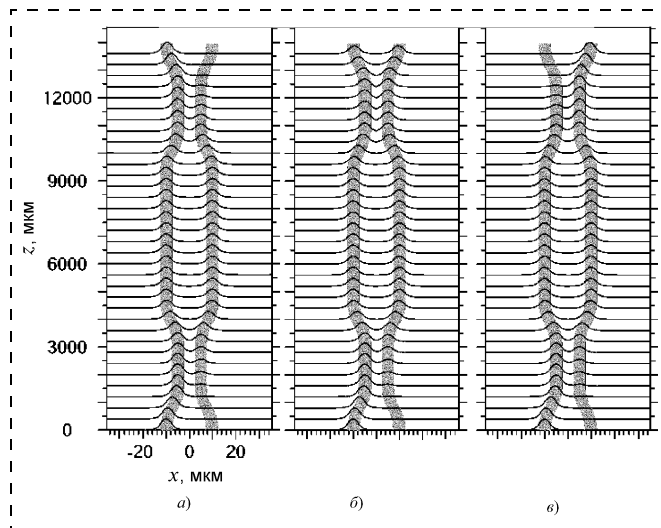


Рис. 4. Картина распространения направленной оптической монохроматической волны в интерферометре при сдвиге фаз: а — $\Delta\varphi = \pi$; б — $\Delta\varphi = \pi/2$; в — $\Delta\varphi = 0$

из плеч $\Delta\varphi = \pi, \pi/2, 0$ показана на рис. 4, а, б и в соответственно.

Таким образом, проведенное исследование показывает возможность использования интегрально-оптического интерферометра Маха—Цендера на основе направленных ответвителей как базового элемента ввода анализируемой информации в составе высокочувствительных биосенсорных систем. Например, с помощью таких сенсоров можно определять уровень атразина, симазина, пентахлорфенола в природных и сточных водах. Чувствительность этого метода более чем достаточная для детектирования данных веществ в пределах официально разрешенных концентраций.

Список литературы

1. www.farfield.com
2. Векшин М. М., Кулиш О. А., Хотнянская Е. Б., Яковенко Н. А. Разработка и моделирование микроволноводного оптического интерферометра Юнга для сенсорных систем // Экологический вестник научных центров Черноморского экологического сотрудничества. 2004. № 4. С. 102—106.

УДК 537.222.22

Н. И. Каргин, д-р техн. наук,
Ю. И. Пагнурев, канд. техн. наук,
Б. М. Синельников, д-р хим. наук,
А. В. Штаб, **Э. В. Штаб**,
 Северо-Кавказский государственный технический
 университет (г. Ставрополь)

ВАКУУМНЫЙ НАНОКРЕАТОР

Описан метод создания нанообъектов. Принцип действия основан на управлении движением отдельного иона в вакууме. Система регистрирует координаты и скорость отдельного иона и передает данные в компьютер. Высокоскоростной компьютер обрабатывает полученную информацию и передает данные в блок отклонения, который направляет ион в определенную точку подложки.

Введение

Позиционный контроль и манипулирование отдельными молекулами и атомами имеют большое значение в нанотехнологии. В настоящее время для этого применяется сканирующая туннельная микроскопия [1]. В этой статье обсуждается другой способ позиционного контроля, основанный на управлении движением отдельного иона. Фокусированные ионные пучки широко используются для формирования микро- и нанообъектов [2, 3], но их разрешающая способность ограничена диаметром пучка и составляет несколько нанометров. Для идеальной фокусировки ионного пучка необходимо иметь точечный источник ионов и фокусирующие линзы с коррекцией астигматизма и аберраций, но пока таких устройств не существует. Для того чтобы формировать объекты нанометрового диапазона, необходимо иметь инструменты с более высоким разрешением. Авторы разрабатывают такое устройство, названное "НаноКреатор", которое позволяет формировать наноструктуры с пространственным разрешением до 1 нм. Фокусировка ионов осуществляется методом управления движением отдельных ионов.

Принцип действия

Если координаты и скорость иона известны, то можно рассчитать поле, необходимое для того, чтобы послать этот ион в определенное место. Для этого необходимо решить четыре задачи:

- 1) выбрать отдельный ион;
- 2) определить его координаты и скорость;

3) рассчитать электрическое поле, чтобы послать этот ион в заданное место;

4) приложить рассчитанное поле к отклоняющей системе.

Для селекции отдельных ионов используется ограничивающая диафрагма. Если поместить ограничивающую диафрагму на некотором расстоянии от ионного источника, то вероятность того, что ион пройдет диафрагму, будет зависеть от этого расстояния. Изменяя это расстояние, можно регулировать скорость инъекции ионов (рис. 1).

Для того чтобы предотвратить поступление дополнительных ионов, применяется электростатический клапан, который представляет собой электрическую емкость. Эта емкость отклоняет ионы, когда это необходимо, и дополнительные ионы не попадают в регистрирующую систему.

Чтобы зарегистрировать координаты иона, применяется миниатюрная емкость в виде плоского конденсатора или пары емкостных клиньев. Из теории электричества известно, что если внутри плоского конденсатора находится заряженная частица, то на обкладках этого конденсатора возникает разность потенциалов (рис. 2). Если заряженная частица находится на центральной линии конденсатора, то разность потенциалов равна нулю. Чем больше расстояние заряженной частицы от центральной линии, тем больше разность потенциалов. Разность потенциалов описывается формулой

$$U = \frac{2ex}{Cd}, \quad (1)$$

где e — заряд частицы; x — расстояние от заряженной частицы до центральной линии; C — емкость

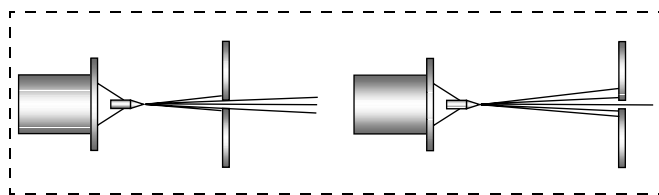


Рис. 1. Выделение отдельного иона:

a — небольшое расстояние диафрагмы от ионного источника;
б — большое расстояние диафрагмы от ионного источника

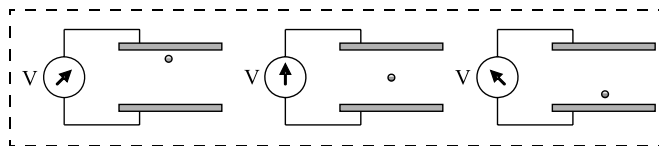


Рис. 2. Зависимость разности потенциалов от позиции заряженной частицы

плоского конденсатора; d — расстояние между обкладками.

Когда отдельный ион проходит через регистрирующий конденсатор, на обкладках возникает разность потенциалов.

Время индуцированного импульса зависит от размеров регистрирующего конденсатора. Необходимо иметь два сорта регистрирующих емкостей: для координат X и Y . Для того чтобы зарегистрировать координаты иона с точностью до 1 нм для регистрирующего конденсатора 10^{-15} Ф, которая имеет расстояние между обкладками в 100 нм, необходимо измерять разность потенциалов с точностью в 10^{-6} В.

Регистрирующие конденсаторы представляют собой пары клиньев (рис. 3). Каждая пара емкостных клиньев имеет емкость очень малого значения ($10^{-15} \dots 10^{-11}$ Ф). В этом случае разность потенциалов будет определяться более сложным соотношением. Точность регистрации зависит от расстояния между клиньями. При разомкнутых контактах регистрируется разность потенциалов, при замкнутых контактах — ток. Время индуцированного импульса составляет 10^{-10} с, поэтому для усиления и регистрации индуцированных сигналов необходимо применять оборудование СВЧ диапазона. Для определения скорости необходимо иметь две группы регистрирующих клиньев, расположенных на некотором расстоянии l . Время пролета иона зависит от расстояния l , таким образом, можно определить скорость иона и направление его движения. Для этого сигналы от регистрирующих клиньев передаются на скоростной компьютер.

Для решения третьей задачи необходимо иметь буферное расстояние и буферное время для расчетов, причем время вычислений должно быть меньше, чем буферное время. Для буферного расстояния в 10 см это время составляет 10^{-4} с. Компьютер обрабатывает полученную информацию и выдает данные на отклоняющую систему, которая направляет ион в заданную точку на подложке. Точность зависит от расстояния между отклоняющей системой и подложкой, размера регистрирующих клиньев, быстродействия аналого-цифровых и цифроаналоговых преобразователей и других

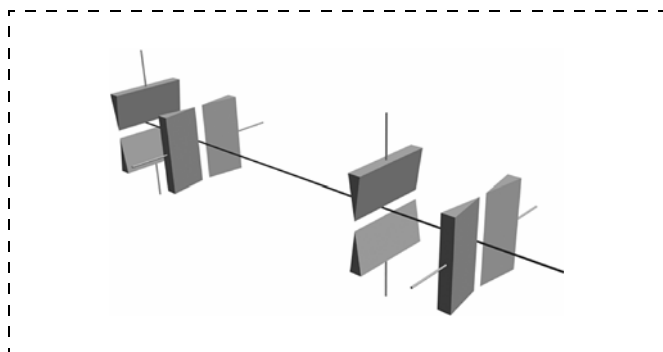


Рис. 3. Система емкостных клиньев для определения координат и скорости ионов

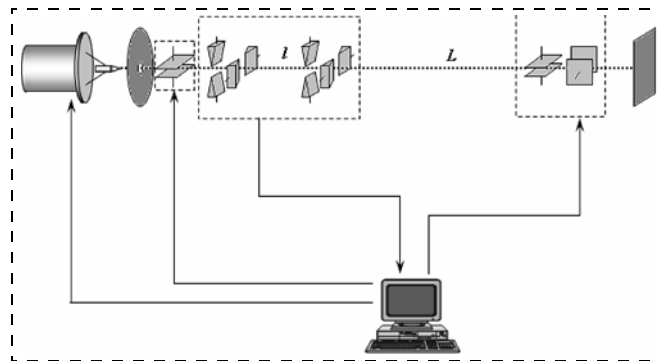


Рис. 4. Схема технологического комплекса НаноКреатор

факторов. Для решения четвертой задачи используется отклоняющая система. Компьютер под управлением специальной программы выдает сигналы на отклоняющую систему и таким образом формируется нанообъект. Весь комплекс состоит из ионного источника, диафрагмы, электростатического клапана, вычислительной системы и отклоняющей системы (рис. 4).

Конструкция

Для формирования нанообъектов, состоящих из различных химических элементов, комплекс содержит несколько ионных источников, одну электронную пушку для устранения влияния зарядки положительным зарядом и один источник для ионного микроскопа. Все элементы устанавливаются на ионно-оптической скамье (рис. 5). Для грубой юстировки применяется люминесцентный экран с оптическим микроскопом. Для тонкой юстировки используются пьезодвигатели. Для уменьшения влияния теплового дрейфа применяется термостатирование вакуумной камеры.

Сила взаимодействия иона и подложки зависит от энергии иона: меняя энергию падающих ионов, можно добиться того, чтобы подложка захватывала ионы.

Комплекс сконструирован на базе вакуумной камеры, имеющей шлюзовую отсек для замены подложек.

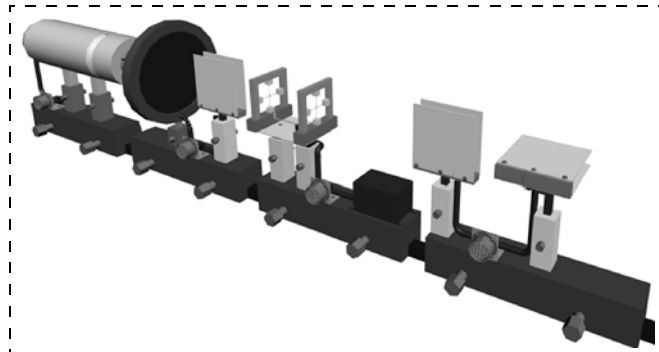


Рис. 5. Схема ионной оптики

Заключение

Такой комплекс может использоваться в различных областях нанотехнологии, особенно в наноэлектронике, для формирования элементов нанометрового масштаба. Пространственное разрешение разрабатываемого комплекса составляет 1 нм, но не существует каких-либо ограничений для повышения разрешающей способности, кроме квантовой неопределенности. Для регистрации координат ионов с точностью большей, чем 1 нм, необходимо измерять разность потенциалов с точностью выше, чем 10^{-6} В, что меньше напряжения теплового шума.

Энергия конденсатора

$$W = \frac{q^2}{2C}, \quad (2)$$

где q — индуцированный заряд; C — емкость конденсатора.

Эта энергия должна быть больше, чем энергия тепловых флуктуаций. Следовательно, емкость должна соответствовать соотношению

$$C \leq \frac{q^2}{2kT}. \quad (3)$$

Чем меньше емкость, тем больше энергия и разность потенциалов, но невозможно уменьшать емкость регистрирующих конденсаторов бесконечно из-за шунтирующей емкости электрических контактов. Согласно работе [4] емкость электрических контактов не может быть меньше 10^{-15} Ф, поэтому регистрирующие емкости должны быть того же порядка. Из соотношений (2) и (3) ясно, что для повышения разрешающей способности необходимо использовать многозарядные ионы и применять охлаждение регистрирующего блока.

Вместе с тем, для уменьшения влияния теплового шума можно применять радиотехнические методы. Если соединить регистрирующую емкость с индуктивностью, то отдельный пролетающий ион будет возбуждать затухающие колебания в этом контуре с определенной частотой. Такой сигнал может быть выделен, и его амплитуда будет зависеть от позиции иона.

Таким образом, используя многозарядные ионы и применяя глубокое охлаждение и методы радиоэлектроники, можно повысить разрешающую способность технологического комплекса. В этом случае возможно создавать объекты, состоящие из нескольких атомов, при этом энергия ионов должна быть меньше энергии связи атомов, чтобы избежать разрушения нанообъекта.

Вакуумная камера была разработана научно-производственным предприятием НИТИ-НАУКА, г. Рязань. Авторы выражают благодарность сотрудникам кафедры нанотехнологии и материалов электронной техники Северо-Кавказского государственного университета за полезное обсуждение и участие в разработке программного обеспечения.

Список литературы

1. Saw-Wai Hla. Scanning tunneling microscopy single atom/molecule manipulation and its application to nanoscience and technology // Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures. 2005. July. V. 23. Issue 4. P. 1351–1360.
2. Orloff J. High Resolution Focused Ion Beams. Mountain, 2002.
3. Orloff J., Utlaut M., Swanson L. 2003 High Resolution Focused Ion Beams: FIB and its Applications — The Physics of Liquid Metal Ion Sources and Ion Optics and their Applications to Focused Ion Beams Technology. New York: Kluwer Academic/Plenum, 2003.
4. Likharev K. K. Correlated discrete transfer of single electrons in ultra small tunnel junctions // IBM J. Res. Develop. 1988. N 64. P. 343–347.

НОВЫЕ КНИГИ

Абрамов И. И., Дворников О. В. Проектирование аналоговых микросхем для прецизионных измерительных систем. — Минск: Академия управления при Президенте Республики Беларусь, 2006. — 286 с.

В монографии рассмотрено проектирование специализированных аналоговых микросхем на основе предложенного системного подхода. Особое внимание уделено адекватности моделирования в "Spice-подобных" программах, оригинальным схемотехническим решениям и их реализации на базовом матричном кристалле АБМК_1_3. Материал книги основан на результатах научных исследований и опытно-конструкторских работ авторов в области прецизионных измерительных систем.

Монография предназначена для специалистов по проектированию и применению аналоговых микросхем, инженерно-технических работников, использующих машинное моделирование, а также может быть полезна студентам старших курсов, аспирантам и преподавателям соответствующих специальностей.

*Дополнительную информацию о монографии можно получить по адресам:
Oleg_Dvornikov@tut.by; nanodev@bsuir.edu.by.*

УДК 802.0(075.8)

К. Д. Яшин, канд. техн. наук, доц.,
Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники (г. Минск),
Е. В. Лацапнёв,
Белорусский национальный технический
университет (г. Минск)

АНГЛО-РУССКИЙ ТЕРМИНОЛОГИЧЕСКИЙ СПРАВОЧНИК ПО МИКРО- И НАНОСИСТЕМНОЙ ТЕХНИКЕ

Даны термины, наиболее широко употребляемые словосочетания и аббревиатуры по микро- и наносистемной технике, а также технологии их изготовления.

Q

Quad Flat Pack (QFP) — квадратный плоский корпус. Наиболее часто используемый корпус для сборки микрочипов. Корпус имеет выводы по всем четырем сторонам (см. также *Flat pack*).

Quadrupole illumination — квадрупольное (четырёхполюсное) освещение (иллюминация). Источник света, в котором свет разделяется, когда проходит через четыре круглые отверстия, расположенные за пределами оптической оси системы освещения. Четырёхстороннее освещение — это тип внеосевого освещения, применяемого в ходе литографического процесса. Оно позволяет достигать минимальных топологических размеров элементов, которые система экспонирования может обеспечить для данной длины волны.

Quadrupole Mass Analyzer (QMA) — квадрупольный масс-спектрометр. Квадруполь представляет собой четыре стержня, к которым попарно в противоположной полярности подается определенная комбинация постоянного и радиочастотного переменного напряжений. Ионы, влетающие параллельно оси этих стержней, попадают в гиперболическое поле и в зависимости от соотношения их массы и частоты поля пропускаются этим полем дальше или не пропускаются. Первый прибор с квадрупольным анализатором был описан Вольфгангом Паулем (Германия) в 1953 г. Квадрупольные масс-спектрометры не требуют использования высоких напряжений, поэтому имеют более простую конструкцию и меньшие размеры системы создания вакуума. Они просты в эксплуатации и

относительно дешевые. К недостаткам квадруполь относятся низкое разрешение и относительно низкий предел максимальной детектируемой массы вещества.

Qualification — квалификация, оценка. Набор тестов и спецификаций изделия или процесса, которым он должен соответствовать перед допуском его в производственный процесс.

Quality Factor (Q Factor) — добротность. Показатель остроты резонансной кривой электронного или электромеханического резонаторного элемента. Микроустройство с высоким значением добротности имеет острый, с большой амплитудой, четкий резонанс. Добротность определяется как отношение реактивного сопротивления к действующему (эффективному) сопротивлению устройства. Физически это 2π , умноженное на отношение запасенной (накопленной) энергии к энергии, потерянной за один период колебания резонатора, что является результатом различных механизмов потерь энергии, таких как резистивное нагревание в электрической цепи, вязкостное затухание или трение на межзеренных границах в механических системах. Практически это отношение частоты резонанса к спектральной полосе пропускания частот, измеренной при 3 дБ ниже резонансного максимума (пика) электрической или механической микросистемы. Чем более острый резонанс, тем выше добротность. Это мера частотной устойчивости осциллятора. Например, в RLC электрической

цепи добротность равна $\sqrt{\frac{LC}{R}}$.

Quantum dot — квантовая точка. Это фрагмент проводника или полупроводника, ограниченный по всем трем пространственным измерениям и содержащий электроны проводимости. Точка должна быть достаточно маленькой, настолько, чтобы квантовые эффекты были существенны. Это достигается, если кинетическая энергия электрона, обусловленная неопределенностью его импульса, будет заметно больше всех других энергетических масштабов, в первую очередь, больше температуры, выраженной в энергетических единицах. Технологические аналоги названий в научно-технической литературе для квантовых точек: наночастицы, нанокристаллы. Кроме того, этим именем, Quantum Dot, называется корпорация (США), специализирующаяся в исследовании и производстве нанокристаллов (наночастиц). Существует множество технических решений для применения наночастиц. Большинство идей связано с фотоникой, но не только. Вот некоторые возможные области

применения нанокристаллов (наночастиц): свето-излучающие диоды; лазеры; солнечные батареи; одноэлектронные транзисторы. Однако ожидается все же, что из-за уникальных свойств полупроводниковых люминесцентных наночастиц биологическое применение будет ключевой областью. Кроме того, к возможным областям применения нанокристаллов (наночастиц) можно отнести биологию; иммунохимию; блотирование; ДНК-связанные кристаллы; раскраску хромосом; штрих-коды; маркировку живых клеток и тканей; прослеживание потока крови; медицину (*in vivo* исследования). Метод коллоидной химии позволяет получать нанокристаллы размером в несколько нанометров из полупроводников. Примеры A_2B_6 : CdSe, CdS, CdTe, ZnS, ZnSe и др. Примеры A_3B_5 : InP, GaP, GaAs, InAs и др. В последние годы были синтезированы наночастицы смешанных составов типа "ядро-оболочка", например CdSe/ZnS, TiO_2/SiO_2 и др.

Quantum physics — квантовая физика. Описывает фундаментальные электрические и оптические свойства вещества на микроскопическом уровне. Квантовая электроника, квантовая оптика и оптоэлектроника — важнейшие области применения квантовой физики. Например, явления квантовой физики применяют в атомных часах и лазерах. Квантовая механика (другие названия: волновая механика, матричная механика) — один из разделов квантовой физики, описывающий поведение микроскопических частиц. Математический аппарат квантовой механики — теория гильбертовых пространств и действующих в них операторов. Состояние изолированной квантовой системы — это вектор в гильбертовом пространстве, причем постулируется, что задание вектора состояния — это задание полной информации о квантовой системе. Наблюдаемым физическим величинам соответствуют определенные самосопряженные операторы в этом пространстве, а результатам измерения соответствующей физической величины отвечают средние значения этих операторов по заданному вектору состояний. Эволюция квантовой системы со временем также определяется с помощью оператора эволюции, который, в свою очередь, выражается через гамильтониан системы. В некоторых ситуациях структура этого пространства и действующих в нем операторов выглядит существенно проще не в абстрактном виде, а в каком-либо представлении. Так, курсы квантовой механики стандартно начинаются с координатного представления, в котором вместо вектора состояния используется его разложение по базису координатного представления, т. е. волновая функция. Уравнение эволюции во времени в этом случае имеет вид дифференциального уравнения в частных производных и называется уравнением Шредингера. В стан-

дартных курсах квантовой механики изучаются следующие разделы: математическая основа квантовой механики и теория представлений; точные решения одномерного стационарного уравнения Шредингера для различных потенциалов; приближенные методы (квазиклассическое приближение, теория возмущений и т. д.); нестационарные явления; уравнение Шредингера в трехмерном случае и теория углового момента; теория спина; тождественность частиц; строение атомов и молекул; рассеяние частиц.

Quantum well — квантовая яма. Искусственная структура, в которой носители заряда ограничены в одном измерении. Другими словами, электроны демонстрируют волновые свойства в одном измерении, но ведут себя как свободные электроны в двух других. Технология на эффекте квантовой ямы использует это свойство для получения полупроводникового лазера, который является гораздо более эффективным, чем обычный лазер на $p-n$ -переходе.

Quartz — кварц. Кристаллический оксид кремния — SiO_2 . Инертный, химически очень устойчивый пьезоэлектрический материал. Различают природный кварц и искусственно выращенный (так называемый пьезокварц).

Quartz micro balance sensor module — кварцевый сенсорный модуль микровесов. Модуль состоит из восьми кварцевых балансовых микросенсоров, покрытых разными полимерами (например, полисилоксаном). Каждый кварцевый преобразователь управляется одной колебательной схемой. При этом покрытие, подвергаясь воздействию, используется для анализа газового потока. Когда происходит взаимодействие между покрытием и газовым потоком, возникает адсорбция летучих молекул на поверхность покрытия. Это приводит к нанометрическому изменению массы покрытия, которое, в свою очередь, приводит к "растраиванию" кварцевого преобразователя. Происходит смещение его по частоте, следовательно, количество измененной массы может быть точно измерено. Восемь кварцевых преобразователей расположены в своих съемных разъемах и находятся на верху крышки маленькой измерительной камеры. Кроме восьми преобразователей модуль содержит еще термостат для обеспечения камеры стабильной температурой (либо заданной пользователем, либо чуть ниже комнатной). Полимерное покрытие выбирается таким образом, чтобы обеспечить широкий диапазон анализируемых химических и физических свойств газов (в том числе поляризуемость, водородную связь (H-bonding) и т. д.). Микроустройство применяется также для определения (детектирования) больших молекул.

Нанотрубка-нож нарезает клетки

Ученые из Национального института стандартов и технологий США (National Institute of Standards and Technology, NIST) и их коллеги из Университета Колорадо (University of Colorado) разработали оригинальную систему из нанотрубок, позволяющую разрезать микроскопические объекты так же, как домохозяйки нарезают сыр с помощью ножа из тонкой нити.

На Международном конгрессе и выставке по проблемам технологии машиностроения (International Mechanical Engineering Congress and Exposition) ученые представили прототип нанонож, который может в будущем стать настольным инструментом многих исследователей. Например, с его помощью биологи смогут более точно разрезать даже отдельные клетки. Многие годы ученые-биологи разрезают замороженные ткани сверхтонкими алмазными или стеклянными ножами. Причем точно разрезать не всегда удается — чаще всего экзemplар деформируется или просто раскалывается.

Углеродные же нанотрубки — идеальные кандидаты для "ниточных ножей" благодаря их высокой механической прочности и малому диаметру.

Естественно, что такой "режущий потенциал" не укрылся от глаз цитологов. Так, благодаря нанотрубкам ученые планируют создавать трехмерные изображения клеток и тканей для электронной томографии, технология которой требует наличие образцов срезов толщиной менее 300 нм.

В начале XXI века ученые освоили большой арсенал наноинструментов на основе углеродных нанотрубок. Это и различные осцилляторы, и подшипники скольжения, выполненные из многослойных нанотрубок, и миниатюрные пинцеты.

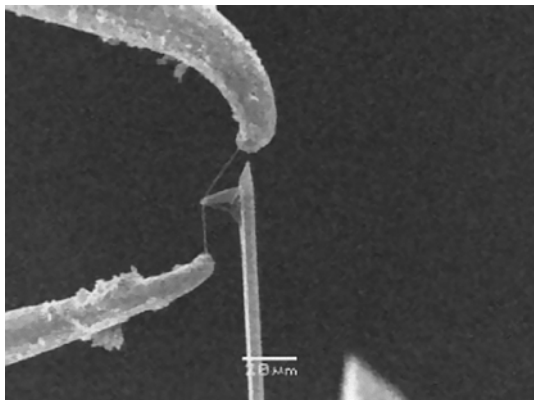


Рис. 1. Кантилевер атомно-силового микроскопа пробует на прочность режущую нить нанотрубки

Теперь нанотрубки будут использоваться в более "простой", но, несмотря на это, и в более эффективной для производства срезов технологии.

Для того чтобы создать нанонож, ученые сначала с помощью электрохимии "заострили" вольфрамовые опоры для нанотрубки, затем к ним приварили собственно сам "нож", состоящий из однослойной углеродной нанотрубки.

Прочность нанонож ученые проверяли с помощью атомно-силового микроскопа. Его зондом-кантилевером удалось прогнуть нанотрубку таким образом, чтобы можно было измерить прочность устройства (рис. 1). Как показали результаты теста, нанонож можно с успехом использовать для "нарезки" образцов для электронной томографии.

Источник: National Institute of Standards and Technology: On the cutting edge: Carbon nanotube cutlery (<http://www.phys.org.com/news83421615.html>)

Посевы из нанотрубок

Ученые-химики из Университета Райса (Rice University) смогли разрезать одиночную нанотрубку на отдельные "семена", с помощью которых затем им удалось вырастить новые нанотрубки. Этот принцип широко известен виноградарям, но никто не мог подумать, что ученые тоже могут им воспользоваться в наноразмерном диапазоне. Как говорят ученые, это существенно ускорит появление эффективных технологий массового производства нанотрубок высокой чистоты.

"Углеродные нанотрубки обычно выращиваются разного диаметра и длины, поэтому долгое время ученые стараются привести технологию их массового производства к унификации полученных образцов, — говорит Джеймс Тур (James Tour), директор Лаборатории углеродных нанотехнологий при Университете Райса (Rice's Carbon Nanotechnology Laboratory). — Поэтому одной из наших задач стало массовое производство одинаковых углеродных нанотрубок. И я считаю, что мы преуспели в этой области".

Основатель программы по выращиванию нанотрубок — известный нанотехнолог и основатель лаборатории Ричард Смэлли (Richard Smalley), умерший в октябре 2005 г. от лейкемии. Два года Ричарду потребовалось для разворачивания программы, и только через год после его смерти она увенчалась успехом.

"Семена", полученные учеными, — отрезки нанотрубки длиной 200 нм и диаметром 1 нм. К концам каждого "семени" химическими методами были прикреплены наночастицы железа, и далее нанотрубки располагались на пластине из оксида кремния с нанесенным на поверхность специфич-

ческим полимером, связывающим железные наночастицы. После прилипания "семян" к пластине ее поместили в CVD-камеру выращивания нанотрубок методом осаждения в паровой фазе. И, как и ожидали исследователи, на "семенах" за несколько минут выросли одинаковые нанотрубки длиной, в 30 раз превышающей начальный размер семян.

Одно из применений одинаковых нанотрубок — в экономичных элементах питания, над которыми и работал Ричард.

Также не стоит забывать о том, что нанотрубки сегодня — востребованный продукт в микроэлектронной, оборонной и аэрокосмической промышленности, поэтому их массовое производство — особо важная проблема в области нанотехнологий.

Источник: Rice University: Chemists create, grow nanotube seeds (<http://www.physorg.com/news82986478.html>)

ДНК-машина обнаруживает вирусы

Крошечные роботы, патрулирующие организм, — давняя мечта многих ученых. Она казалась не более чем фантазией, однако к ее реализации удалось приблизиться группе ученых под руководством Итамара Виллнера (Itamar Willner) из университета Иерусалима (Hebrew University of Jerusalem). Они сделали такую машину всего из одной молекулы.

Этот своеобразный ДНК-аппарат определяет наличие вируса, читая его геном и генерируя определенные сигналы. Пока что его нельзя реализовать в виде робота, ползающего в организме, но выполнять свою работу он может отлично, например, при анализах крови.

Главное преимущество этого ДНК-робота заключается в его быстродействии. Для получения результата нужно всего полтора часа, тогда как обычные методы, связанные с чтением генома бактерии или вируса, требуют проведения многоэтапных химических реакций.

Изобретение представляет собой молекулу ДНК, собранную из трех частей (рис. 2, см. четвертую сторону обложки). В процессе работы ДНК своими концами прикрепляется к концам "подозреваемой" ДНК, образуя петлю.

Первый сегмент ДНК-машины выявляет патогенный вирус, второй содержит "инструкции" для запуска катализатора, находящегося в третьей части молекулы. Если ДНК-робот замечает наличие патогенной вирусной ДНК, то благодаря выделяющемуся катализатору происходит реакция с образованием люминола — вещества, дающего интенсивное свечение.

Такой способ достаточно сложен и требует присутствия дополнительных веществ (например, некоторых ферментов). Однако у него есть неоспоримое преимущество. Как утверждает Ченде Мао (Chengde Mao), специалист по ДНК-технологиям из университета Пардью (Purdue University), не участвовавший в этой работе, данный метод отличается очень высокой точностью.

Результаты исследования опубликованы в журнале "Прикладная химия" (Angewandte Chemie).

Источник: Nature: DNA machine sounds the virus alert (<http://www.nature.com/news/2006/061106/full/061106-19.html>)

Оружейники древней Сирии укрепляли сталь нанотрубками

Дамасские сабли (рис. 3), сделанные примерно в X веке, известны своей прочностью и остротой. Как показали исследования Петера Пауфлера (Peter Paufler) и его коллег из технического университета Дрездена (Technische Universität Dresden), и здесь дело не обошлось без нанотехнологий.

Профессор Пауфлер сделал снимки дамасской стали (она изготавливалась в Индии и известна также как "вуц") с помощью электронного микроскопа и обнаружил, что в ней содержатся углеродные структуры наподобие современных нанотрубок. Это открытие сделать удалось только после того, как кусочек вуца растворили в соляной кислоте.

Вуц состоит из железа с примесью карбида железа, содержащегося в виде своего рода нанонитей. Но было не совсем понятно, за счет чего происходило их формирование. Пауфлер подозревает, что дело как раз в углеродных нанотрубках, о которых раньше никто не знал.

При высокой температуре некоторые примеси вызывали в стали рост трубок из углерода (он попадал из сгорающего дерева и листьев, применявшихся при изготовлении вуца). Потом эти трубки наполнялись карбидом железа, из которого формировали тончайшие нити.

Впрочем, у некоторых ученых эта гипотеза вызывает сомнение. А физик Алекс Зеттл (Alex Zettl) из университета Калифорнии в Беркли (University of California, Berkeley) вообще предположил, что нанотрубки могли попасть из лабораторной среды.

Однако, если Пауфлер прав, то получается, что в древности люди использовали нанотрубки при производстве стали, хотя сами не знали об этом.

В своих дальнейших исследованиях Пауфлер планирует применить новейшие достижения в области углеродных наноструктур для того, чтобы

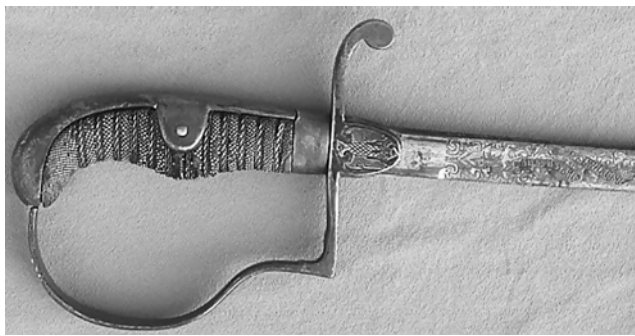


Рис. 3. Дамасские кинжалы

восстановить утерянную технологию производства знаменитой стали.

Источник: Nature: Sharpest cut from nanotube sword (<http://www.nature.com/news/2006/061113/full/061113-11.html>)

Ржавые наноманиты очистят воду от мышьяка

Исследователи из университета Райса (Rice University) поведали о том, что избавить воду от опасных примесей мышьяка можно с помощью наночастиц, обладающих магнитными свойствами (рис. 4, см. четвертую сторону обложки). В пользу этого красивого решения говорят результаты исследования, о котором рассказано в журнале Science.

Химики давно знают о том, что ржавчина может использоваться как поглотитель мышьяка. Но только сейчас ученые смогли разработать метод, который позволит эффективно очищать от мышьяка воду, не засоряя ее оксидом железа. Выход был найден благодаря достижениям в области нанотехнологий.

Идея применять для этого наночастицы ранее считалась бесперспективной. Конечно, их использование могло бы оказаться выгодным — из-за большой площади поглощающей поверхности. Но, по оценкам специалистов, электромагнитное поле этих крупиц незначительное, его не было бы достаточно для захвата частиц мышьяка и никакого эффекта они бы не произвели.

Однако эксперименты, проведенные коллективом под руководством Вики Колвин (Vicki L. Colvin), профессора из университета Райса, показали, что такое представление неверно. Несмотря на то, что частицы оксида железа Fe_3O_4 , использовавшиеся в эксперименте, были очень малы (4—12 нм), выяснилось, что они очень эффективны при очистке.

По словам Колвин, оказалось, что эти частички воздействуют друг на друга магнитным полем и ведут себя как единый магнит. Поэтому их способность очищать растворенный в воде мышьяк оказалась достаточно высокой.

Интересно, что после очистки воду можно легко избавить и от крупиц самого оксида — их исследователи предлагают просто "вытягивать" с помощью маломощного магнита.

Проблема, с которой связана эта работа, очень актуальна: по сведениям организации World Bank, занимающейся исследованиями и финансовой поддержкой развивающихся стран, во всем мире около 65 млн человек страдают от заболеваний, вызванных загрязнением окружающей среды мышьяком.

Судя по всему, это исследование — один из главных претендентов на получение премии Grainger Challenge в \$ 1 млн. Она обещана за лучший способ очистки воды от мышьяка, предложенный для бедных стран.

Источник: Technology Review: Nanomagnets remove toxic (http://www.technologyreview.com/read_article.aspx?id=17776&z=3038&p=1&ch=nanotech)

Идею космического лифта может погубить смертельная радиация

Таким может стать космический лифт (рис. 5, см. четвертую сторону обложки), если ученые и инженеры решат целый ворох связанных с ним проблем (иллюстрация LiftPort).

Вынужденное длительное пребывание в радиационных поясах Ван Аллена убьет пассажиров космического лифта, предупреждает автор нового исследования Андерс Йоргенсен (Anders Jorgensen) из национальной лаборатории в Лос-Аламосе (Los Alamos National Laboratory).

В плоскости экватора самая опасная часть лучевых поясов простирается на высоте от 1 тыс. до 20 тыс. километров над Землей. Эта область не погубила астронавтов миссий Apollo в 1960 и 1970 годы потому, что их лунные корабли очень быстро миновали данные зоны.

Космический лифт будет подниматься со скоростью примерно 200 км/ч, что приведет к 3,5 дням пребывания в поясах Ван Аллена. Это убьет пассажиров (если не принять специальных мер), так как они получают в 200 раз большую дозу радиации, чем получили члены экипажей Apollo.

Меры защиты от этой радиации усложняют инженерные проблемы, связанные с построением космического лифта. Кроме того, значительно возрастает его стоимость.

Напомним, что упрощенно космический лифт представляет собой сверхпрочный трос (ленту, группу лент), протянутый от экватора на 100 тыс. километров в космос и удерживаемый противовесом на конце (аналогия — камень на вращающейся веревке). По этому тросу должна двигаться кабина на электротяге, которая питается мощным лазером, бьющим от основания лифта вверх.

Первый вариант защиты — перемещение стартовой площадки лифта от экватора на более высокие широты. Над ними радиационные пояса несколько слабее (хотя проблема все еще останется). Но тут главная проблема — устойчивость троса. От поверхности земли он будет уходить в космос не вертикально, а под острым углом (дальний конец троса все равно будет тянуться к плоскости экватора). Это приведет к тому, что больший отрезок пути лифт будет проходить в беспокойной атмосфере Земли.

Другая возможность — установка некоего лучевого щита на кабеле. Этот щит кабина лифта подбирала бы по пути перед вступлением в зону лучевых поясов. Но такое решение усложняет конструкцию системы и исключает равномерное движение капсулы — условие стабильной работы лифта.

Еще один вариант — саму кабину лифта можно было бы оснастить толстыми стенами. Но в таком случае резко возрастет расход энергии на ее подъем, а поставка мощности капсуле (никаких бортовых запасов электричества на такой рейс не хватит)

и без того является одной из главных проблем создания лифта.

Резкого расхода энергии потребовал бы также магнитный щит, окружающий капсулу с пассажирами, который отклонял бы заряженные космические частицы в сторону.

Пока, похоже, инженеры рассматривают простой вариант с наращиванием массы капсулы. Во всяком случае, одна из компаний, активно разрабатывающих такую систему (там же — ссылки на наши материалы о проектах космических лифтов), — LiftPort — мечтает о 20-местной капсуле массой в 100 т.

Однако сторонники экзотической системы транспортировки не унывают: они строят первые прототипы космических лифтов, а попросту — роботов, которые поднимаются по тонкой ленте, питаясь посылаемым снизу светом.

Источник: New Scientist Space elevators: 'First floor, deadly radiation!' (<http://space.newscientist.com/article/dn10520-space-elevators-first-floor-deadly-radiation.html>)

Платиновые наносферы рассказывают о действии лекарств

Исследователи из национальной лаборатории Сандия (Sandia National Laboratories) придумали изящный метод, позволяющий отследить место контакта лекарственного препарата и клетки с помощью полых платиновых наносфер.

В своем исследовании, которое будет опубликовано в журнале "Прикладная химия" (Angewandte Chemie), сотрудники лаборатории Джон Шелнатт (John Shelnett) и Юйцзянь Сонг (Yujia Song) рассказали, что идея метода состоит в создании платиновых "копий" липосом.

Липосомы получают искусственно в лабораторных условиях. Они представляют собой капельки жидкости, окруженные мембраной, и применяются в медицине и косметологии для доставки лекарственных веществ внутрь клеток. Ученые решили

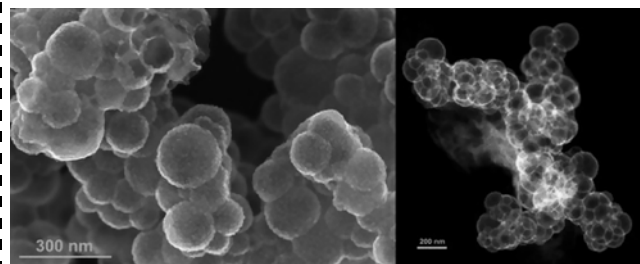


Рис. 6. Электронный снимок полых платиновых наносфер

придумать метод, позволяющий узнавать, как именно происходит такое проникновение.

В ходе этой работы липосомы с двойным слоем липидных молекул помещали в раствор платиновой соли. Затем их облучали светом, из-за чего фотокатализатор, находившийся между слоями, начинал передавать электроны ионам платины в растворе.

Благодаря этому атомы платины становились электрически не заряженными и начинали слипаться между собой. Постепенно разрастаясь, эта масса стала заполнять промежуток между слоями, формируя микроскопические сферы из чистой платины — своеобразные металлические копии липосом.

Через какое-то время липосомы разрывались, а сферы оставались целыми. Толщиной возникающего платинового слоя можно было управлять, меняя концентрацию раствора соли.

Шелнатт предлагает использовать такие наносферы (рис. 6) в первую очередь в качестве биологических маркеров при изучении действия лекарств (для определения местонахождения рецепторов на поверхности клеток), а также для поиска повреждений на поверхностях полупроводников.

Источник: PhysOrg: Researchers discover way to see how a drug attaches to a cell (<http://www.physorg.com/news82663009.html>)

Составил Ю. Г. Свидиненко

CONTENTS

Sinitsyna O. V. <i>The Review of Software for Probe Microscopy Data Processing and Analysis</i>	2
Dedkov G. V., Tegaev R. I., Dedkova E. G. <i>Contact Force Spectroscopy of Conducting and Insulating Samples in Air and in Water Medium</i>	8
Ulyanov V. I., Lavrov A. M., Klochkov O. N., Tchistyakov V. V. <i>Peculiarities of Calculation of the Potential Field Near the Cathode Surface at Precipitation of Dielectric Coverings in the Electrostatic Field</i>	15
Agasiev A. A., Panakhov M. M., Mammadov M. Z., Sarmasov S. N. <i>Conductance of Semiconductive Films on the Ferroelectric Substrates</i>	22
Abramov I. I. <i>Problems and Principles of Physics and Simulation of Micro- and Nanoelectronics Devices. IV. Quantum-Mechanical Formalisms</i>	24
Barinov S. V., Gladkov L. A. <i>Microelectronic Assembly Composition Using Multilevel Approach</i>	33
Koleshko V. M., Sergeichenko A. V. <i>Metalloxiide Microelectronic Gas Sensors: Review. Part I. Constructions and Materials</i>	41
Lubimskyi V. M. <i>Feature of Deformation of the Resistor as Mesa Structures</i>	47
Amelichev V. V., Verner V. D., Il'kov A. V. <i>MEMS-Microphone. Choice of Materials, Designs and Technologies. Part I. Electromechanical sensitive Element</i>	53
Yashin K. D., Osipovich V. S., Zolotoy S. A., Pavlov A. V. <i>Quantum Microsistems</i>	62
Bondarenko S. G., Vekshin M. M., Culish O. A., Yacovenko N. A. <i>Study of Integrated-Optic Mach-Zehnder Interferometer on Directional Couplers as a Biosensor</i>	68
Kargin N. I., Pagnuev Yu. I., Sinelnikov B. M., Shtab A. V., Shtab E. V. <i>Vacuum NanoCreator</i>	71

For foreign subscribers:

Journal of "NANO and MICROSYSTEMS TECHNIQUES" (Nano- i mikrosistemnaa tehnika, ISSN 1813-8586)

The journal bought since november 1999.

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

ISSN 1813-8586.

Address is: 4, Stromynsky Lane, Moscow, 107076, Russia. Tel./Fax: +7(495) 269-5510.

E-mail: nmst@zknet.ru; <http://www.microsystems.ru>

Адрес редакции журнала: 107076, Москва, Стромынский пер., 4/1. Телефон редакции журнала **(495) 269-5510**. E-mail: nmst@zknet.ru

Журнал зарегистрирован в Федеральной службе по надзору за соблюдением законодательства в сфере массовых коммуникаций и охране культурного наследия.
Свидетельство о регистрации ПИ № 77-18289 от 06.09.04.

Дизайнер *Т. Н. Погорелова*. Технический редактор *И. С. Павлова*. Корректор *З. В. Наумова*

Сдано в набор 18.12.2006. Подписано в печать 25.01.2007. Формат 60×88 1/8. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 9,8. Уч.-изд. л. 11,20. Заказ 127. Цена договорная

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