# TAHO- & MIKPOCICIEMHAA

# 

ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ МЕЖДИСЦИПЛИНАРНЫЙ ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ И ПРИКЛАДНОЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Журнал выпускается при научно-методическом руководстве Отделения нанотехнологий и информационных технологий Российской академии наук Жите в рассий в рассии в расси

Журнал включен в перечень научных и научно-технических изданий ВАК России, в систему Российского индекса научного цитирования и реферируется в базе данных INSPEC

Главный редактор

Мальцев П. П., д.т.н, проф.

Зам. гл. редактора

Лучинин В. В., д.т.н, проф. Шур М., д.ф.-м.н., проф. (США)

#### Редакционный совет:

Аристов В. В., д.ф.-м.н., проф., чл.-кор. РАН Асеев А. Л., д.ф.-м.н., проф., акад. РАН Гапонов С. В., д.ф.-м.н., проф., акад. РАН Каляев И. А., д.т.н., проф., чл.-кор. РАН Квардаков В. В., д.ф.-м.н., проф., чл.-кор. РАН Климов Д. М., д.т.н., проф., акад. РАН Ковальчук М. В., д.ф.-м.н., проф., чл.-кор. РАН Нарайкин О. С., д.т.н., проф., чл.-кор. РАН Никитов С. А., д.ф.-м.н., проф., чл.-кор. РАН Рыжий В. И., д.ф.-м.н., проф., чл.-кор. РАН (Япония) Сауров А. Н., д.т.н., проф., чл.-кор. РАН Сигов А. С., д.ф.-м.н., проф., акад. РАН

Чаплыгин Ю. А., д.т.н., проф., акад. ГАП Шевченко В. Я., д.х.н., проф., акад. РАН

#### Редакционная коллегия:

Абрамов И. И., д.ф.-м.н., проф. (Беларусь) Агеев О. А., д.т.н., проф. Андреев А., к.ф.-м.н., (Великобритания) Андриевский Р. А., д.х.н., проф. Антонов Б. И. Астахов М. В., д.х.н., проф. Быков В. А., д.т.н., проф. Горнев Е. С., д.т.н., проф. Градецкий В. Г., д.т.н., проф. Кальнов В. А., к.т.н. Карякин А. А., д.х.н., проф. Колобов Ю. Р., д.т.н., проф. Кузин А. Ю., д.т.н., проф. Панич А. Е., д.т.н., проф. Петросянц К. О., д.т.н., проф. Петрунин В. Ф., д.ф.-м.н., проф. Пожела К., д.ф.-м.н. (Литва) Путилов А. В., д.т.н., проф. Телец В. А., д.т.н., проф. Тимошенков С. П., д.т.н., проф. Тодуа П. А., д.т.н., проф. Шубарев В. А., д.т.н., проф. Отв. секретарь Лысенко А. В. Релакция:

#### Григорин-Рябова Е. В. Чугунова А. В.

Учредитель: Издательство "Новые технологии"

### СОДЕРЖАНИЕ \_\_\_\_\_

Издается с 1999 г.

### нанотехнологии и зондовая микроскопия

Булярский С. В., Басаев А. С., Павлов А. А. Расчет фугитивности углерода при росте углеродных нанотрубок плазмохимическим методом . . . 3

Абанин И. Е., Амеличев В. В., Беляков П. А., Васильев Д. В., Казаков Ю. В., Костюк Д. В., Крикунов А. И., Орлов Е. П. Исследование спин-туннельных магниторезистивных наноструктур с барьерным слоем из оксида магния (MgO), полученных масочным методом . . . . 10

#### МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МНСТ

#### элементы мнст

Барулина М. А. Частотные уравнения и собственные частоты элемен-
тов вибрационных микромеханических гироскопов на основе сдвиго-
вой теории Тимошенко
Уваров И. В., Наумов В. В., Селюков Р. В. МЭМС-переключатель элек-
тростатического типа на основе кантилевера наноразмерной толщины 32
Прокофьев И. В., Суханов А. В. Разработка специализированной СБИС
контроля и управления режимами работы приемопередатчика допле-
ровского СВЧ модуля
Милованов Р. А., Кельм Е. А. Структура ячеек энергонезависимой
памяти типа EEPROM и FLASH
Красников Г. Я., Зайцев Н. А., Красников А. Г. Современное состояние

Аннотации на русском и английском языках с 1999 г. по настоящее время находятся в свободном доступе на сайте журнала (http://microsystems.ru; http://novtex.ru/nmst/) и научной электронной библиотеки (http://elibrary.ru). Электронные версии полнотекстовых статей расположены на сайте журнала: с 1999 по 2013 г. в разделе "АРХИВ".

#### ПОДПИСКА:

по каталогу Роспечати (индекс 79493); по каталогу "Пресса России" (индекс 27849) в редакции журнала (тел./факс: (499) 269-55-10) Адрес для переписки: 107076 Москва, Стромынский пер., д. 4 e-mail: nmst@novtex.ru

© Издательство "Новые технологии", "Нано- и микросистемная техника", 2015

INTERDISCIPLINARY, SCIENTIFIC, TECHNIQUE AND PRODUCTION JOURNAL

# Journal of NANOand MICROSYSTEM TECHNIQUE NANO- I MIKROSISTEMNAYA TEHNIKA

ISSN 1813-8586

Maltsev P. P., Dr. Sci. (Tech.), Prof. – CHIEF EDITOR Luchinin V. V., Dr. Sci. (Tech.), Prof. DEPUTY CHIEF EDITOR Shur M. S., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof. (USA) – DEPUTY CHIEF EDITOR

#### **Editorial council:**

Aristov V. V., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Cor.-Mem. RAS Aseev A. L., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Acad. RAS Chaplygin Ju. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof., Cor.-Mem. RAS Gaponov S. V., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Cor.-Mem. RAS Kaljaev I. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof., Cor.-Mem. RAS Klimov D. M., Dr. Sci. (Tech.), Prof., Acad. RAS Kovalchuk M. V., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Cor.-Mem. RAS Kvardakov V. V., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Cor.-Mem. RAS Narajkin O. S., Dr. Sci. (Tech.), Prof., Cor.-Mem. RAS Nikitov S. A., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Cor.-Mem. RAS Ryzhii V. I. (Japan), Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Cor.-Mem. RAS Saurov A. N., Dr. Sci. (Tech.), Prof., Cor.-Mem. RAS Shevchenko V. Ya., Dr. Sci. (Chem.), Prof., Acad. RAS Sigov A. S., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof., Acad. RAS **Editorial board:** Abramov I. I. (Belorussia), Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof. Ageev O. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Andreev A. (UK), Cand. Sci. (Phys.-Math.), Prof. Andrievskii R. A., Dr. Sci. (Chem.), Prof. Antonov B. I. Astahov M. V., Dr. Sci. (Chem.), Prof. Bykov V. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Gornev E. S., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Gradetskiy V. G., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Kalnov V. A., Cand. Sci. (Tech.) Karjakin A. A., Dr. Sci. (Chem.), Prof. Kolobov Ju. R., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Kuzin A. U., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Panich A. E., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Petrosjants C. O., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Petrunin V. F., Dr. Sci. (Phys.-Math.), Prof. Pozhela K.(Lithuania), Dr. Sci. (Phys.-Math.) Putilov A. V., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Shubarev V. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Telets V. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Timoshenkov S. P., Dr. Sci. (Tech.), Prof. Todua P. A., Dr. Sci. (Tech.), Prof.

#### Executive secretary:

Lysenko A. V.

#### **Editorial staff:**

Chugunova A. V. Grigorin-Ryabova E. V.

#### Our:

Web: www.microsistems.ru/eng; e-mail: nmst@novtex.ru

#### To subscribe, please contact with:

JSC "MK-Periodica": Tel: +7 (495) 672-7012 Fax: +7 (495) 306-3757 E-mail: import@periodicals.ru The Journal is included in the list of the Higher Attestation Commission of the Russian Federation, in the Russian system of science citation index and INSPEC data base

**Published since November 1999** 

### CONTENTS

Nº 4

(177)

2015

# NANOTECHNOLOGY AND SCANNING PROBE MICROSCOPY

#### SCIENCE OF MATERIALS AND TECHNOLOGICAL BASICS OF MNST

#### **MICRO- AND NANOSYSTEM TECHNIQUE ELEMENTS**

# Чанотехнологии и зондовая микроскопия Папотесноосору аnd scanning probe microscopy

УДК 554.7235,620.3

С. В. Булярский, д-р физ.-мат. наук, зав. лаб. ФГБОУ ВПО Ульяновский государственный университет, e-mail: bulyar2954@mail.ru, A. С. Басаев, канд. физ.-мат. наук, зам. директора ГНЦ РФ НПК "Технологический центр", г. Москва, e-mail: a.basaev@tcen.ru, A. А. Павлов, канд. техн. наук, нач. отд. ИНМЭ РАН, e-mail: alexander.a.pavlov@gmail.com

### РАСЧЕТ ФУГИТИВНОСТИ УГЛЕРОДА ПРИ РОСТЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

#### Поступила в редакцию 01.12.2014

Выполнен расчет фугитивности атомов углерода при плазмохимическом пиролизе углеводородов, сопровождающий рост углеродных нанотрубок. Данные вычисления проведены методом минимизации свободной энергии Гиббса термодинамической системы. Термодинамическая система включает все индивидуальные атомы и молекулы соединений, которые возникают в процессе распада и синтеза, сопровождающих пиролиз. Показано, что значение фугитивности определяется энергией активации пиролиза и потоками газов в термодинамической системе. Эта энергия зависит от количества электронов в плазменном разряде, которое, в свою очередь, зависит от электрической мощности возбуждения данного разряда.

Ключевые слова: пиролиз, плазмохимический процесс, углеродные нанотрубки

Плазмохимическая технология (PECVD) роста углеродных нанотрубок имеет ряд преимуществ перед обычным CVD-методом [1]. Во-первых, температура плазмы определяется плотностью тока и мощностью (приложенным напряжением) источника газового разряда. Эта температура выше температуры подложки, поэтому температура роста нанотрубок снижается. Во-вторых, присутствие электрического поля позволяет растить ровные, вертикально ориентированные углеродные нанотрубки (УНТ). Существует несколько разновидностей данного метода: ВЧ РЕСVD [2], СВЧ РЕСVD [3], индуктивно связанная плазма PECVD [4] и DC PECVD [5, 6]. В целом они имеют одинаковый механизм снижения температуры роста — понижение энергии активации пиролиза за счет упругого взаимодействия электронов с диссоциирующими молекулами. Это свойство процесса является большим его преимуществом. Экспериментально наблюдалось снижение энергии активации практически в 4 раза [7]. При этом температура роста снижается до 390 °С (растут бамбукообразные УНТ) и даже до 120 °С (аморфные жгуты) [8].

Пиролиз углеводородов — это достаточно сложный процесс превращения углеводородов при нагреве молекул и возбуждения их колебательной подсистемы. Пиролиз, как правило, происходит в присутствии катализатора. Катализатор, который участвует в пиролизе, и катализатор роста УНТ это не всегда одно и то же вещество. Катализатор, который облегчает пиролиз, находится непосредственно в газовой фазе, катализатор роста УНТ на подложке. Некоторые вещества, например ферроцен, могут одновременно участвовать в обоих процессах. Однако эти процессы разные и превращения, которые претерпевает катализатор, также разные. Процесс пиролиза нельзя свести к набору протекающих последовательно и параллельно химических реакций разложения, так как наряду с разложением протекает и синтез. При этом происходит множество реакций, в основном мономолекулярных. В ходе такой реакции изменяется строение молекулы углеводорода (изомеризация) либо меняется ее молекулярная масса (диссоциация). В данной работе эти сложные процессы учитываются.

Важной характеристикой роста УНТ является фугитивность атомарного углерода в газовой фазе. Эта величина определяет поток частиц к катализатору, влияет на растворимость углерода в веществе катализатора и тем самым оказывает влияние на скорость роста УНТ. Предметом данной работы является вычисление значения этой величины при протекании процессов плазмохимического пиролиза. Принимая во внимание сложность протекающих процессов и большое число реакций, будем использовать метод минимизации свободной энергии Гиббса [9, 10], который позволяет учитывать все многообразие процессов.

Применение данного метода предполагает, что в системе существует равновесие: выровнялись температура и давление и все кинетические процессы стали стационарными. В этом случае при постоянной температуре и давлении должна быть минимальна свободная энергия Гиббса:

$$G = H - TS.$$

Алгоритм расчета состоит в анализе составляющих свободной энергии системы. Затем эта энергия минимизируется с использованием дополнительных условий, в качестве которых выступают законы сохранения.

Законы сохранения при пиролизе углеводородов. Сохранение общего числа мест. Законы сохранения определяются балансом частиц и молекул в системе. Обозначим количество атомов каждого из веществ нижним индексом. Например, общее количество простого вещества (углерода, водорода, аргона), находящегося как в газовой фазе в свободном состоянии, так и в составе других соединений, обозначим через  $N_{\alpha}$ . Индекс  $\alpha$  соответствует атому простого вещества. Для соединений будем использовать индекс k. Под этим индексом будем понимать любое соединение независимо от его состава. Число молекул одного сорта соединения, которое находится только в газовой фазе, обозначим  $N_k$ .

Для дальнейшего анализа используем ячеистую модель газа, разработанную в работе [10]. В соответствии с этой моделью можно выделить число мест, которое соответствует числу ячеек в газовой фазе. Ячейка — это объем, который занимает один атом, либо одна молекула в газовой фазе. Число ячеек равно единичному объему газа, деленному на концентрацию атомов насыщенного пара. Соответственно, если в газовой фазе образовался насыщенный пар, то каждая ячейка будет занята одной молекулой или атомом газа. Максимальное число молекул одного газа (простого или газа соединений), которое может находиться в газовой фазе, назовем числом мест. Число мест будем обозначать верхним индексом. Соответственно, для простого вещества обозначение числа мест будет  $N^{\alpha}$ , а для соединения —  $N^k$ .

Число мест частиц в системе определяется давлением насыщающих паров при данной температуре. Это табличное значение можно найти из диаграммы состояния данного типа газа:

$$N^{\alpha} = p_{as}/kT; \quad N^k = p_{ks}/kT. \tag{1}$$

Общее число мест в газовой фазе определяется суммой величин, задаваемых следующими выражениями (1):

$$N = \sum_{\alpha} p_{as}/kT + \sum_{k} p_{ks}/kT = \sum_{\alpha} N^{\alpha} + \sum_{k} N^{k}.$$
 (2)

Законы сохранения числа мест. Как уже было сказано, число мест равно предельному числу молекул данного сорта, которые могут одновременно находиться в газовой фазе при данных условиях. В соответствии с таким определением число мест можно рассчитать исходя из давления насыщающего пара, состоящего полностью из молекул газа рассматриваемого сорта. Это число мест равно числу химических компонентов системы, и для каждого из них можно записать закон сохранения числа мест. Для простых веществ

$$\varphi^{\alpha} = N^{\alpha} - N_{\alpha} - N_{\alpha}^{0} = 0, \qquad (3)$$

а для соединений

$$\varphi^k = N^k - N_k - N_k^0 = 0, \qquad (4)$$

где  $N_{\alpha}^{0}$ ,  $N_{k}^{0}$  — число мест в газовой фазе, которые остаются свободными соответственно для простых веществ и для соединений.

Законы сохранения числа частиц. Молекулы отдельных веществ могут объединяться и создавать новые соединения. Эти сложные объекты с термодинамической точки зрения могут быть описаны единым образом. Кроме того, атомы или молекулы каждого вещества могут находиться в свободном и ионизованном состоянии. Количество атомов простого вещества, образующее определенные ионы, обозначим N<sub>аq</sub>. Индекс q, обозначающий зарядовые состояния, может принимать дискретные значения. Так, например, для ионизации двухзарядной молекулы данный индекс принимает два значения: 0 и +1 либо 0 и -1. Для многократно ионизованной молекулы этот индекс принимает более широкий круг значений. Число их равно числу зарядовых состояний молекулы. Использование понятия "зарядовое состояние" позволяет единым образом рассматривать положительно и отрицательно заряженные ионы, а также однократно и многократно ионизованные молекулы.

Атом каждого элемента может быть в свободном состоянии или в составе соединения. При пиролизе состав соединений и число свободных атомов какого-либо сорта могут меняться, но сумма их остается постоянной в силу замкнутости системы. Это положение является основой записи закона сохранения атомов и молекул определенного сорта:

$$\varphi_{\alpha} = N_{\alpha} - \sum_{\alpha q} N_{\alpha q} - \sum_{\alpha, k} N_{k} m_{\alpha k} = 0;$$
  
$$\varphi_{k} = N_{k} - \sum_{k q} N_{k q} = 0,$$
 (5)

*m*<sub>α</sub> — число атомов простого вещества (углерода или водорода) в молекуле углеводорода.

Закон сохранения заряда. Условие квазинейтральности плазмы требует баланса положительных и отрицательных зарядов, а именно выполнения закона сохранения заряда:

$$\varphi_e = n - \sum_{\alpha q} q_\alpha N_{\alpha q} - \sum_{q,k} q_k N_k = 0.$$
 (6)

Заметим, что индекс q может быть как положительным, так и отрицательным. Могут быть ионизованы как отдельные атомы, так и соединения, что также учитывается формулой (6), которая записана в самом общем виде.

Свободная энергия системы. Свободную энергию Гиббса системы представим в следующем виде:

$$G = G^G(N_{\alpha q}, N_{kq}) + G^e, \tag{7}$$

где  $G^G$  — свободная энергия газовой фазы;  $N_{\alpha q}$  — концентрация атомов сорта  $\alpha$  в газовой фазе, находящихся в зарядовом состоянии q;  $N_{kq}$  — концентрация соединений в определенном зарядовом состоянии;  $G^e$  — свободная энергия электронной подсистемы, в которую вносят вклад все несущие заряд элементы — как атомы, так и молекулы.

Для того чтобы найти явный вид зависимости свободной энергии от концентрации атомов и молекул, введем парциальный потенциал Гиббса, приходящийся на один атом или молекулу соединения:

$$g_{\alpha q} = g_{\alpha} = H_{\alpha} - TS_{\alpha};$$
  
$$g_{kq} = g_k = H_k - TS_k + \sum_{\alpha k q} m_{\alpha k} (H_k - TS_k), \quad (8)$$

где  $H_{\alpha(k)}$  — свободная энергия образования нейтрального атома (соединения);  $S_{\alpha(q)}$  — колебательная (тепловая) энтропия, связанная с атомом (соединением);  $\varepsilon_{\alpha(k)q}$  — энергия, которую необходимо затратить для того, чтобы перевести атом (соединение) в зарядовое состояние *q*. В формуле (8) учитывается формирование соединений из отдельных атомов.

Тепловую часть свободной энергии системы ищем в виде суммы произведения парциальных свободных энергий атомов и молекул на их концентрацию:

$$G_{\rm T} = \sum_{\alpha} g_{\alpha} N_{\alpha} + \sum_{k} g_{k} N_{k} + G^{e}.$$
 (9)

Конфигурационная часть свободной энергии выражается формулой Больцмана

$$G_K = -kT\ln W, \tag{10}$$

где W — термодинамическая вероятность состояния (число способов реализации макроскопического состояния),

$$W = \prod_{\alpha, k} \frac{N^{\alpha}!}{N_{\alpha q}! (N^{\alpha} - N_{\alpha})! \left(N_{\alpha} - \sum_{q} N_{\alpha q}\right)!} \times \frac{N^{k}!}{N_{k q}! (N^{k} - N_{k})! \left(N_{k} - \sum_{q} N_{k q}\right)!}, \qquad (11)$$

учитывает все перестановки тождественных атомов и соединений по своим местам, а также зарядовых состояний по своим элементам. При этом общее число частиц одного сорта в системе

$$N_{\alpha} = \sum_{\alpha, q} N_{\alpha q} + \sum_{\alpha, k, q} N_{kq} m_{\alpha k}.$$
 (12)

Свободную энергию электронной подсистемы можно представить в виде:

$$G^{e} = \sum_{\alpha, q} N_{\alpha q} \varepsilon_{\alpha q} + \sum_{k, q} N_{kq} \varepsilon_{kq}.$$
(13)

Электроны в системе возникают в результате ионизации атомов и молекул, поэтому закон сохранения заряда запишем в виде

$$\varphi_e = n - \sum_{\alpha, q} q N_{\alpha q} - \sum_{k, q} q N_{kq}.$$
(14)

Равновесную концентрацию атомов углерода и водорода, а также соединений, возникших при пиролизе, находим методом неопределенных множителей Лагранжа. Равновесие соответствует минимуму функционала:

$$\Psi = G_T + G_K + \sum_{\alpha} \lambda_{\alpha} \varphi_{\alpha} + \sum_{\alpha} \lambda^{\alpha} \varphi^{\alpha} + \lambda_e \varphi_e + \sum_{k} \lambda_k \varphi_k + \sum_{k} \lambda^k \varphi^k.$$
(15)

Окончательное выражение для функционала свободной энергии будет выглядеть следующим образом:

$$\Psi = \sum_{\alpha} g_{\alpha} N_{\alpha} + \sum_{k} g_{k} N_{k} + \sum_{\alpha, q} N_{\alpha q} \varepsilon_{\alpha q} + \sum_{k, q} q N_{kq} \varepsilon_{kq} -$$

$$- kT \ln \prod_{\alpha, k} \frac{N^{\alpha}!}{\prod_{\alpha} N_{\alpha q}! (N^{\alpha} - N_{\alpha})! (N_{\alpha} - \sum_{q} N_{\alpha q})!} \times$$

$$\times \frac{N^{k}!}{\prod_{k} N_{kq}! (N^{k} - N_{k})! (N_{k} - \sum_{q} N_{kq})!} +$$

$$+ \lambda^{p} \left( N - \sum_{\alpha} N^{\alpha} - \sum_{k} N^{k} \right) +$$

$$+ \sum_{\alpha, k, q} \lambda_{\alpha} \left( N_{\alpha} - \sum_{\alpha q} N_{\alpha q} - \sum_{\alpha, k} N_{k} m_{\alpha k} \right) +$$

$$+ \lambda_{e} \left( n - \sum_{\alpha q} q_{\alpha} N_{\alpha q} - \sum_{q, k} q_{k} N_{kq} \right) + \lambda_{k} \sum_{q, k} \left( N_{k} - \sum_{kq} N_{kq} \right) +$$

$$+ \lambda^{k} \sum_{k} (N^{k} - N_{k} - N_{k}^{0}) + \lambda^{\alpha} \sum_{\alpha} (N^{\alpha} - N_{\alpha} - N_{\alpha}^{0}). \quad (16)$$

В соответствии с определением уровня Ферми (химического потенциала электрона) находим смысл множителя  $\lambda_e$ :

$$E_F = \frac{\partial G}{\partial n} = \frac{\partial \Psi}{\partial n} = \lambda_e. \tag{17}$$

Этот множитель Лагранжа совпадает с энергией уровня Ферми.

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 4, 2015 -

5

Производная от свободной энергии системы по числу атомов одного вещества или числу молекул является, следовательно, химическим потенциалом. Дислоцирующие молекулы находятся в равновесии с атомами, которые возникают при пиролизе. Поэтому химические потенциалы этих свободных атомов и атомов в молекуле равны, так как в системе имеет место термодинамическое равновесие. В соответствии с этим для каждого сорта частиц имеет место условие:  $\mu_{\alpha}^{g} = \mu_{\alpha}^{mol}$ , где  $\mu_{\alpha}^{g} - xumu-$ ческий потенциал атома в газовой фазе;  $\mu_{\alpha} - xu$ мический потенциал атома в молекуле,

$$\mu_{\alpha}^{mol} = \mu_{\alpha}^{0} + \ln m_{k\alpha} x_{k\alpha} \approx \mu_{\alpha}^{0} + \ln m_{k\alpha} f_{k\alpha}, \quad (18)$$

где  $x_{k\alpha}$  — концентрация в газовой фазе молекул, в результате пиролиза которых возникают атомы типа  $\alpha$ ;  $f_{k\alpha}$  — фугитивность этих молекул.

Дифференцируя функционал  $\Psi$  по  $N^{\alpha}$ , получаем связь между множителем Лагранжа и концентрациями:

$$\lambda_{\alpha} = -kT \ln N^{\alpha} + kT \ln(N^{\alpha} - N_{\alpha}).$$
(19)

Дифференцируя функционал  $\Psi$  по  $N_{\alpha}$ , получаем, что химический потенциал элементов α в газовой фазе выражается через множители Лагранжа закона сохранения мест и частиц:

$$\lambda_{\alpha} = \mu_{\alpha}^{0} + \ln m_{k\alpha} f_{k\alpha} - \left[ g_{\alpha} + kT \ln \left( N_{\alpha} - \sum_{q} N_{q\alpha} \right) - kT \ln (N^{\alpha} - N_{\alpha}) \right].$$
(20)

Здесь использовано стандартное представление для химического потенциала —  $\mu^0_{\alpha}$ .

Берем производную от функционала по  $N_{a\alpha}$ . В результате вычислений получаем

$$N_{q\alpha} = f_{k\alpha} N^{\alpha} \exp\left(-\frac{g_{\alpha} + \varepsilon_{q\alpha} - \mu_{\alpha}^{0} - q_{\alpha} E_{F}}{kT}\right) = f_{k\alpha} N^{\alpha} \exp\left(-\frac{E_{\alpha} - q_{\alpha} E_{F}}{kT}\right), \qquad (21)$$

где  $E_{\alpha} = g_{\alpha} + \varepsilon_{q\alpha} - \mu_{\alpha}^{0}$  — энергия активации обычного, не плазмохимического пиролиза.

Фугитивность атомов типа α в системе равна отношению их давления к давлению насыщающих паров. Учтем, что давление связано с концентрацией молекул уравнением Клайперона p = kTN, получим

$$f_{\alpha} = \frac{\sum_{q} N_{q\alpha}}{N^{\alpha}} = f_{k\alpha} \sum_{q} \exp\left(-\frac{E_{\alpha} - q_{\alpha} E_{F}}{kT}\right).$$
(22)

Заменой в формуле (22) индекса а на углерод получим фугитивность углерода. Таким образом, для фугитивности атомов углерода в газовой фазе при плазмохимическом пиролизе получаем

$$f_C = f_{kC} \sum_{q} \exp\left(-\frac{E_C - q_C E_F}{kT}\right),$$
(23)

где *f<sub>kC</sub>* — фугитивность углеводорода, который подвергается пиролизу в реакторе. Данная величина связана с потоком газов, подаваемых в реактор для осуществления синтеза углеродных нанотрубок.

Формула (23) показывает, что с ростом энергии Ферми для электронов в плазме, а это происходит, когда концентрация свободных электронов растет, уменьшается энергия активации плазмохимического процесса, что и наблюдалось экспериментально [8].

Таким образом, в работе выведено наиболее общее выражение для фугитивности атомов углерода, получаемых в ходе плазмохимического пиролиза. Расчет с очевидностью показывает, что энергия активации плазмохимических процессов зависит от концентрации свободных электронов в плазме. Это совпадает с предположением, что энергия активации уменьшается в результате возбуждения молекул при неупругом взаимодействии с электронами. Энергия Ферми в плазме равна  $E_F = 3,64 \cdot 10^{-15} (n)^{2/3}$  [эВ]. Экспериментальное значение энергии Ферми в работе [8] равно 0,9 эВ, откуда концентрация электронов ~4 · 10<sup>21</sup> см<sup>-3</sup>. Этот параметр находится в разумных пределах, что подтверждает достаточную точность проведенных выше расчетов.

#### Список литературы

1. Bell M. S., Lacerda R. G., Teo K. B. K., Milne W. I. Characterisation of the Growth Mechanism during PECVD of Multiwalled Carbon Nanotubes // Topics Appl. Phys. 2006. V. 100. P. 77-93.

2. Boskovic B. O., Stolojan V., Khan R. U. A., Haq S., Silva S. R. P. // Nature Mater. 2002. Oct.

3. Bower C., Zhu W., Jin S., Zhou O. // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 77. P. 830–832.

4. Li J., Stevens R., Delzeit L., Ng H. T., Cassell A., Han J., Meyyappan M. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. P. 910–914. 5. Merkuiov V. I., Lowndes D. H., Wei Y. Y., Eres G., Voe-lkl E. // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. P. 3555.

6. **Ren Z.** et al. Physics of Direct Current Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition // Aligned Carbon Nanotubes, NanoScience and Technology. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag. 2013. C. 93-109.

7. Ren Z. F., Huang Z. P., Xu J. W., Wang J. H., Bush P., Siegal M. P., Provencio P. N. Synthesis of large arrays of wellaligned carbon nanotubes on glass // Science. 1998. V. 282. P. 1105-1107.

8. Wang Y., Jo S. H., Chen S., Wang D. Z., Ren Z. F. Aligned carbon nanofibres by a low-energy dark discharge for field emission and optoelectronics // Nanotechnology. 2006. V. 17 (2). P. 501-505.

9. Булярский С. В. Углеродные нанотрубки: технология, управление свойствами, применение. Ульяновск: Стрежень, 2011. 479 с.

10. Булярский С. В., Фистуль В. И. Термодинамика и кинетика взаимодействующих дефектов в полупроводниках. М.: Наука, 1997. 351 с.

**S. V. Bulyarskiy**, D. Sc., Head of Laboratory, Ulyanovsk State University, Professor, bulyar2954@mail.ru, **A. S. Basayev**, Ph. D., Deputy Director of Technological Center, Moscow,: a.basaev@tcen.ru, **A. A. Pavlov**, Ph. D., Head of Department, Institute of Nanotechnology Microelectronics, RAS, alexander.a.pavlov@gmail.com

### Calculation of the Fugacity of Carbon for Growth of Carbon Nanotubes by Plasma-chemical Method

The paper presents a calculation of the fugacity oi the carbon atoms during plasma-chemical pyrolysis, accompanying the growth of the carbon nanotubes. These calculations were performed by minimizing the Gibbs free energy of a thermodynamic system. The thermodynamic system includes all of the individual atoms and molecules of the compounds, which appear in the process of decomposition and synthesis accompanying the pyrolysis. The article demonstrates that the value of the fugacity is determined by the energy of activation of the pyrolysis and the gas flows in a thermodynamic system. This energy depends on the number of electrons in a plasma discharge, which in turn depends on the electric power of the excitation of the discharge.

**Keywords:** pyrolysis, plasma-chemical process, carbon nanotubes

Plasma-chemical technology (PECVD) for growth of carbon nanotubes (CNT) has a number of advantages over the CVD method [1]. Firstly, the temperature of plasma is determined by the density of current and the applied voltage of the gas discharge. It is higher than the substrate temperature, so the temperature of CNT growth reduces. Secondly, the electric field allows to grow straight, vertically aligned CNTs. There is a variety of the methods: HF-PECVD [2], microwave PECVD [3], inductively coupled plasma PECVD [4] and DC PECVD [5, 6]. In general, they have the same mechanism of reducing of the growth temperature – lowering the activation energy of the pyrolysis due to the elastic interaction of the electrons with the dissociating molecules. This feature is a great advantage of the process. The decrease in activation energy almost in 4 times was experimentally observed [7]. The growth temperature lowers to 390 °C (grow bamboo-like CNTs) and even up to 120 °C (grow amorphous bundles) [8].

The pyrolysis of hydrocarbons is sufficiently complex transformations during heating of the molecules and excitation of their vibrational subsystem. The pyrolysis, typically, occurs in the presence of a catalyst. The catalyst involved in the pyrolysis and the catalyst for CNT growth is not always the same substance. The catalyst, which facilitates the pyrolysis, stays in the gas phase, but the catalyst for CNT growth stays on a substrate. Some substances, such as ferrocene, can simultaneously participate in both processes. However, these processes are different and the transformation undergone by the catalyst also different. The pyrolysis cannot be reduced to a set of the serial and parallel chemical reactions of decomposition, since the synthesis proceeds along with the decomposition. Thus, a lot of reactions take place, mainly monomolecular. In their course, the structure of the hydrocarbon molecule changes (isomerization) or its molecular weight changes (dissociation). In this paper, these complex processes are taken into account.

An important characteristic of CNT growth is the fugacity of atomic carbon in the gas phase. It determines the flow of particles to the catalyst, affects the solubility of carbon in the catalyst and, therethrough, affects the rate of CNTs growth. The subject of this work is to calculate the value of this quantity in the flow of plasma-chemical pyrolysis. Taking into account the complexity of the processes and a large number of reactions, we will use the Gibbs free energy minimization method [9, 10], which takes into account the diversity of processes. The application of the method assumes that there is a balance in the system: the temperature and pressure are equalized, all the kinetic processes are stationary. Then, at constant temperature and pressure, the Gibbs free energy is minimal:

$$G = H - TS.$$

The calculation algorithm consists in analyze of the components of the free energy of the system. Then, this energy is minimized by using of additional conditions, as which the conservation laws serve.

The conservation laws in the pyrolysis of hydrocarbons. Preservation of the total number of places. These laws are determined by the balance of particles and molecules in the system. Let us denote the number of atoms of each substance by the subscript. For example, let us denote as  $N_{\alpha}$  the total number of simple substance (carbon, hydrogen, argon), which present in the gas phase in the free state and as a part of other compounds. Index  $\alpha$  corresponds to an atom of a simple substance. For compounds will use the index k. Under it we will mean any compound regardless to its composition. The number of molecules of one type of a compound that only stay in the gas phase will be denoted as  $N_k$ .

For further analysis we will use a cellular model of a gas [10]. In accordance to it, it is possible to allocate the number of places, which corresponds to the number of cells in the gas phase. A cell is a volume that is occupied by one atom or by one molecule in the gas phase. The number of cells is equal to the unit volume of gas divided by the concentration of the atoms of the saturated steam. Accordingly, if the saturated steam gas was formed in the gas phase, the each cell will be occupied by a gas molecule or by an atom. *The maximum number of the molecules of the same gas (simple or gas of compounds), which can be in the gas phase we will name the number of places.* It will be denoted by a superscript. Accordingly, for the simple substance, the designation of the number of places will be  $N^{\alpha}$ , and for the compounds it will be  $N^{k}$ .

The number of places of particles in the system is determined by the pressure of the saturated vapors at a given temperature. This value can be found from the structural diagram of the such type of a gas

$$N^{\alpha} = p_{as}/kT; \quad N^k = p_{ks}/kT. \tag{1}$$

The total number of places in the gas phase is determined by the sum of the values given by the expressions (1):

$$V = \sum_{\alpha} p_{as}/kT + \sum_{k} p_{ks}/kT = \sum_{\alpha} N^{\alpha} + \sum_{k} N^{k}.$$
 (2)

Λ

7

The number of places conservation law. As has been said, the number of places is equal to the limit number of molecules of the given class that can simultaneously be in the gas phase under the given conditions. In accordance with this definition, the number of places can be calculated on the base of pressure of the saturating vapor, entirely consisting of the gas molecules of the considered type. Their number is equal to the number of chemical components of the system, and the conservation law of the number of places can be written to each of them. For simple substances:

$$\varphi^{\alpha} = N^{\alpha} - N_{\alpha} - N_{\alpha}^{0} = 0, \qquad (3)$$

and for compounds

$$\varphi^k = N^k - N_k - N_k^0 = 0, \qquad (4)$$

wherein  $N_{\alpha, k}^0$  — the number of places in the gas phase, which remains free.

The number of particles conservation laws. The molecules of the individual substances can unite and create new compounds. From a thermodynamic point of view, these objects can be described in a unified manner. Furthermore, the atoms or molecules of each compound may stay in the free and ionized state. The number of atoms of a simple substance, which forms the certain ions, let us denote as  $N_{\alpha q}$ . Index q, denoting the charge states, can take the discrete values. For example, the index takes the values of 0 and +1 or 0 and -1 for ionization of a doubly charged molecule. For multiply ionized molecules, the index takes a wide range of values. Their number is equal to the number of charge states of the molecule. The concept of "charge state" allows in a single way to consider the positively and negatively charged ions, as well as single and multiple ionized molecules.

The atom of each element may be in the free state or in a compound. In the pyrolysis, the composition of the compounds and the number of free atoms can change, but their sum remains constant due to the closure of the system. This position is the basis for writing of the law of conservation of atoms and molecules of a specific type:

$$\varphi_{\alpha} = N_{\alpha} - \sum_{\alpha q} N_{\alpha q} - \sum_{\alpha, k} N_k m_{\alpha k} = 0;$$
  
$$\varphi_k = N_k - \sum_{kq} N_{kq} = 0,$$
 (5)

 $m_{\alpha}$  — the number of atoms of a simple substance (carbon or hydrogen) in-molecule of hydrocarbon.

**Charge conservation law.** Plasma quasi-neutrality condition requires a balance of positive and negative charges: accomplishment of the charge conservation law:

$$\varphi_e = n - \sum_{\alpha q} q_\alpha N_{\alpha q} - \sum_{q,k} q_k N_k = 0.$$
 (6)

Let's note, that the index (q) may be positive or negative. The atoms and some compounds can be ionized that is also taken into account by the formula (6) recorded in general terms.

The free energy of the system. Gibbs free energy of the system can be represented in the following form:

$$G = G^G(N_{\alpha q}, N_{kq}) + G^e, \tag{7}$$

where  $G^G$  — the free energy of the gas phase;  $N_{\alpha q}$  — concentration of  $\alpha$ -type atoms in the gas phase, which are charge

state q;  $N_{kq}$  – concentration of the compounds in a particular charge state;  $G^e$  – free energy of the electron subsystem, where all charge carrier elements contribute to (atoms and molecules).

To find the explicit form of the dependence of the free energy from the concentration of atoms and molecules, let us introduce the Gibbs partial potential, which fall per atom or molecule of the compound:

$$g_{\alpha q} = g_{\alpha} = H_{\alpha} - TS_{\alpha};$$
  

$$g_{kq} = g_k = H_k - TS_k + \sum_{\alpha kq} m_{\alpha k} (H_k - TS_k), \qquad (8)$$

where  $-H_{\alpha(k)}$  free energy of a neutral atom formation (compound);  $S_{\alpha(q)}$  – vibrational (heat) entropy, associated with the atom (compound);  $\varepsilon_{\alpha(k)q}$  – energy that must be expended to move the atom (compound) into the charge state *q*. Formula (8) takes into account formation of the compounds from the individual atoms.

The thermal part of the free energy of the system can be found in the form of the sum of the product of the partial free energies of atoms and molecules by their concentration:

$$G_T = \sum_{\alpha} g_{\alpha} N_{\alpha} + \sum_k g_k N_k + G^e.$$
(9)

The configuration of part of the free energy is given by the Boltzmann formula

$$G_K = -kT\ln W,\tag{10}$$

where W — the thermodynamic probability of the state (the number of ways to implement the macroscopic state).

$$W = \prod_{\alpha, k} \frac{N^{\alpha}!}{N_{\alpha q}! (N^{\alpha} - N_{\alpha})! (N_{\alpha} - \sum_{q} N_{\alpha q})!} \times \frac{N^{k}!}{N_{kq}! (N^{k} - N_{k})! (N_{k} - \sum_{q} N_{kq})!}$$
(11)

consider all rearrangements of identical atoms and compounds in its places and charge states in its elements. The total number of particles of the same type in the system:

$$N_{\alpha} = \sum_{\alpha, q} N_{\alpha q} + \sum_{\alpha, k, q} N_{kq} m_{\alpha k}.$$
 (12)

The free energy of the electron subsystem can be represented as:

$$G^{e} = \sum_{\alpha, q} N_{\alpha q} \varepsilon_{\alpha q} + \sum_{k, q} N_{kq} \varepsilon_{kq}.$$
 (13)

The electrons in the system arise from the ionization of atoms and molecules, so the charge conservation law can be written as:

$$\varphi_e = n - \sum_{\alpha, q} q N_{\alpha q} - \sum_{k, q} q N_{kq}.$$
(14)

The equilibrium concentration of carbon and hydrogen atoms aroused in the pyrolysis of the compounds can be found by the Lagrange multiplier method. The equilibrium state corresponds to the minimum of the functional:

$$\Psi = G_T + G_K + \sum_{\alpha} \lambda_{\alpha} \varphi_{\alpha} + \sum_{\alpha} \lambda^{\alpha} \varphi^{\alpha} + \lambda_e \varphi_e + \sum_k \lambda_k \varphi_k + \sum_k \lambda^k \varphi^k.$$
(15)

The final expression for the free energy functional is follows:

$$\Psi = \sum_{\alpha} g_{\alpha} N_{\alpha} + \sum_{k} g_{k} N_{k} + \sum_{\alpha, q} N_{\alpha q} \varepsilon_{\alpha q} + \sum_{k, q} q N_{kq} \varepsilon_{kq} -$$
$$- kT \ln \prod_{\alpha, k} \frac{N^{\alpha}!}{\prod_{\alpha} N_{\alpha q}! (N^{\alpha} - N_{\alpha})! (N_{\alpha} - \sum_{q} N_{\alpha q})!} \times$$
$$\times \frac{N^{k}!}{\prod_{k} N_{kq}! (N^{k} - N_{k})! (N_{k} - \sum_{q} N_{kq})!} + \lambda^{p} \Big( N - \sum_{\alpha} N^{\alpha} - \sum_{k} N^{k} \Big) +$$
$$+ \sum_{\alpha, k, q} \lambda_{\alpha} \Big( N_{\alpha} - \sum_{q} N_{\alpha q} - \sum_{\alpha, k} N_{k} m_{\alpha k} \Big) +$$
$$+ \lambda_{e} \Big( n - \sum_{\alpha q} q_{\alpha} N_{\alpha q} - \sum_{q, k} q_{k} N_{kq} \Big) + \lambda_{k} \sum_{q, k} \Big( N_{k} - \sum_{kq} N_{kq} \Big) +$$
$$+ \lambda^{k} \sum_{k} (N^{k} - N_{k} - N_{k}^{0}) + \lambda^{\alpha} \sum_{\alpha} (N^{\alpha} - N_{\alpha} - N_{\alpha}^{0}). \quad (16)$$

In accordance with the definition of the Fermi level (the chemical potential of electron), we find the meaning of the multiplier  $\lambda_{\rho}$ :

$$E_F = \frac{\partial G}{\partial n} = \frac{\partial \Psi}{\partial n} = \lambda_e. \tag{17}$$

This Lagrange multiplier is equal to the energy of the Fermi level.

The derivative of the free energy of the system by the number of atoms of a single substance or molecules is the chemical potential. The dislocated molecules are in equilibrium state with the atoms, aroused at pyrolysis. Therefore, the chemical potential of the free atoms and the atoms in the molecule are equal, since the system has a thermodynamic equilibrium. Accordingly, the following takes place for each kind of particles:  $\mu_{\alpha}^{g} = \mu_{\alpha}^{mol}$ , where  $\mu_{\alpha}^{g}$  — the chemical potential of the atom in the gas phase,  $\mu_{\alpha}^{mol}$  — chemical potential of the atom in the molecule.

$$\mu_{\alpha}^{mol} = \mu_{\alpha}^{0} + \ln m_{k\alpha} x_{k\alpha} \approx \mu_{\alpha}^{0} + \ln m_{k\alpha} f_{k\alpha}, \qquad (18)$$

wherein  $x_{k\alpha}$  — the concentration of molecules in the gas phase, the atoms of  $\alpha$ -type arise in which pyrolysis;  $f_{k\alpha}$  — fugacity of these molecules.

Differentiating the functional  $\Psi$  by  $N^{\alpha}$  we obtain the relationship between the Lagrange multiplier and the concentrations:

$$\lambda_{\alpha} = -kT \ln N^{\alpha} + kT \ln (N^{\alpha} - N_{\alpha}).$$
(19)

Differentiating the functional  $\Psi$  by  $N_{\alpha}$ , we obtain that the chemical potential of the elements  $\alpha$  in the gas phase is expressed through the Lagrange multipliers of the law of conservation of places and particles:

$$\lambda_{\alpha} = \mu_{\alpha}^{0} + \ln m_{k\alpha} f_{k\alpha} - \left[ g_{\alpha} + kT \ln \left( N_{\alpha} - \sum_{q} N_{q\alpha} \right) - kT \ln (N^{\alpha} - N_{\alpha}) \right].$$
(20)

Here, the standard representation for the chemical potential was used  $-\ \mu_{\alpha}^{0}.$ 

Let us take the derivative of the functional by  $N_{q\alpha}$ . As a result of the calculations we obtain:

$$N_{q\alpha} = f_{k\alpha} N^{\alpha} \exp\left(-\frac{g_{\alpha} + \varepsilon_{q\alpha} - \mu_{\alpha}^{0} - q_{\alpha} E_{F}}{kT}\right) =$$
$$= f_{k\alpha} N^{\alpha} \exp\left(-\frac{E_{\alpha} - q_{\alpha} E_{F}}{kT}\right), \qquad (21)$$

where  $E_{\alpha} = g_{\alpha} + \varepsilon_{q\alpha} - \mu_{\alpha}^{0}$  — the energy of activation of the ordinary, not plasma-chemical pyrolysis.

The fugacity of the  $\alpha$ -type atoms in the system is equal to the ratio of their pressure to the pressure of the saturating vapors. Let us assume that the pressure is related to the concentration of molecules by Clapeyron equation: p = kTN, we obtain

$$f_{\alpha} = \frac{\sum N_{q\alpha}}{N^{\alpha}} = f_{k\alpha} \sum_{q} \exp\left(-\frac{E_{\alpha} - q_{\alpha}E_{F}}{kT}\right).$$
(22)

The fugacity can be received by substitution of index  $\alpha$  in (22) on carbon. Thus, for fugacity of carbon atoms in the gas phase at plasmachemical pyrolysis we obtain

$$f_C = f_{kC} \sum_q \exp\left(-\frac{E_C - q_C E_F}{kT}\right),$$
(23)

 $f_{kC}$  — fugacity of hydrocarbon that is subjected to pyrolysis in the reactor. It is associated with the flow of gases fed into the reactor for the synthesis of CNTs.

The equation (23) shows that with the increase of the Fermi energy for electrons in the plasma, and this occurs when the concentration of free electrons increases, the energy of plasma-chemical activation process decreases that has been observed experimentally [8].

Thus, in this paper we obtained the most general expression for the fugacity of carbon atoms at plasma-chemical pyrolysis. The calculation clearly shows that the energy of plasma-chemical processes activation depends on the concentration of free electrons in the plasma. This is in good agreement with the hypothesis that the activation energy decreases as a result of excitation of the molecules in the inelastic interaction with the electrons. The Fermi energy in the plasma is equal to  $E_F = 3,64 \cdot 10^{-15} (n)^{2/3}$  [eV]. The experimental value of the Fermi energy [8] is equal to 0,9 eV, where the concentration of electron  $\approx 4 \cdot 10^{21}$  cm<sup>-3</sup>. This parameter is within the reasonable limits, which confirms the sufficient accuracy of the calculations.

#### References

1. Bell M. S., Lacerda R. G., Teo K. B. K., Milne W. I. Characterisation of the Growth Mechanism during PECVD of Multiwalled Carbon Nanotubes. *Topics Appl. Phys.* 2006. V. 100. P. 77–93.

2. Boskovic B. O., Stolojan V., Khan R. U. A., Hag S., Silva S. R. P. Nature Mater. 2002. 27 oct.

3. Bower C., Zhu W., Jin S., Zhou O. Appl. Phys. Lett. 2000. V. 77. P. 830.

4. Li J., Stevens R., Delzeit L., Ng H. T., Cassell A., Han J., Meyyappan M. Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. P. 910.

5. Merkulov V. I., Lowndes D. H., Wei Y. Y., Eres G., Voelki E. Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. P. 3555.

6. **Ren Z.** et al. Physics of Direct Current Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition // *Aligned Carbon Nanotubes, Nano-Science and Technology.* Berlin Heidelberg. Springer-Verlag. 2013. C. 93–109.

7. Ren Z. F., Huang Z. P., Xu J. W., Wang J. H., Bush P., Siegal M. P., Provencio P. N. Synthesis of large arrays of wellaligned carbon nanotubes on glass. *Science*. 1998. V. 282. P. 1105–1107.

8. Wang Y., Jo S. H., Chen S., Wang D. Z., Ren Z. F. Aligned carbon nanofibres by a low-energy dark discharge for field emission and optoelectronics. *Nanotechnology*. 2006. V. 17 (2). P. 501–505.

9. Bulyarskiy S. V. Uglerodnye nanotrubky: techologya, upravlenie svoystvami, primenenie. Ulyanovsk: Streshen, 2011. 479 p.

10. Bulyarskiy S. V., Fistul V. I. Termoginamika i kinetika vzaimodeystvuushish defectov v poluprovodnikah. Moskow: Nauka, 1997. 351 p.

**И. Е. Абанин<sup>1</sup>**, зам. директора; **В. В. Амеличев<sup>1</sup>**, канд. техн. наук, нач. отд., **П. А. Беляков<sup>1</sup>**, мл. науч. сотр., **Д. В. Васильев<sup>1</sup>**, мл. науч. сотр., **Ю. В. Казаков<sup>1</sup>**, мл. науч. сотр., **Д. В. Костюк<sup>1</sup>**, нач. лаб., e-mail: goodnessgims@mail.ru, **А. И. Крикунов<sup>2</sup>**, канд. техн. наук, вед. науч. сотр., **Е. П. Орлов<sup>1</sup>**, мл. науч. сотр. <sup>1</sup> НПК "Технологический центр", Зеленоград, Москва <sup>2</sup> ООО НПК "Фотрон — Авто", Москва

### ИССЛЕДОВАНИЕ СПИН-ТУННЕЛЬНЫХ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫХ НАНОСТРУКТУР С БАРЬЕРНЫМ СЛОЕМ ИЗ ОКСИДА МАГНИЯ (MgO), ПОЛУЧЕННЫХ МАСОЧНЫМ МЕТОДОМ

Поступила в редакцию 05.12.2014

Рассмотрен технологический базис получения масочным методом спин-туннельных магниторезистивных (СТМР) переходов с магниторезистивным эффектом более 40 %. Показана возможность создания отечественных преобразователей магнитного поля на основе СТМР наноструктур типа Ta/FeNiCo /CoFeB/MgO/CoFeB/FeNiCo/FeMn/Ta.

**Ключевые слова:** гигантский магниторезистивный эффект, спин-туннельный магниторезистивный переход, преобразователь магнитного поля на основе спин-туннельных наноструктур

#### Введение

Открытие явления спин-туннельного магниторезистивного (СТМР) эффекта в магнитных многослойных с диэлектрическим слоем (барьерным слоем) наноструктурах инициировало активную работу в новой области исследований и технологий, именуемой сейчас спинтроникой, в которой используется явление спин-зависимой проводимости в ферромагнитных металлах [1]. Спинтроника активно развивается в мире на протяжении двух последних десятилетий. Сегодня эта область научных исследований значительно расширяется в таких многообещающих новых направлениях, как явление переноса спина, полупроводниковая, молекулярная или одноэлектронная спинтроника. Одной из прикладных областей спинтроники является создание преобразователей магнитного поля (ПМП) на основе спин-туннельных магниторезистивных наноструктур. Такие ПМП, по сравнению с преобразователями на основе анизотропных и спин-вентильных наноструктур, являются более трудоемкими в изготовлении за счет сложности и высокой прецизионности применяемых технологических процессов [2-4]. Для формирования СТМР наноструктур требуется специализированное технологическое оборудование, сочетающее в себе возможность напыления нанометровых слоев металлов и диэлектриков.

Высокочувствительные преобразователи и датчики магнитного поля изготовляют на основе СТМР наноструктур с магниторезистивным эффектом более 30 % фирмы *Micromagnetics* (США), *Crocus Technology* (Франция). Такие значения магниторезистивного эффекта могут быть получены путем отжига СТМР наноструктуры в магнитном поле. Отжиг в магнитном поле улучшает свойства барьерного слоя и изменяет структуру границ раздела CoFeB/MgO/CoFeB путем кристаллизации аморфного слоя CoFeB, что значительно увеличивает магниторезистивный эффект [5].

# Исследование технологических процессов создания СТМР наноструктур

В простейшем случае СТМР наноструктура имеет следующий вид:

$$FM_1/D/FM_2/FL$$
,

где  $FM_{1,2}$  — ферромагнитные слои с различными функциональными характеристиками; D — барьерный диэлектрический слой; FL — фиксирующий слой.

Значение спин-туннельного магниторезистивного эффекта рассчитывают по формуле

$$\Delta R/R = \frac{(R_{\rm max} - R_0)}{R_0} \cdot 100 \ \%,$$

где  $R_{\max}$  — максимальное сопротивление;  $R_0$  — сопротивление испытуемого образца без воздействия магнитного поля.

В качестве магнитных пленок  $FM_1$  и  $FM_2$  обычно применяют пленки из сплавов железа, кобальта и никеля (FeCoNi), железа и кобальта (CoFe), железа, кобальта и бора (CoFeB). Диэлектрический слой, как правило, формируется из оксидов металлов — алюминия (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) или магния (MgO). Для фиксирующего слоя в основном используют сплавы железа и марганца (FeMn), платины и марганца (PtMn), иридия и марганца (IrMn) [6, 7].

На основе анализа источников информации для получения более высокого значения гигантского



Рис. 1. Увеличенное изображение поперечного сечения тестового образца со структурой Ta/CoFe/MgO/Ta

Fig. 1. Image of the cross-section of the test sample with Ta/CoFe/ MgO/Ta structure

магниторезистивного (ГМР) эффекта было принято решение использовать в СТМР наноструктурах диэлектрическую пленку из оксида магния.

Для исследования технологических процессов получения равномерного диэлектрического слоя на основе пленки из оксида магния толщиной 1,5...5,0 нм были проведены исследования напыленных наноструктур Ta/CoFe/MgO/Ta методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения [8]. Слои тантала и оксида магния в образце, изображенные на рис. 1, имеют относительно однородную структуру.

Для создания экспериментальных образцов СТМР наноструктур были учтены результаты ис-

следований, опубликованные ранее в работах [1, 5]. СТМР наноструктура формировалась в следующей последовательности сло-



Рис. 2. Фотоснимок экспериментального образца кристалла, содержащего СТМР наноструктуру

ев: Ta/FeNiCo/CoFe/MgO/CoFe/FeNiCo/FeMn/Ta, из пяти соответствующих мишеней. Технологический процесс напыления СТМР наноструктуры проводился на установке магнетронного напыления ORION 8 UHV (AJA International, США) на пластины с оксидом кремния диаметром 100 мм через специализированные маски (трафареты).

В результате напыления СТМР наноструктуры были получены экспериментальные образцы, содержащие четыре контактные площадки (рис. 2). Две ортогональные полоски с контактными площадками по краям принадлежат двум разным магнитным слоям, разделенным диэлектрическим барьером из MgO.

Для исследования экспериментальных образцов со СТМР наноструктурой были использованы две контактные площадки, принадлежащие ортогональным проводникам. В результате исследования экспериментального образца СТМР наноструктуры в магнитном поле было установлено, что его сопротивление изменяется в диапазоне 1,85...2,05 кОм (рис. 3). Это изменение сопротивления СТМР наноструктуры характеризуется относительно небольшим значением спин-туннельного магниторезистивного эффекта, на уровне 9-10 %.

Для повышения магниторезистивного эффекта СТМР наноструктур используется отжиг в магнитном поле [5-7]. Коллективом ученых НПК "Технологический центр" был проведен магнитный отжиг изготовленных СТМР наноструктур вида Ta/FeNiCo/CoFe/MgO/CoFe/FeNiCo/FeMn/Ta при температуре 190...300 °С, но он не дал положительного результата. В последующих эксперимен-



Рис. 3. Зависимость изменения сопротивления экспериментального образца СТМР в магнитном поле с напряженностью ±200 Э

Fig. 3. Dependence of the resistance variance of STMR sample in the magnetic field with intensity of ±200 Oe

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 4, 2015



Fig. 2. Photo of the crystal sample containing

STMR nanostructure



Рис. 4. Зависимость СТМР эффекта от температуры отжига в магнитном поле 300 Э в течение 10 мин

Fig. 4. Dependence of the STMR effect on the temperature of annealing in the magnetic field of 300 Oe within 10 min



Рис. 5. Зависимость СТМР эффекта от времени отжига в магнитном поле 300 Э при температуре 230 °С

Fig. 5. Dependence of the STMR effect on the time of annealing in the magnetic field of 300 Oe at 230  $^\circ\rm C$ 



тальных образцах СТМР наноструктур аналогичного типа Ta/FeNiCo/CoFeB/MgO/CoFeB/FeNiCo/ FeMn/Ta промежуточный слой CoFe был заменен на слой CoFeB. Отжиг в магнитном поле позволяет увеличить значение гигантского магниторезистивного эффекта более чем в 10 раз за счет упорядочения структуры барьерного и ферромагнитных слоев, совершенствования качества границ раздела данных слоев.

По результатам проведенных исследований технологического процесса отжига экспериментальных образцов СТМР переходов в магнитном поле получены зависимости, представленные на рис. 4 и 5.

После напыления и отжига в магнитном поле напряженностью 300 Э экспериментальных образцов СТМР переходов на основе наноструктуры при температуре 230 °С в течение 45 мин эффект возрос с 9,44 до 47 % (рис. 6).

Температура отжига СТМР наноструктуры с антиферромагнитным слоем на основе сплава FeMn ограничена значением 230 °С. Его замена на слой из сплавов IrMn, PtMn позволит проводить технологический процесс магнитного отжига в более высоких температурах — до 400...500 °С и, как следствие, позволит повысить значение магниторезистивного эффекта до сотен процентов [9].

#### Заключение

В мире существует широкая номенклатура преобразователей и датчиков магнитного поля на основе СТМР наноструктур, где магниторезистивный эффект колеблется от 50 до 200 и более про-

> центов. В России изделия спинтроники на основе СТМР наноструктур находятся в начальной стадии разработки. В настоящий момент доля рынка датчиков магнитного поля на ГМР эффекте составляет более 10 % от общего рынка магниторезистивных преобразователей магнитного поля и постепенно увеличивается.

Рассмотренный в статье технологический базис получения спин-туннельных магниторезистивных переходов с магниторезистивным эффектом более 40 % масочным методом может способствовать разработке принципиально новой технологии изготовления перспективных отечественных ПМП на основе СТМР наноструктур с характеристиками, соответствующими мировому уровню.

Рис. 6. Зависимость изменения сопротивления экспериментального образца СТМР в магнитном поле с напряженностью ±250 Э

Fig. 6. Dependence of the resistance variance of STMR sample in the magnetic field with intensity of  $\pm 250$  Oe

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках Государственного заказа на 2014—2015 гг. Исследование параметров напыляемых наноструктур осуществлялось с помощью измерительных приборов ЦКП "Функциональный контроль и диагностика микро- и наносистемной техники" на базе НПК "Технологический центр".

#### Список литературы

1. Kasatkin S. I., Muravj'ev A. M., Nikitin P. I., Toporov A. Y., Pudonin F. A., Lopatin V. V., Popadinetų F. F., Svatkov A. V. Sandwitched thin-film structures for magnetoresistive spin-tunneling sensors // Sensors & Actuators. 2000. V. 81 (1-3). P. 57-59.

2. Касаткин С. И., Муравьев А. М., Плотникова Н. В., Амеличев В. В., Галушков А. И., Гамарц И. А., Лопатин В. В., Сауров А. Н. Анизотропные магниторезистивные датчики магнитного поля и тока // Автоматика и телемеханика. 2009. № 6. С. 141—152.

3. Амеличев В. В., Гамарц И. А., Касаткин С. И., Муравьев А. М., Решетников И. А., Сауров А. Н., Чаплыгин Ю. А. Анизотропные магниторезистивные преобразователи на основе ферромагнитных наноструктур с различным содержанием кобальта // Нано- и микросистемная техника. 2010. № 2. С. 22—24.

4. Вагин Д. В., Касаткин С. И., Амеличев В. В., Костюк Д. В., Беляков П. А. Частотные характеристики спинвентильных магниторезистивных наноструктур // Нано- и микросистемная техника. 2013. № 4. С. 12–15.

5. Park C., Zhu J.-G., Moneck M., Peng Y. G., Laughlin D. E. Annealing effects on structural and transport properties of rf-sputtered CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions // Journal of applied physics. 2006. Vol. 99. P. 08A901

6. Lu Y., Lepine B., Jezequel G., Abou S., Alnot M., Lambert J., Renard A., Mullet M., Deranlot C., Jaffres H., Petroff F., George J.-M. Depth analysis of boron diffusion in MgO/CoFeB bilayer by X-ray photoelctron spectroscopy // Journal of Applied Physics. 2010. Vol. 108, N. 4. P. 1–6. 7. Stearrett R., Wang W. G., Shah L. R., Gokce Aisha,

7. Stearrett R., Wang W. G., Shah L. R., Gokce Aisha, Xiao J. Q., Nowak E. R. Evolution of barrier-resistance noise in CoFeB/MgO/CoFeB tunnel junctions during annealing // Journal of Applied Physics. 2010. Vol. 107, Is. 6. P. 064502.

8. Вяткин А. Ф., Матвеев В. Н., Волков В. Т., Кононенко О. В., Левашов В. И., Еременко В. Г., Амеличев В. В., Костюк Д. В., Ходос И. И. Многослойные наноструктуры с эффектом гигантского магнетосопротивления // Нано- и микросистемная техника. 2013. № 11. С. 26–29.

9. Wang W. G., Ni C., Miao G. X. Understanding tunneling magnetoresistance during thermal annealing in MgO-based junctions // Physical review. 2010. N. 81.

I. E. Abanin<sup>1</sup>, Deputy Director, V. V. Amelichev<sup>1</sup>, Ph. D., Head of Department,
 P. A. Belyakov<sup>1</sup>, Junior Researcher, D. V. Vasilyev<sup>1</sup>, Junior Researcher, Y. V. Kazakov<sup>1</sup>, Junior Researcher,
 D. V. Kostyuk<sup>1</sup>, Head of Laboratory, e-mail: goodnessgims@mail.ru, A. I. Krikunov<sup>2</sup>, Ph. D.,

**E. P. Orlov**<sup>1</sup>, Junior Researcher

<sup>1</sup> Technological Center, Zelenograd

<sup>2</sup> Foton-Auto Co, Moscow

# Research of the Spin-Tunnel Magnetoresistive Nanostructures with a Barrier Layer of Magnesium Oxide (MgO) Obtained by the Mask Method

The article describes the technological basis for obtaining of spin-tunnel magnetoresistive (STMR) junctions with a magnetoresistance effect exceeding 40% by the mask method. Opportunities are discussed for development of the national magnetic transducers based on Ta/FeNiCo/CoFeB/MgO/CoFeB/FeNiCo/FeMn/Ta spin-tunnel nanostructures.

**Keywords:** giant magnetoresistance; spin-tunnel magnetoresistive junction; magnetic transducer based on the spin tunnel nanostructures

#### Introduction

Discovery of the spin-tunnel magnetoresistance (STMR) in the magnetic multilayer nanostructures with a dielectric barrier layer initiated activity in the new area of research called spintronies, which studies the spin-dependant conductivity in the ferromagnetic alloys [1]. Spintronies has been developing rapidly in the past two decades. Today this area is expanding in such new directions, as the spin transfer phenomenon, semi-conductor, molecular or single-electron spintronies. One of the applied areas of spintronies is development of the magnetic field converters (MFC) on the basis of the spin-tunnel magnetoresistive nanostructures. Compared with the converters based on anisotropic and spin-valve nanostructures, production of such MFC is more labor-intensive due to the complexity and high precision of the applied processes [2-4]. Formation of STMR nanostructures requires special equipment including an option for deposition of nanometer layers of metals and dielectrics.

High-sensitivity converters and magnetic-field sensors are produced by Micromagnetics (USA) and Crocus Technology (France) on the basis of STMR nanostructures with magnetoresistance effect over 30 %. Such a magnetoresistance effect can be obtained by annealing of STMR nanostructures in a magnetic field. Such annealing improves the properties of the barrier layer and changes the structure of the interface of CoFeB/MgO/CoFeB due to crystallization of the amorphous layer of CoFeB, which increases the magnetoresistance effect considerably [5].

### Research of the technological processes for development of STMR nanostructues

In the elementary case a STMR nanostructure may be presented in the following way:

 $FM_1/D/FM_2/FL$ .

Where  $FM_{1,2}$  — are the ferromagnetic layers with various functional characteristics, D — is a barrier dielectric layer, FL — is a fixing layer.

The spin-tunnel magnetoresistance effect can be calculated in accordance with the following formula:

$$\Delta R/R = \frac{(R_{\rm max} - R_0)}{R_0} \, 100 \, \%.$$

Where  $R_{\text{max}}$  — is the maximal resistance;  $R_0$  — is the resistance of a sample without a magnetic field influence.

As a rule,  $FM_1$  and  $FM_2$  magnetic films are made from alloys of iron, cobalt and nickel (FeCoNi), iron and cobalt (CoFe), iron, cobalt and boron (CoFeB). The dielectric layer, as a rule, is formed from metal oxides — aluminum (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) or magnesium (MgO). The fixing layer is usually made from iron and manganese alloys (FeMn), platinum and manganese (PtMn), iridium and manganese (IrMn) [6, 7].

In order to achieve a higher value of the giant magnetoresistance (GMR) on the basis of the analysis a decision was taken to use a dielectric film from MgO in STMR nanostructures. In order to obtain a uniform dielectric layer on the basis of MgO film with thickness of 1,5...5,0 nm research works were carried out of the deposited nanostructures of Ta/CoFe/MgO/Ta by a high resolution transmission electron microscopy [8]. The layers of Ta and MgO in the sample (fig. 1) have a rather homogeneous structure.

In development of STMR nanostructures the research works [1, 5] were taken into account. The nanostructure was formed in the following sequence of the layers: Ta/FeNiCo/CoFe/MgO/CoFe/FeNiCo/FeMn/Ta, of five targets. The deposition was done by means of ORION 8 UHV installation (AJA International, USA) for a magnetron deposition on 100 mm-diameter plates with silicon oxide through special masks (stencils).

As a result samples were obtained, containing four contact platforms (fig. 2). Two orthogonal strips with contact platforms along the edges belong to two different magnetic layers divided by a dielectric barrier from MgO.

For research of the samples with STMR nanostructure two contact platforms belonging to orthogonal conductors were used. As a result of research of STMR nanostructure sample in a magnetic field it was established, that its resistance varies within the range of 1,85...2,05 k $\Omega$  (fig. 3). This change of resistance of STMR nanostructure is characterized by a rather small value of the spin-tunnel magnetoresistive effect at the level of 9–10 %.

In order to increase the magnetoresistive effect of STMR nanostructures an annealing in the magnetic field is used [5–7]. Technological Centre undertook a magnetic annealing of the produced STMR nanostructures of Ta/FeNiCo/CoFe/MgO/CoFe/FeNiCo/FeMn/Ta type at 190...300 °C, but without positive results. In the subsequent samples of STMR nanostructures of a similar type, Ta /FeNiCo/CoFeB/MgO/CoFeB/FeNiCo/FeMn/Ta, the intermediate layer of CoFe was replaced with CoFeB layer. Annealing in a magnetic field allows us to achieve a more than 10-fold increase of the giant magnetoresistive effect due to streamlining of the structure barrier and ferromagnetic layers, and improvement of the quality of the borders dividing them.

As a result of studying of the technological process of annealing of the samples of STMR junctions in a magnetic field the following dependences were obtained (fig. 4, 5).

After the deposition and annealing in a magnetic field with intensity of 300 Oe of the samples of STMR junctions based on nanostructure at 230  $^{\circ}$ C within 45 minutes the effect increased from 9,44 up to 47 % (fig. 6).

The annealing temperature of a STMR nanostructure with an antiferromagnetic layer on the basis of FeMn alloy is limited to 230 °C. Application of IrMn and PtMn alloys will allow us to undertake annealing at higher temperatures, up to 400...500 °C and hence, to increase the magnetoresistive effect up to hundreds of per cent [9].

#### Conclusion

In the world there is a wide range of converters and sensors of the magnetic field on the basis of STMR nanostructures, with the magnetoresistive effect varying from 50 up to 200 per cent and over. In Russia the spintronics products based on STMR nanostructures are still in the initial stage of their development. The share of the magnetic field sensors based on GMR effect is more than 10 % of the total market of the magnetic field magnetoresistive converters and it continues to grow.

The technological basis for obtaining of the spin-tunnel magnetoresistive (STMR) junctions with a magnetoresistive effect by the mask method exceeding 40 % presented in the article can promote development of a new technology for perspective domestic MFC on the basis of STMR nanostructures with characteristics corresponding to the world level.

The work was done with the financial support of the Ministry of Education and Science of Russia within the framework of the State Order for the period of 2014—2015. Research of the parameters of the deposited nanostructures was carried out by means of the measuring devices of the Functional Control and Diagnostics of Micro- and Nanosystem Technologies on the basis of the Technological Center.

#### References

1. Kasatkin S. I., Muravj'ev A. M., Nikitin P. I., Toporov A. Y., Pudonin F. A., Lopatin V. V., Popadinetq F. F., Svatkov A. V. Sandwitched thin-film structures for magnetoresistive spin-tunneling sensors. *Sensors & Actuators*. 2000. V. 81 (1-3). P. 57-59.

2. Kasatkin S. I., Murav'ev A. M., Plotnikova N. V., Amelichev V. V., Galushkov A. I., Gamarc I. A., Lopatin V. V., Saurov A. N. Anizotropnye magnitorezistivnye datchiki magnitnogo polya i toka. *Avtomatika i telemekhanika*. 2009. N. 6. P. 141–152.

3. Amelichev V. V., Gamarts I. A., Kasatkin S. I. Anizotropnye magnitorezistivnye preobrazovateli na osnove ferromagnitnykh nanostruktur s razlichnym soderzhaniem kobal'ta. *Nanoi mikrosistemnaya tekhnika*. 2010. N. 2. P. 22– 24.

4. Vagin D. V., Kasatkin S. I., Amelichev V. V., Kostyuk D. V., Belyakov P. A. Chastotnye kharakteristiki spin-ventil'nykh magnitorezistivnykh nanostruktur. *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*. 2013. N. 4. P. 12–15.

5. Park C., Zhu J.-G., Moneck M., Peng Y. G., Laughlin D. E. Annealing effects on structural and transport properties of rf-sputtered CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions. *Journal of applied physics*. 2006. Vol. 99. P. 08A901.

6. Lu Y., Lepine B., Jezequel G., Abou S., Alnot M., Lambert J., Renard A., Mullet M., Deranlot C., Jaffres H., Petroff F., George J.-M. Depth analysis of boron diffusion in MgO/CoFeB bilayer by X-ray photoelctron spectroscopy. *Journal of Applied Physics.* 2010. Vol. 108, N. 4. P. 1–6.

7. Stearrett R., Wang W. G., Shah L. R., Gokce Aisha, Xiao J. Q., Nowak E. R. Evolution of barrier-resistance noise in CoFeB/MgO/CoFeB tunnel junctions during annealing. *Journal of Applied Physics.* 2010. Vol. 107, Is. 6. P. 064502.

8. Vyatkin A. F., Matveev V. N., Volkov V. T., Kononenko O. V., Levashov V. I., Eremenko V. G., Amelichev V. V., Kostyuk D. V., Khodos I. I. Mnogosloinye nanostruktury s effektom gigantskogo magnetosoprotivleniya. *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*. 2013. N. 11. P. 26–29.

9. Wang W. G., Ni C., Miao G. X. Understanding tunneling magnetoresistance during thermal annealing in MgO-based junctions. *Physical review*. 2010. N. 81.

# Материаловедческие и технологические основы MHCT Science of materials and technological basics of MNST

УДК 621.315.592

И. А. Глинский, инженер-исследователь, e-mail: glinskiy.igor@yandex.ru, С. В. Редькин, вед. науч. сотр., e-mail: sergeiredckin@yandex.ru,

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук (ИСВЧПЭ РАН), г. Москва,

М. П. Духновский, нач. отдела, e-mail: istok220@mail.ru, Е. Н. Куликов, инженер 1-й кат.,

e-mail: jeka forever@inbox.ru, А. К. Смирнова, канд. техн. наук, нач. сектора,

e-mail: aleksandraratnikova@yandex.ru, Ю. Ю. Фёдоров, канд. физ.-мат. наук,

зам. нач. отдела по научной работе, e-mail: istok220@mail.ru,

Акционерное общество "Научно-производственное предприятие "Исток"" имени А. И. Шокина, г. Фрязино,

**А. С. Веденеев**, д-р физ.-мат. наук, гл. науч. сотр., e-mail: asv335@mail.ru, Фрязинский филиал ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН (ФИРЭ РАН)

# ФОРМИРОВАНИЕ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЛОЕВ ПОРИСТОГО

### АНОДНОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ НА ВЫСОКООМНОЙ КРЕМНИЕВОЙ ПОДЛОЖКЕ ДЛЯ РОСТА ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО АЛМАЗА

Поступила в редакцию 16.12.2014

Предложен технологический подход к формированию слоев пористого анодного оксида алюминия на высокоомной кремниевой подложке для последующего роста на них пленок поликристаллического алмаза.

Окисление тонких пленок алюминия выполняется в водном растворе кислот в два этапа: на первом этапе формируется слой плотного оксида, после локального пробоя которого на втором этапе проводится окончательное окисление пленки. На этом этапе окисление алюминия происходит не только в направлении нормали к поверхности пленки, но и в латеральном (боковом) направлении, что сопровождается постепенным расширением области окисленного анода от зоны локального пробоя к периферии без образования областей неокисленного алюминия на границе анодный оксид алюминия—высокоомная подложка.

**Ключевые слова:** пористые наноструктурированные слои анодного оксида алюминия, электрохимического (анодного) окисления алюминия на кремниевых подложках, пленки поликристаллического алмаза

#### Введение

Пленки пористого анодного оксида алюминия (AOA) широко используются в современной полупроводниковой технике в качестве газовых фильтров и матричных сенсоров, световодов, масок для сверхрешеток и квантовых точек, матриц для создания ансамблей углеродных нанотрубок, магнитных нанопроволок и др. [1, 2].

Пористые наноструктурированные слои АОА формируют методом электрохимического (анодного) окисления алюминия в водных растворах кислот. Поры в слоях АОА глубиной, достигающей десятки микрометров, представляют собой самоорганизованный ансамбль, а их топологическими размерами можно управлять, варьируя технологические условия (напряжение анодирования, состав и температура электролита) [3—6].

Наиболее регулярные (квазипериодические с периодом ~100 нм) ансамбли пор получают поэтапным окислением достаточно толстых пленок и чистого алюминия. Процесс в этом случае состоит из последовательных этапов механической и плазмохимической полировки алюминия, его предварительного окисления на глубину ~1 мкм до образования регулярного ансамбля пор в глубине оксида, стравливания поверхностного слоя оксида и, наконец, формирования АОА требуемой толщины [1, 7].

В связи с тенденциями развития микро- и наноэлектроники также представляет интерес получение тонких слоев пористого АОА непосредственно на поверхности полупроводника, в частности кремния.

Такие слои перспективны для спинтроники [8], а также для выращивания на них пленок поликристаллического алмаза.

Получение подобных композиций осложнено возникновением на границе раздела "слой—подложка" (алюминий—кремний) механических напряжений и дефектов, приводящих в процессе электрохимического анодирования к формированию шунтов, локальному разогреву, неравномерному травлению и отслоению пленки алюминия от подложки [2].

Что же касается формирования слоев АОА на высокоомных (изолирующих) кремниевых подложках, то здесь дополнительно возникают дефекты, обусловленные тем, что анодное окисление в этом случае сопровождается окислением самого анодного электрода и на завершающей стадии разбиением электрода на электрически изолированные области неокисленного алюминия на границе АОА изолятор.

В настоящей работе развивается подход к получению пористых слоев AOA на высокоомных кремниевых подложках, не имеющих остаточных металлических областей, для последующего роста на них пленок поликристаллического алмаза. Задача обусловлена существующей тенденцией нано- и микроэлектроники перехода на структуры большого диаметра. При этом критическим моментом в технологии выращивания пленок поликристаллического алмаза является слабая адгезия пленки к кремниевой подложке.

#### Объекты исследования и методика эксперимента

Для проведения исследований была разработана экспериментальная установка, обеспечивающая электрохимическое (анодное) окисление пленок алюминия с использованием водных растворов кислот в качестве электролита. Установка обеспечивает задание закона изменения напряжения анодирования (линейный, ступенчатый или др.) в диапазоне 0....300 В, контроль и/или задание силы анодного тока в диапазоне 1...300 мА, а также контроль и задание температуры электролита в диапазоне 0....0,5 °С. Электролитическая ванна представляет собой кварцевый цилиндр диаметром 2 см, сменным дном которого является изолирующая подложка (или полупроводниковая структура), покрытая алюминием. Пленка алюминия на поверхности подложки служит анодом ванны, а катодом пластина платины либо коррозионно-стойкой стали (12X18H10T).

В экспериментах использовали кремниевые подложки, на поверхность которых методом термического напыления в вакууме не хуже  $5 \cdot 10^{-4}$  Па при температуре 150 °С были нанесены пленки алюминия толщиной до ~1,5 мкм.

Анодное окисление алюминия (алюминиевых пленок) обычно проводят в водных растворах кислот (серной, щавелевой, ортофосфорной) в потенциостатическом режиме. При этом (рис. 1) анодный ток на начальном участке резко спадает во времени, достигает минимума, возрастает и затем стабилизируется в области плато на уровне, более низком по отношению к уровню начального тока. Такое поведение тока соответствует (рис. 2) стадиям роста изначально плотного оксида (1 – спад тока), образования зародышей пор (2 — область минимума), их развития (3 — рост тока) и, наконец, устойчивого роста пор вглубь алюминия по направлению нормали к его поверхности (4 — область плато) [7]. В случае тонких пленок алюминия на изолирующих подложках процесс анодного окисления, сопровождающийся переходом материала анода из металлической в диэлектрическую фазу (оксидную), завершается самостоятельно по достижении фронта окисления (границы АОА — алюминий) поверхности подложки. Как отмечалось выше, в этом случае на границе АОА — изолятор остаются неконтролируемые металлические включения неокисленного анода, распадающегося на



Рис. 1. Зависимость силы анодного тока *J* от времени *t* стадий анодного окисления алюминиевых пленок *Fig. 1. Dependence of the strength of the gnode current I on time t of* 

Fig. 1. Dependence of the strength of the anode current J on time t of anodic oxidation of aluminum films



Рис. 2. Стадии анодного окисления алюминиевых пленок: I - алюминий, II - плотный оксид алюминия, III - зародыши пор, <math>IV - AOA

Fig. 2. Stages of the anodic oxidation of aluminum films: I - aluminum, II - dense aluminum oxide, III - nucleus of the pores, IV - AAO

завершающей стадии окисления на электрически изолированные области.

Во избежание образования отмеченных дефектов анодное окисление тонких (0,5...1,5 мкм) пленок алюминия на высокоомных кремниевых под-

ложках осуществлялось в два этапа. На первом этапе проводится предварительное окисление алюминия в 0,1 М водном растворе лимонной кислоты при относительно низком напряжении катода электролитической ванны. Катодное напряжение (40...50 В) обеспечивает формирование тонкого слоя плотного, не имеющего пор оксида на поверхности алюминия. Анодный ток на этом этапе (рис. 3, а, кривая 1) спадает до нуля, что свидетельствует об образовании на поверхности алюминия плотного оксидного слоя толщиной ~50 нм и соответствует стадии 1 (см. рис. 2) процесса анодного окисления [7]. На втором этапе электролит заменяется на 0,4 М водный раствор щавелевой кислоты, а напряжение анодирования задается по следующему закону: сначала подается им-

пульс напряжения 160... 300 В длительностью 0,1...1 с для локального пробоя изначально плотного оксидного слоя, затем напряжение задается постоянным (50...100 В), превышающим напряжение на первом этапе, чем обеспечивается образование зародышей в области концентрации электрического поля — на границе окисленного и неокисленного алюминия и рост пор требуемого диаметра в результирующем слое АОА. Здесь, при постоянном напряжении анодирования (рис. 3, а, кривая 2) ток сначала резко возрастает и затем насыщается в области квазиплато в качественном соответствии со стадиями образования зародышей пор (2 на рис. 2) на границе окисленного и неокисленного алюминия, их развития (3) и роста пор (4)[7]. Длительность плато (~100 с) определяется толщиной пленки алюминия и силой анодного тока. Далее ток спадает до нуля, завершая тем самым процесс электрохимического окисления.

Отметим, что, в отличие от этапа 1, процесс окисления на этапе 2 сопровождается постепенным расширением области окисленного анода от зоны локального пробоя к периферии. При этом фронт окисления перемещается не только в направлении нормали к поверхности пленки, но и в латеральном направлении (рис. 3, 6), чем и обеспечивается окисление алюминия вплоть до изолирующей подложки без образования неокисленных остаточных областей на границе АОА — изолятор.

Рис. 4 иллюстрирует результаты анализа поверхности и боковых сколов слоев АОА, полученных окислением пленки алюминия толщиной 0,8 мкм на



Рис. 3. Зависимость анодного тока *J* от времени *t* (*a*) и иллюстрация этапов окисления 0,8 мкм пленок алюминия на сапфировой подложке (*b*). Первый этап (кривая *1*), катодное напряжение 50 В; второй этап (кривая *2*), катодное напряжение 60 В; *I* — плотный оксид алюминия, *II* — алюминий, *III* — подложка, *IV* — АОА

Fig. 3. Dependence of the anode current Jon time t (a) and illustration of the oxidation stages of  $0,8 \,\mu m$  aluminum films on a sapphire substrate (b). The first stage (curve 1), the cathode voltage of 50 V; the second phase (curve 2), the cathode voltage of 60 V; I – dense aluminum oxide, II – aluminum, III – substrate, IV - AAO



Рис. 4. Результаты анализа поверхности (a) и бокового скола (b) слоев АОА на сапфировой подложке методами электронной (a, b) и оптической (c) микроскопии. Темная область на рис. 4, c — окисленная; светлая — неокисленная Fig. 4. Analysis of the surface (a) and the side chip (b) of the AAO layers on a sapphire substrate by electronic (a, b) and optical (c) microscopy. The dark area on fig. 4, c — oxidized, the light area — non-oxidized

кремниевой подложке при температуре  $0 \pm 0.5$  °C и напряжении анодирования 50 (этап 1) и 60 В (этап 2). Слои АОА (рис. 4, *a*) не столь регулярны, как в случае окисления пленок, но сохраняют в целом квазипериодический характер распределения пор (в данном случае диаметр пор  $\approx 60$  нм). Мы связываем это обстоятельство с тем, что процесс окисления на этапе 2 развивается по спирали с четкой границей полностью окисленной (темная на рис. 4, с) и неокисленной (светлая) областей. Длина и ширина витков спирали (окисленная область) увеличиваются во времени вплоть до смыкания витков. Вследствие распространения фронта окисления в боковом (латеральном) направлении поры ориентированы не строго по нормали к поверхности подложки, а имеют небольшой наклон (рис. 4, в) в сторону, противоположную движению фронта (см. рис. 3, в).

Слои АОА имеют хорошую адгезию с подложкой, включения остаточных областей металлического алюминия на границе АОА — подложка не обнаружены.

#### Заключение

Показана возможность получения методом электрохимического окисления самоорганизованных (квазипериодических) ансамблей пор в тонких (0,5...1,5 мкм) слоях АОА на поверхности высокоомных кремниевых подложек. Диаметр пор в пределах ~50...100 нм регулируется напряжением анодирования и составом электролита. Реализованный режим окисления алюминия, сопровождающийся постепенным расширением области окисления от центра к периферии, позволяет избежать образования изолированных областей неокисленного алюминия на границе АОА — высокоомная подложка.

В заключение также отметим, что поверхность структурированного анодного оксида алюминия,

как установлено, является зародышеобразующей для роста пленок поликристаллического алмаза и нитрида галлия на высокоомных кремниевых подложках.

Работа выполнена в организации Головного исполнителя ОКТР — ИСВЧПЭ РАН в рамках реализации Постановления Правительства России от 09 апреля 2010 г. № 218, договора № 02.G36.31.0005 от 23 мая 2013 г. между АО "НПП "Исток им. Шокина" и Минобрнауки России и договора № 33/211-13 от 22 февраля 2013 г. между ИСВЧПЭ РАН и АО "НПП "Исток" им. Шокина".

#### Список литературы

1. Shingubara S. Fabrication of nanomaterials using porous alumina templates // J. Nanoparticle Research. 2003. V. 5, N. 1–2. P. 17–30.

2. Зимина Т. М., Муратова Е. Н., Спивак Ю. М., Дрозд В. Е., Романов А. А. Технология формирования и применения нанослоев и нанопористых композиций Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> для микро- и нанотехники // Нано- и микросистемная техника. 2012. № 12. С. 15–24.

3. Masuda H., Abe A., Nakao M. et al. Ordered mosaic nanocomposites in anodic porous alumina // J. Adv. Mater. 2003. N. 15 (2). P. 161-164.

4. Li J., Moskovits M., Maslett T. L. Nanoscale electroless metal deposition in aligned carbon nanotubes // Chemestry of Materials. 1998. V. 10, N. 7. P. 1963–1967.

5. **Crouse D., Lo Y.-H., Miller A. E., Crouse M.** Self-ordered pore structure of anodized aluminum on silicon and pattern transfer // Applied Physics Letters. 2000. V. 76, N. 1. P. 49–51.

6. Yang S. G., Li T., Huang L. S. et al. Stability of anodic aluminum oxide membranes with nanopores // Physics Letters. A. 2003. V. 318, N. 4–5. P. 440–444.

7. **Parkhutik V. P., Shershulsky V. I.** Theoretical modeling of porous oxide growth on aluminium // J. Phys. D. 1992. V. 25, N. 8. P. 1258–1263.

8. Lutsev L. V., Stognij A. I., Novitskii N. N. Giant magnetoresistance in semiconductor/granular film heterostructures with cobalt nanoparticles // Phys. Rev. B. 2009. V. 80, N. 18. P. 184423-1-15. I. A. Glinskiy, Research Engineer, e-mail: glinskiy.igor@yandex.ru, S. V. Redkin, Leading Researcher, e-mail: sergeiredckin@yandex.ru,

Institute of Ultra-high-frequency Semiconductor Electronics, RAS (IUHFSE RAS), Moscow,

**M. P. Doukhnovsky**, Chief of Department, e-mail: istok220@mail.ru, **E. N. Koulikov**, Engineer of the 1<sup>st</sup> category, e-mail: jeka\_forever@inbox.ru, **A. K. Smirnova**, Chief of Sector, e-mail: aleksandraratnikova@yandex.ru,

U. U. Fyodorov, Deputy Chief of Scientific Department, e-mail: istok220@mail.ru,

Istok Enterprise named after A. I. Shokin, Fryazino,

A. S. Vedeneyev, Chief Researcher, e-mail: asv335@mail.ru,

Fryazino Branch of Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, RAS, Fryazino

### Formation of Nanocrystalline Layers of Porous Anode Aluminum Oxide on High-Resistance Silicon Substrate for Polycrystalline Diamond Growing

A technological approach to formation of porous anode aluminum oxide layers on a high-resistance silicon substrate for subsequent growing of polycrystalline diamond films on them is proposed.

Oxidation of thin aluminum films in an aqueous acid solution is carried out in two stages: at the first stage a layer of a compact oxide is formed, after a local puncture of which at the second stage the final film oxidation takes place. At this stage the aluminum oxidation occurs not only in the direction of the normal to the surface of the film, but also in the lateral direction, which is accompanied by gradual widening of the oxidized anode area from the zone of the local puncture to he periphery without formation of non-oxidized aluminum areas at the boundary of the anode iluminum oxide — high-resistance substrate.

**Keywords:** porous nanostructured layers of anode aluminum oxide, electrochemical (anode) iluminum oxidation on a high-resistance silicon substrate, polycrystalline diamond films

#### Introduction

The films of porous anodic aluminum oxide (AAO) are used as the gas filters and matrix sensors, lightguides, masks for the superlattices and quantum dots, matrices for creation of ensembles of carbon nanotubes, magnetic nanowires, etc. [1, 2].

Porous nanostructured AAO layers are formed by electrochemical (anodic) oxidation of aluminum in aqueous acid solutions. The pores in the AAO layers with the depth of tens of micrometers represent the self-organized ensemble, and their topological sizes can be controlled by varying the conditions (anodizing voltage, composition and temperature of electrolyte) [3–6].

The most regular (quasiperiodic with a period of ~100 nm) ensembles of the pores are made by stagewise oxidation of quite thick films of pure aluminum. In this case, the process consists of successive stages of mechanical and plasma chemical polishing of aluminum, its pre-oxidation at on depth of 1  $\mu$ m until a regular ensemble of the pores in the depth of oxide is formed, etching of the surface of the oxide layer, and, finally, forming of the desired AAO thickness [1, 7].

In connection with the trends of micro and nanoelectronics development, the obtaining of thin layers of porous AAO directly on the surface of a semiconductor, such as silicon, is also of interest. Such layers are promising for spintronics [8], as well as for growing of polycrystalline diamond films on them.

Obtaining of such compositions is complicated by the emergence of the mechanical stresses and defects on the interface "layer-substrate" (aluminum-silicon), which resulting at electrochemical anodization to formation of shunts, local heating, uneven etching and delamination of the aluminum film from the substrate [2].

With regard to the formation of AAO layers on high-resistive (insulating) silicon substrates, here there are the defects occur due to the fact that the anodic oxidation is accompanied by oxidation of the anode electrode and, at the final stage, the partition of the electrode on electrically isolated areas of non-oxidized aluminum on the border "AAO-insulator".

The work develops an approach to the creation of porous AAO layers on high impedance silicon substrates, having no residual metallic regions for subsequent growth of polycrystalline diamond films on them. The challenge is caused by the tendency of transition of the nano- and microelectronics on the structures of large diameter. At this, the critical point in the growing of polycrystalline diamond films becomes its poor adhesion to the silicon substrate.

#### Objects of research and experimental procedure

An installation providing an electrochemical (anodizing) oxidation of aluminum films with aqueous acids as the electrolyte has been developed. The unit provides setting of the anodization voltage changing law (linear, stagewise or others) in the range of 0...300 V, control and/or setting of the anode current rate in the range of 1...300 mA, control and setting of the electrolyte temperature in the range of 0...  $\pm$ 0,5 °C. The electrolytic bath is a quartz cylinder with a diameter of 2 cm, which removable bottom is an insulating substrate (the semiconductor structure), coated with aluminum. The aluminum film on the surface of the substrate serves as the anode of the bath, and the platinum plate or corrosion-resistant steel plate (12X18H10T) serves as the cathode.

In the experiments, the silicon substrate were used on which surface the aluminum film with the thickness of up to about 1,5  $\mu$ m were deposited by thermal evaporation in a vacuum not better than 5  $\cdot$  10<sup>-4</sup> Pa at 150 °C.

The anodic oxidation of aluminum (aluminum films) is usually carried out in aqueous solutions of sulfuric acid, oxalic acid, phosphoric acid in a potentiostatic mode. The anode current on the initial area sharply decreases over the time, reaches a minimum, and then increases and stabilizes in the plateau region at a level lower than the initial current. This behavior corresponds to the (fig. 2) growth stages of the initially dense oxide (1, current rolloff), the nucleation of the pores (2, area of minimum), their development (3, growth of the current) and sustained growth of the pores deep into the aluminum in the normal direction to its surface (4, plateau region) [7]. In the case of thin aluminum films, the anodic oxidation on insulating substrates is accompanied by a transition of the anode from the metal phase into the insulating phase (oxide). The anodic oxidation is completed upon reaching the front of oxidation (AAO border — aluminum) of the substrate surface. As it was noted, in this case, the uncontrolled non-oxidized anode metal inclusions remain on the border "AAO — insulator", which decays on the final stage on an electrically isolated areas.

To avoid the formation of previously mentioned defects, the anodic oxidation of thin  $(0,5...1,5 \mu m)$  aluminum films on high-resistive silicon substrates was carried out in two stages. The first stage involves pre-oxidation of aluminum in a 0,1 M aqueous solution of citric acid at a relatively low voltage of the cathode of the electrolytic bath. The voltage of cathode (40...50 V) provides formation of a thin layer of the non-porous aluminum oxide on the surface. The anode current at this stage (fig. 3, a, curve 1) falls to zero, that indicating formation on the surface of the aluminum of the dense oxide layer with the thickness of ~50 nm and corresponds to the stage 1(see fig. 2) of the anodic oxidation [7]. In the second stage, the electrolyte is replaced by 0,4 M aqueous solution of oxalic acid and the anodization voltage is given by the law: first, a voltage pulse of 160...300 V with the duration of 0,1...1 s for local breakdown of the dense oxide layer; then the voltage is given constantly (50...100 V), exceeding the voltage at the first stage, which ensures formation of the nuclei in the concentration region of the electric field - on the border of oxidized and non-oxidized aluminum and growth of the pores of required diameter in the resulting AAO layer. At a constant anodization voltage (fig. 3, a, curve 2), the current first sharply increases and then saturates in a quasi-plateau area in qualitative agreement with the stages of pores' nucleation (2 in fig. 2) on the border of oxidized and non-oxidized aluminum, development (3) and growth of the pores (4) [7]. The duration of the plateau (~100 s) is determined by the aluminum film thickness and strength of the anode current. Further, the current falls to zero, completing the electrochemical oxidation.

Unlike to stage 1, the oxidation at the stage 2 is accompanied by a gradual expansion of the region of the oxidized anode from the local breakdown zone to the periphery. At this, the oxidation front moves not only in the normal direction to the film's surface, but also laterally (fig. 3, b), which ensures the oxidation of the aluminum down to the insulating substrate without formation of non-oxidized residual areas on the AAO-insulator border.

Fig. 4 shows the results of analysis of the surface and side chips of AAO layers obtained by oxidation of an aluminum film with the thickness of 0,8 mm on a silicon substrate at  $0 \pm 0,5$  °C and anodizing voltage of 50 V (stage 1) and 60 V (stage 2). AAO layers (fig. 4, *a*) are not so regular as in the oxidation of films, but retain the quasiperiodic character of pore's distribution (in this case, a pores' diameter is  $\approx 60$  nm). We attribute this fact to the fact that the oxidation at the stage 2 develops in a spiral with a clear boundary, fully oxidized (dark on fig. 4, *c*) and unoxidized (light) areas. The length and width of the spiral turn (oxidized area) increases with time up to the closing of the coils. Due to propagation of the oxidation front in the lateral direction, the pores are oriented not strictly along the normal to the surface of the substrate, and have a small inclination (fig. 4, b) in a direction opposite to the movement of the front (see. fig. 3, b).

AAO layers have good adhesion to the substrate. The inclusion of residual areas of metal aluminum on the border of the AAO-substrate was not detected.

#### Conclusion

The possibility of obtaining of self-assembled (quasiperiodic) ensembles of pores in thin  $(0,5...1,5 \ \mu m)$  AAO layers on the surface of the high-resistive silicon substrates by electrochemical oxidation has been shown. The pores' diameter within about 50...100 nm is regulated by anodizing voltage and composition of electrolyte. The mode of aluminum oxidation, accompanied by the gradual expansion of the area of oxidation from the center to the periphery, allows to avoid the formation of isolated areas of non-oxidized aluminum on the border AAO — high-resistive substrate.

In conclusion, we also note that the surface of structured AAO is crystal-nucleating for growth of the polycrystalline diamond films and gallium nitride on the high-resistive silicon substrates.

The work was done in the Institute of Ultra-high-frequency Semiconductor Electronics, RAS (IUHFSE RAS) — the organization — the main executor of the research-development and engineering works under the Decree of the Government of the RF on April 9, 2010  $\mathbb{N}$  218, contracts  $\mathbb{N}$  02.G36.31.0005 on May 23, 2013 between JSC "RPC "Istok" after Shokin" and the Ministry of Education and Science, RF and  $\mathbb{N}$  33/211-13 on February 22, 2013 between IUHFSE RAS and JSC "RPC "Istok" after Shokin".

#### References

1. **Shingubara S.** Fabrication of nanomaterials using porous alumina templates. *J. Nanoparticle Research.* 2003. V. 5, N. 1–2. P. 17–30.

2. Zimina T. M., Muratova E. N., Spivak Ju. M., Drozd V. E., Romanov A. A. Tehnologija formirovanija i primenenija nanosloev i nanoporistyh kompozicij Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> dlja mikro- i nanotehniki. *Nano- i mikrosistemnaja tehnika*. 2012. N. 12. P. 15–24.

3. **Masuda H., Abe A., Nakao M.** et al. Ordered mosaic nanocomposites in anodic porous alumina. *J. Adv. Mater.* 2003. N. 15 (2). P. 161–164.

4. Li J., Moskovits M., Maslett T. L. Nanoscale electroless metal deposition in aligned carbon nanotubes. *Chemestry of Materials.* 1998. V. 10, N. 10, N. 7. P. 1963–1967.

5. Crouse D., Lo Y.-H., Miller A. E., Crouse M. Self-ordered pore structure of anodized aluminum on silicon and pattern transfer. *Applied Physics Letters*. 2000. V. 76, N. 1. P. 49–51.

6. Yang S. G., Li T., Huang L. S. et al. Stability of anodic aluminum oxide membranes with nanopores. *Physics Letters. A.* 2003. V. 318, N. 4–5. P. 440–444.

7. **Parkhutik V. P., Shershulsky V. I.** Theoretical modeling of porous oxide growth on aluminium. *J. Phys. D.* 1992. V. 25, N. 8. P. 1258–1263.

8. Lutsev L. V., Stognij A. I., Novitskii N. N. Giant magnetoresistance in semiconductor/granular film heterostructures with cobalt nanoparticles. *Phys. Rev. B.* 2009. V. 80, N. 18. P. 184423-1-15.

# Элементы MHCT *M*icro-AND NANOSYSTEM TECHNIQUE ELEMENTS

#### УДК 629.7, 531.383

**М. А. Барулина**, канд. техн. наук, ст. науч. сотр., Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем точной механики и управления Российской академии наук (ИПТМУ РАН), г. Саратов E-mail: marina@barulina.ru, iptmuran@san.ru

### ЧАСТОТНЫЕ УРАВНЕНИЯ И СОБСТВЕННЫЕ ЧАСТОТЫ ЭЛЕМЕНТОВ ВИБРАЦИОННЫХ МИКРОМЕХАНИЧЕСКИХ ГИРОСКОПОВ НА ОСНОВЕ СДВИГОВОЙ ТЕОРИИ ТИМОШЕНКО

Поступила в редакцию 14.10.2014

Построены частотные уравнения для консольной балки постоянного сечения в рамках сдвиговой теории Тимошенко. Приведенная методика, позволяющая привести частотные уравнения к более удобному для анализа виду, может быть использована при выводе частотных уравнений для балки при других видах закрепления. Показана необходимость использования теории Тимошенко при исследовании собственных колебаний и моделировании вибрационной нагрузки датчиков инерциальной информации с конструктивными элементами, отношение длины которых к их характерному размеру мало.

Ключевые слова: частотные уравнения, гироскопы, вибрации, теория Тимошенко

#### Введение

Повышение требований [1, 2] к точности микромеханических датчиков инерциальной информации (МЭМС) обусловливает необходимость глубокого, с достаточной степенью обобщения, исследования особенностей взаимного влияния различных по своей природе физических процессов, учета влияния внешней среды функционирования этих датчиков. И в частности, таких важнейших факторов, оказывающих влияние на точность и эффективность приборов инерциальной информации, как внешние вибрационные воздействия.

Важные конструктивные элементы многих видов датчиков инерциальной информации, некоторые схемы которых приведены на рис. 1 [3—6], при моделировании могут быть представлены как стержневые или балочные элементы. Для исследования вибрационных воздействий в МЭМС и их конструктивных элементах и возникающих при этом эффектов целесообразнее вместо классической теории поперечных колебаний стрежней Эйлера—Бернулли использовать одну из уточненных теорий изгиба — теорию Тимошенко.

Как известно [7, 8], теория Эйлера—Бернулли предполагает: 1) поперечные сечения стержня, плоские и перпендикулярные оси стержня до деформации во время изгиба остаются плоскими и перпендикулярными деформированной оси стержня; 2) продольные сечения при изгибе не оказывают влияния друг на друга; 3) инерция поперечного сечения стержня при изгибе считается пренебрежимо малой. В отличие от классической теории, теория Тимошенко описывает изгиб конечной балки более точно, ближе к реальному изгибу. Теория Тимошенко учитывает инерцию вращения поперечного сечения балки и предполагает, что плоское поперечное сечение, нормальное к продольной оси, после деформации остается плоским, но необязательно нормальным к деформированной продольной оси [9].

Эффекты, которые учитывает теория Тимошенко, очень важны при решении целого ряда современных задач, например, при исследовании конструкций из композитных материалов, рассмотрении изгибных деформаций коротких балок и стержней, решении динамических задач распространения фронтов возмущения, исследовании колебаний высокой частоты и т. д. Следует отметить и то, что в динамических задачах возможно искажение поперечных сечений, связанное с модами колебаний [9]. Это особенно важно при анализе и синтезе микромеханических датчиков инерциальной информации, имеющих малый размер и работающих в условиях вибровоздействий с амплитудами до 10g



Рис. 1. Кинематические схемы микромеханических гироскопов и акселерометров: *а* — планарный гироскоп; *b* — стрежневой гироскоп; *с* — акселерометр

Fig. 1. Kinematic schemes of micromechanical gyroscopes and accelerometers: a - planar gyroscope; b - core gyroscope; c - accelerometer

и частотами до 2 кГц [10]. Помимо этого, большинство микромеханических гироскопов имеют вибрирующую на высокой частоте часть (чувствительный элемент) [3, 4].

Надо отметить, что вопросы применения теории Тимошенко в различных областях науки и техники привлекают внимание как зарубежных, так и российских ученых [11—16].

Однако некоторые вопросы, связанные с использованием теории Тимошенко, остаются неосвещенными. Так, например, при исследовании собственных колебаний в различных задачах частотное уравнение получается в матричном виде, как в работе [15], затрудняющем его дальнейший анализ — определение типа и вида полученного уравнения, выделение членов, обусловленных применением теории Тимошенко и отличающих полученное уравнение от классического частотного уравнения, и т. д.

В настоящей работе получены в соответствии со сдвиговой теорией Тимошенко частотные уравнения для простейшего вибрационного гироскопа, моделью которого может служить консольная балка постоянного сечения. Также предложены формальные преобразования, позволяющие привести частотные уравнения к виду, удобному для анализа.

# Уравнение собственных колебаний вибрационного гироскопа

Рассмотрим поперечные колебания в плоскости (xy) простейшего вибрационного гироскопа. Представим его в виде балки длины L и постоянного поперечного сечения (рис. 1). Начало системы координат положим в левом конце стержня, ось x направим по срединной линии стержня. Будем считать, что оси x и y совпадают с главными осями инерции балки. Пренебрежем продольными колебаниями в доль оси x и колебаниями в плоскости xz.

Тогда рассматриваемая система будет иметь две степени свободы — продольные колебания в направлении оси *y* и угол изгиба в плоскости *xy*. Обозначим их  $u_v$  и  $\theta$  соответственно (рис. 2).

Выражения для потенциальной  $\Pi$  и кинетической T энергии можно записать в виде [9]:

$$\Pi = \frac{1}{2} \int_{0}^{L} \left[ EI_{z} \left( \frac{\partial \theta}{\partial x} \right)^{2} + k GA \left( \frac{\partial u_{y}}{\partial x} - \theta \right)^{2} \right] dx;$$
$$T = \frac{\rho}{2} \int_{0}^{L} \left[ A \left( \frac{\partial u_{y}}{\partial t} \right)^{2} + I_{z} \left( \frac{\partial \theta}{\partial t} \right)^{2} \right] dx, \tag{1}$$

где  $u_y$  и  $\theta$  — продольные колебания в направлении оси *y* и угол изгиба в плоскости (*xy*) соответственно;  $\rho$  — плотность; *E* — модуль упругости;  $I_z$  — момент инерции сечения; *G* — модуль сдвига; *A* площадь поперечного сечения балки; *k* — корректирующий коэффициент, называемый коэффициентом сдвига, который используется в уточненных теориях, основанных на сдвиговой модели Тимошенко [9].

Коэффициент сдвига k позволяет учитывать деформацию поперечного сечения, а также нелинейность рапределения нормальных продольных и поперечных напряжений. Для прямоугольного сечения обычно принимают значения коэффициента сдвига 1,2...1,5 [9, 17]. В настоящей работе





для коэффициента сдвига *k* будем использовать формулу [9]

$$k = \frac{3}{2} - \frac{3}{10(1+v)} - \frac{3v}{4(1+v)},$$

где v — коэффициент Пуассона.

Из соотношений (1), используя принцип Гамильтона — Остроградского [18], можно записать следующую систему дифференциальных уравнений:

$$\rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} - k G \left( \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} - \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) = 0;$$

$$\rho I_z \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} - E I_z \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} - k G A \left( \frac{\partial u_y}{\partial x} - \theta \right) = 0.$$
(2)

Граничные условия для балки следующих видов закрепления имеют вид [9]:

- жесткая заделка:  $u_y = 0$  и  $\theta = 0;$  (3)
- свободно опертый край:  $u_y = 0, \ \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0;$  (4)

• незакрепленный (свободный) край: 
$$\frac{\partial u_y}{\partial x} - \theta = 0$$
,

$$\frac{\partial \theta}{\partial x} = 0. \tag{5}$$

Решение системы дифференциальных уравнений (2) в случае собственных гармонических колебаний с частотами  $\omega_n$  будем искать в виде:

$$u_{y}(x, t) = \sum_{n} V_{n}(x) \mathbf{e}^{i\omega_{n}t}; \quad \theta(x, t) = \sum_{n} \Theta_{n}(x) \mathbf{e}^{i\omega_{n}t}, \quad (6)$$

где  $V_n(x)$ ,  $\Theta_n(x)$  — собственные функции, описывающие собственные колебания рассматриваемой балки.

Также введем в рассмотрение следующие безразмерные параметры:

$$\xi = \frac{x}{L}, \quad \tilde{V}_n = \frac{V_n}{L}, \quad \beta_n^2 = \frac{\rho \omega_n^2 L^4 A}{E I_z},$$
$$r^2 = \frac{I_z}{A L^2}, \quad s^2 = \frac{E I_z}{k A G L^2}, \quad (7)$$

где  $\xi$  — приведенная координата;  $\beta_n$  — *n*-я безразмерная собственная частота колебаний;  $r^2$  — коэффициент, учитывающий инерцию поворота поперечного сечения;  $s^2$  — коэффициент, учитывающий влияние деформации сдвига; L — длина балки.

Подставляя решение (6) в (2) и учитывая (7), систему (2) можно привести к виду:

$$\frac{d^{4}\tilde{V}_{n}}{d\xi^{4}} + (r^{2} + s^{2})\beta_{n}^{2}\frac{d^{2}\tilde{V}_{n}}{d\xi^{2}} + (\beta_{n}^{2}r^{2}s^{2} - 1)\beta_{n}^{2}\tilde{V}_{n} = 0;$$
  
(1 - \beta\_{n}^{2}r^{2}s^{2})\tilde{\Phi}\_{n} = s^{2}\frac{d^{3}\tilde{V}\_{n}}{d\xi^{3}} + (1 + \beta\_{n}^{2}s^{4})\frac{d\tilde{V}\_{n}}{d\xi}, \quad (8)

где для единообразия записи принято  $\tilde{\Theta}_n = \Theta_n$ .

Граничные условия (3)—(5) для функций  $\tilde{V}_n = \tilde{V}_n(\xi), \ \tilde{\Theta}_n = \tilde{\Theta}_n(\xi)$  примут следующий вид:

- жесткая заделка:  $\tilde{V}_n = 0$ ,  $\tilde{\Theta}_n = 0$ ; (9)
- свободно опертый край:  $\tilde{V}_n = 0, \ \frac{d\Theta_n}{d\xi} = 0; \ (10)$

• свободный край: 
$$\frac{dV_n}{d\xi} - \tilde{\Theta}_n = 0, \ \frac{d\tilde{\Theta}_n}{d\xi} = 0.$$
 (11)

Таким образом, решение задачи о собственных поперечных колебаниях стержня свелось к задаче решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений (8). Решив систему (8) при задании граничных условий в виде (9)—(11), можно построить решение (6), описывающее свободные колебательные движения стержня для различных видов закрепления с учетом сдвиговой теории Тимошенко.

# Построение аналитического решения задачи о поперечных колебаниях балки

Характеристическое уравнение для функции  $\tilde{V}_n$ , согласно соответствующему уравнению системы (8), будет иметь следующий вид:

$$\lambda_n^4 + (r^2 + s^2)\beta_n^2 \lambda_n^2 + (\beta_n^2 r^2 s^2 - 1)\beta_n^2 = 0.$$
(12)

Из характеристического уравнения (12) следует наличие двух спектров частот в зависимости от знака выражения  $(1 - \beta_n^2 r^2 s^2)$ . Также при  $\beta_n^2 r^2 s^2 = 1$ существует решение чисто сдвиговращательного характера с нулевым поперечным перемещением [9], которое в настоящей работе не рассматривается.

Для первого спектра ( $\beta_n^2 r^2 s^2 < 1$ , низкие частоты) решение для  $\tilde{V}_n$  будет иметь следующий вид:

$$\tilde{V}_{n}^{(\mathrm{H})} = A_{n,1} \mathrm{sh}(\lambda_{n,1}\xi) + A_{n,2} \mathrm{ch}(\lambda_{n,1}\xi) + A_{n,3} \mathrm{sin}(\lambda_{n,2}\xi) + A_{n,4} \mathrm{cos}(\lambda_{n,2}\xi), \qquad (13)$$

где

$$\lambda_{n,1} = \sqrt{-b_{n,0} + \mu_n}, \quad \lambda_{n,2} = \sqrt{b_{n,0} + \mu_n};$$
 (14)

$$b_{n,0} = \frac{1}{2} \beta_n^2 (r^2 + s^2), \ \mu_n = \frac{1}{2} \sqrt{\beta_n^4 (r^2 - s^2)^2 + 4\beta_n^2}. \ (15)$$

Для второго спектра ( $\beta_n^2 r^2 s^2 > 1$ , высокие частоты) решение для  $\tilde{V}_n$  будет иметь такой вид:

$$\tilde{V}_{n}^{(B)} = B_{n,1} \sin(\lambda_{n,3}\xi) + B_{n,2} \cos(\lambda_{n,3}\xi) + B_{n,3} \sin(\lambda_{n,4}\xi) + B_{n,4} \cos(\lambda_{n,4}\xi), \quad (16)$$

где

$$\lambda_{n,3} = \sqrt{b_{n,0} + \mu_n}, \quad \lambda_{n,4} = \sqrt{b_{n,0} - \mu_n}.$$
 (17)

В формулах (17)  $b_{n,0}$  и  $\mu_n$  определяются соотношениями (15).

– НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 4, 2015 —

23

Подставив решение (13) и (16) во второе уравнение системы (8), получим соотношения для определения  $\tilde{\Theta}_n$ :

$$\tilde{\Theta}_{n}^{(\mathrm{H})} = L_{n,1}A_{n,2}\mathrm{sh}(\lambda_{n,1}\xi) + L_{n,1}A_{n,1}\mathrm{ch}(\lambda_{n,1}\xi) + L_{n,2}A_{n,4}\mathrm{sin}(\lambda_{n,2}\xi) - L_{n,2}A_{n,3}\mathrm{cos}(\lambda_{n,2}\xi); \quad (18)$$

$$\tilde{\Theta}_{n}^{(B)} = L_{n,3}B_{n,2}\sin(\lambda_{n,3}\xi) - L_{n,3}B_{n,1}\cos(\lambda_{n,3}\xi) + L_{n,4}B_{n,4}\sin(\lambda_{n,4}\xi) - L_{n,4}B_{n,3}\cos(\lambda_{n,4}\xi),$$
(19)

где

$$L_{n,1} = \frac{(s^2 \lambda_{n,1}^2 + \beta_n^2 s^4 + 1)\lambda_{n,1}}{1 - \beta_n^2 r^2 s^2},$$
  
$$L_{n,2} = \frac{(s^2 \lambda_{n,2}^2 - \beta_n^2 s^4 - 1)\lambda_{n,2}}{1 - \beta_n^2 r^2 s^2},$$
 (20)

$$L_{n,3} = \frac{(s^2 \lambda_{n,3}^2 - \beta_n^2 s^4 - 1)\lambda_{n,3}}{1 - \beta_n^2 r^2 s^2},$$
  
$$L_{n,4} = \frac{(s^2 \lambda_{n,4}^2 - \beta_n^2 s^4 - 1)\lambda_{n,4}}{1 - \beta_n^2 r^2 s^2}.$$
 (21)

Индексами (н) и (в) в формулах (13), (16), (18), (19) обозначено, к какому спектру частот относится решение — к низким или высоким частотам.

# Частотные уравнения вибрационного гироскопа и их формальные преобразования

Рассмотрим модель вибрационного гироскопа (рис. 3), которую представим как консольную балку постоянного поперечного сечения, жестко закрепленную при  $\xi = 0$  и свободную при  $\xi = 1$ .

Граничные условия для такой балки определятся соотношениями (9), (11) или, для безразмерных функций  $\tilde{V}_n^{(H)}$  и  $\tilde{\Theta}_n^{(H)}$  соотношениями (12), (17);  $\tilde{V}_n^{(B)}$  и  $\tilde{\Theta}_n^{(B)}$  — формулами (15), (18). Выполнение граничных условий приводит к следующим системам линейных уравнений (индекс *n* для краткости опущен) относительно  $A_i$ ,  $B_i$  ( $i = \overline{1, 4}$ ):

$$\begin{cases}
A_{2} + A_{4} = 0, \\
L_{1}A_{1} - L_{2}A_{3} = 0, \\
L_{1}A_{1}\lambda_{1}\operatorname{sh}(\lambda_{1}) + L_{1}A_{2}\lambda_{1}\operatorname{ch}(\lambda_{1}) + \\
+ L_{2}A_{3}\lambda_{2}\sin(\lambda_{2}) + L_{2}A_{4}\lambda_{2}\cos(\lambda_{2}) = 0, \\
A_{1}(\lambda_{1} - L_{1})\operatorname{ch}(\lambda_{1}) + A_{2}(\lambda_{1} - L_{1})\operatorname{sh}(\lambda_{1}) + \\
+ A_{3}(\lambda_{2} + L_{2})\cos(\lambda_{2}) - A_{4}(\lambda_{2} + L_{2})\sin(\lambda_{2}) = 0; \\
B_{2} + B_{4} = 0, \\
-L_{3}B_{1} - L_{4}B_{3} = 0, \\
L_{3}B_{1}\lambda_{3}\sin(\lambda_{3}) + L_{3}B_{2}\lambda_{3}\cos(\lambda_{3}) + \\
+ L_{4}B_{3}\lambda_{4}\sin(\lambda_{4}) + L_{4}B_{4}\lambda_{4}\cos(\lambda_{4}) = 0, \\
B_{1}(\lambda_{3} + L_{3})\cos(\lambda_{3}) - B_{2}(\lambda_{3} + L_{1})\sin(\lambda_{3}) + \\
+ B_{3}(\lambda_{4} + L_{4})\cos(\lambda_{4}) - B_{4}(\lambda_{4} + L_{4})\sin(\lambda_{4}) = 0.
\end{cases}$$
(22)



Fig. 3. Elementary model of a vibratory gyroscope

Для того чтобы системы линейных уравнений (22), (23) имели нетривиальные решения, их определители должны быть равны нулю.

Вычисляя и приравнивая к нулю определители систем (22) и (23), получим следующие частотные уравнения для первого и второго спектров частот. Для первого спектра частот

$$L_{1}L_{2}(-\lambda_{2}(\lambda_{2} + L_{2}) + \lambda_{1}(\lambda_{1} - L_{1})) - L_{1}L_{2}(\lambda_{1}(\lambda_{2} + L_{2}) + \lambda_{2}(\lambda_{1} - L_{1}))\operatorname{sh}(\lambda_{1})\operatorname{sin}(\lambda_{2}) + (\lambda_{1}L_{1}^{2}(\lambda_{2} + L_{2}) - \lambda_{2}L_{2}^{2}(\lambda_{1} - L_{1}))\operatorname{ch}(\lambda_{1})\operatorname{cos}(\lambda_{2}) = 0.$$
(24)

Для второго спектра частот

$$L_{3}L_{4}(\lambda_{4}(\lambda_{4} + L_{4}) + \lambda_{3}(\lambda_{3} + L_{3})) - L_{3}L_{4}(\lambda_{3}(\lambda_{4} + L_{4}) + \lambda_{4}(\lambda_{3} + L_{3}))\sin(\lambda_{3})\sin(\lambda_{4}) + (\lambda_{3}L_{3}^{2}(\lambda_{4} + L_{4}) + \lambda_{4}L_{4}^{2}(\lambda_{3} + L_{3}))\cos(\lambda_{3})\cos(\lambda_{4}) = 0.$$
 (25)

Полученные частотные уравнения (24) и (25) для первого и второго спектров соответственно довольно неудобны для анализа и не позволяют сравнить их с аналогичными уравнениями, получаемыми в рамках других теорий изгиба, например классической. Путем некоторых формальных преобразований уравнения (24) и (25) можно привести к более простому виду. Приведем эти преобразования.

Введем следующее обозначение:

$$b_1 = 1 - \beta_n^2 r^2 s^2.$$
 (26)

Для первого спектра частот  $b_1$  будет всегда положительной, для второго спектра — отрицательной. Тогда, учитывая обозначения (14), (15), можем записать следующие соотношения:

$$\lambda_{1}^{2} \lambda_{2}^{2} = \beta^{2} b_{1}; \quad \lambda_{2}^{2} - \lambda_{1}^{2} = \beta^{2} (r^{2} + s^{2}); \\\lambda_{1}^{4} + \lambda_{2}^{4} = 2\beta^{2} + \beta^{4} r^{4} + \beta^{4} s^{4}; \quad (27a)$$
$$\lambda_{3}^{2} \lambda_{4}^{2} = -\beta^{2} b_{1}; \quad \lambda_{4}^{2} + \lambda_{3}^{2} = \beta^{2} (r^{2} + s^{2}); \\\lambda_{3}^{4} + \lambda_{4}^{4} = 2\beta^{2} + \beta^{4} r^{4} + \beta^{4} s^{4}. \quad (276)$$

Из вторых соотношений формул (27а, б) формально можно записать:

$$\lambda_{1}^{2} = \lambda_{2}^{2} - \beta^{2}(r^{2} + s^{2}); \ \lambda_{2}^{2} = \lambda_{1}^{2} + \beta^{2}(r^{2} + s^{2});$$
(28a)  
$$\lambda_{3}^{2} = -\lambda_{4}^{2} + \beta^{2}(r^{2} + s^{2});$$
  
$$\lambda_{4}^{2} = -\lambda_{3}^{2} + \beta^{2}(r^{2} + s^{2}).$$
(286)

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 4, 2015 -

Учитывая соотношения (26), (28а), выражения (20) для  $L_1$ ,  $L_2$  можно записать в виде:

$$L_1 = \frac{(s^2 \lambda_2^2 + b_1)\lambda_1}{b_1}; \quad L_2 = \frac{(s^2 \lambda_1^2 - b_1)\lambda_2}{b_1}.$$
 (29)

Подставив (26) и (28б) в соотношения (21), получим

$$L_3 = \frac{(s^2 \lambda_4^2 + b_1)\lambda_3}{-b_1}; \quad L_4 = \frac{(s^2 \lambda_3^2 + b_1)\lambda_4}{-b_1}.$$
 (30)

Используя (29) и (30), запишем следующие соотношения:

$$L_1 - \lambda_1 = \frac{s^2 \lambda_2^2 \lambda_1}{b_1}; \quad L_2 + \lambda_2 = \frac{s^2 \lambda_1^2 \lambda_2}{b_1};$$
 (31a)

$$L_3 + \lambda_3 = \frac{s^2 \lambda_4^2 \lambda_3}{-b_1}; \quad L_4 + \lambda_4 = \frac{s^2 \lambda_3^2 \lambda_4}{-b_1}.$$
 (316)

Подставив обозначения и выражения (26)—(31) в соответствующие частотные уравнения (24) и (25), после преобразований их можно привести к следующему виду:

для первого спектра

$$2 - \frac{\beta(r^2 + s^2)}{\sqrt{1 - \beta^2 r^2 s^2}} \operatorname{sh}(\lambda_1) \operatorname{sin}(\lambda_2) + [2 + \beta^2 (r^2 - s^2)^2] \operatorname{ch}(\lambda_1) \cos(\lambda_2) = 0; \quad (32)$$

для второго спектра

$$2 - \frac{\beta(r^2 + s^2)}{\sqrt{\beta^2 r^2 s^2 - 1}} \sin(\lambda_3) \sin(\lambda_4) + [2 + \beta^2 (r^2 - s^2)^2] \cos(\lambda_3) \cos(\lambda_4) = 0.$$
(33)

Из уравнения (32) видно, что при обнулении *r* и *s* частотное уравнение (32) сводится к частотному уравнению для консольной балки, получаемой в рамках классической теории [19].

Так как использование классической теории изгиба не предсказывает появления второго спектра собственных колебаний, то сопоставить полученное уравнение (33) с аналогичным из классической теории не представляется возможным.

### Исследование частотного уравнения и анализ результатов

На следующем этапе проводили анализ полученных частотных уравнений (32), (33). Получаемые значения собственных частот и форм колебаний сравнивали с результатами классической теории и результатами численного расчета с конечными элементами, учитывающими теорию Тимошенко, в известном программном комплексе ANSYS [20, 21].

Обозначим величину, разделяющую спектр частот на два, как  $\beta_{\rm M} = 1/rs$ . Очевидно, что для любых  $\beta < \beta_{\rm M}$  выполняется неравенство  $\beta^2 r^2 s^2 < 1$ , и необходимо пользоваться соотношениями и формулами для первого спектра частот. И для любых  $\beta > \beta_{M}$  выполняется неравенство  $\beta^2 r^2 s^2 > 1$ , т. е. работают формулы для второго спектра частот. Величина  $\beta_{M}$  безразмерная и, как видно из выражений (7), для r и s зависит от геометрических и физических параметров — длины балки, ее жесткости на изгиб, отношения модуля Юнга к модулю сдвига, коэффициента сдвига сечения. Тогда как вычисленная по формулам (7) размерная величина, соответствующая β<sub>м</sub>, зависит от физических параметров балки и геометрических параметров ее сечения и не зависит от длины балки.

При моделировании рассматривали простейшую модель вибрационного гироскопа — консольную балку со следующими параметрами [4]:  $\rho = 2210 \text{ кг/м}^3$ , E = 70 ГПа,  $\nu = 0,17$ , h = 25 мкм. Длина балки варьировалась от 100 до 25 мкм.

Для рассматриваемой балки размерное значение частоты, отделяющей первый и второй спектры частот, будет равна 86 425 кГц, независимо от способа закрепления.

В табл. 1 приведены размерные собственные частоты первого и второго спектров для консольных и жестко закрепленных балок прямоугольного сечения с разными соотношениями длины балки *L* и высоты сечения *h*.

В табл. 1 моды, соответствующие первым трем частотам низкого спектра, обозначены как 1, 2, 3. Моды, соответствующие первым трем частотам второго спектра, будем называть 4, 5, 6. Частоты,

> Таблица 1 *Table 1*

Size frequencies of a cuminever beam, Kitz									
Мола	L/h = 4			L/h = 2			L/h = 1		
(Mode)	ЭБ. (ЕВ.)	Б. Т. (В. Т.)	ANSYS	ЭБ. (ЕВ.)	Б. Т. (В. Т.)	ANSYS	ЭБ. (ЕВ.)	Б. Т. (В. Т.)	ANSYS
1	2 274	2 195	2 179	9 096	8 028	7 846	36 384	25 373	24 055
2	14 251	11 602	11 199	57 004	32 495	30 442	228 016	69 416	65 037
3	39 903	27 300	25 905	159 612	68 946	64 008	638 451	_	_
4	—	93 166	87 472	—	93 699	106 810	—	132 635	113 760
5	_	97 809	99 485	_	118 495	116 090	_	161 397	149 080
6	-	111 114	104 950	—	129 575	142 800	—	215 930	175 700

Размерные частоты для консольной балки, кГц Size frequencies of a cantilever beam, kHz

найденные с помощью классической теории изгиба Эйлера—Берулли, показаны в столбцах Э.-Б.; с помощью частотных уравнений (31), (37) для балки Тимошенко — в столбцах Б. Т. Результаты расчета в программном комплексе ANSYS приведены в столбцах ANSYS. Для строк мода 4, 5, 6 в столбцах Э.-Б. стоят прочерки, так как классическая теория не предсказывает появления второго спектра частот.

Из табл. 1 видно, что в первом спектре для консольных балок при L/h = 1 можно вычислить только две частоты. Все остальные частоты для такой балки будут выше частоты  $\beta_{\rm M}$ , и их необходимо вычислять, используя частотное уравнение для второго спектра. Также из табл. 1 следует, что классическая теория дает завышенные значения собственных частот, т. е. при использовании теории Тимошенко наблюдается смещение резонансных частот к более низким значениям. Этот факт важен, так как частота колебаний чувствительного элемента большинства микромеханических гироскопов должна быть близка к резонансной [3, 4].

В табл. 2 приведены отличия в процентах значений, полученных в рамках классической теории и теории Тимошенко, от значений, вычисленных в программном комплексе ANSYS.

Как видно из табл. 2, уже при отношении L/h = 4 погрешность определения частоты первой и второй мод колебаний в рамках теории Эйлера—Бернулли составляет примерно 4,36 и 27,25 % соответственно. Эта погрешность нарастает с уменьшением отношения L/h.

Таким образом, из табл. 2 можно сделать вывод, что для относительно коротких балок, отношение длины которых к характерному размеру меньше 4, использование теории Эйлера—Бернулли при исследовании вибраций приводит к существенным погрешностям.

Расхождение аналитического решения с результатами ANSYS может быть объяснено следующими соображениями. Во-первых, аналитическое частот-

Т	аблица 2
	Table 2
Отличия полученных частот от результатов	
вычисления ANSYS, %	

The diffrences between the received frequencies from the results of calculations in ANSYS, %

Мола	L/h = 4		L/h	= 2	L/h = 1	
(Mode)	ЭБ.	Б. Т.	ЭБ.	Б. Т.	ЭБ.	Б. Т.
	(ЕВ.)	(В. Т.)	(ЕВ.)	(В. Т.)	(ЕВ.)	(В. Т.)
1	4,36	0,73	15,93	2,32	51,25	5,48
2	27,25	3,47	87,25	6,74	250,59	6,73
3	54,03	5,11	149,36	7,71	—	—
4	—	6,11	—	12,27	—	16,59
5	—	1,71	—	2,07	—	8,26
6	—	5,55	—	9,26	—	22,89

ное уравнение было получено для чистого изгиба балки Тимошенко и не учитывало продольные деформации, в отличие от расчетов в ANSYS. Во-вторых, нарастала ошибка, обусловленная особенностью численных расчетов и конечно-элементного моделирования.

#### Заключение

В работе построены в рамках теории Тимошенко частотные уравнения для консольной балки постоянного сечения, которая может служить модельным примером вибрационного гироскопа и его конструктивных элементов. Учет теории Тимошенко приводит к появлению двух спектров частот собственных колебаний. Выражение для безразмерной частоты, разделяющей первый и второй спектры, можно записать как  $\beta_{\rm M} = 1/rs$ . Для обоих спектров собственных частот построены соответствующие частотные уравнения.

Приведенная в работе методика, позволяющая преобразовать частотные уравнения к более простому и удобному для анализа виду, может быть использована при выводе частотных уравнений для других видов закрепления торцов балки.

Показано, что обнуление коэффициентов *r и s* в частотном уравнении (32) для первого спектра приводит его к соответствующему частотному уравнению классической теории Эйлера—Бернулли. Для частотного уравнения (33) второго спектра частот аналогий в рамках теории Эйлера—Бернулли не существует.

Доказано, что применение теории Тимошенко приводит к смещению частот собственных колебаний к более низким значениям по сравнению с классической теорией.

Показано, что классическая теория Эйлера-Бернулли приводит к довольно приближенным результатам (погрешность более 25 %) при определении собственных частот для балок с отношением длины к характерному размеру, равному или менее 4. Это определяет важность и даже необходимость использования сдвиговой теории Тимошенко при исследовании собственных колебаний и моделировании вибрационной нагрузки на приборы и датчики с конструктивными элементами, отношение длины которых к их характерному размеру мало. Особую важность это заключение приобретает при конечно-элементном моделировании датчиков инерциальной информации с помощью элементов, в которых не учитывается теория Тимошенко. При разбиении модели на такие элементы следует принимать во внимание не только их геометрические размеры, но и отношение длин элементов к их характерному размеру.

Таким образом, применение теории Тимошен-ко позволяет существенно уточнить значения соб-

ственных частот. Более точное значение собственных частот позволит с помощью подбора частоты первичных колебаний чувствительного элемента микромеханического гироскопа увеличить амплитуду вторичных колебаний, обусловленных гироскопическим эффектом.

#### Список литературы

1. **Пешехонов В. Г.** Современное состояние и перспективы развития гироскопических систем // Гироскопия и навигация. 2011. № 1. С. 3—17.

2. **Лестев А. М., Попова И. В.** Современное состояние и тенденции развития механических миниатюрных гироскопов в России // Гироскопия и навигация. 1997. № 2. С. 17–23.

3. **Распопов В. Я.** Микромеханические приборы. М.: Машиностроение, 2007. 400 с.

4. Джашитов В. Э., Панкратов В. М. Датчики, приборы и системы авиакосмического и морского приборостроения в условиях тепловых воздействий. / Под общ. ред. В. Г. Пешехонова. С.-Петербург: Изд. ГНЦ РФ ЦНИИ "Электроприбор", 2005. 404 с.

5. Джашитов В. Э., Панкратов В. М., Барулина М. А. Теоретические основы разработки и создания суперминиатюрного микромеханического многофункционального датчика инерциальной информации // Нано- и микросистемная техника. 2010. № 5 (118). С. 46–54.

6. Barulina M. A., Dzhashitov V. E., Pankratov V. M., Kalinin M. A., Papko A. A. Mathematical model of a micromechanical accelerometer with temperature influences, dynamic effects, and the thermoelastic stress-strain state taken into account // Gyroscopy and Navigation. 2010. T. 1. N. 1. C. 52–61.

7. Дарков А. В., Шпиро Г. С. Сопротивление материалов. Изд. 3-е. М.: Высшая школа, 1969. 734 с.

8. Светлицкий В. А. Механика стержней. В 2 ч. Ч. 1. Статика. М.: Высшая школа, 1987. 320 с.

9. Григолюк Э. И., Селезов И. Т. Неклассические теории колебаний стержней, пластин и оболочек. // Итоги науки и

техники. Сер.: Механика тверд. деформ. тел. М.: Изд-во ВИНИТИ, 1973. Т. 5. 272 с.

10. http://www.systron.com/sites/default/files/964001\_qrsl lx\_ 0.pdf (дата обращения: 14.10.2014).

11. **Stephen N. G.** The second spectrum of Timoshenko beam theory – Further assessment // Journal of Sound and Vibration. 2006. N. 292. P. 372–389.

12. Bedjilili Y., Tounsi A., Berrabah H. M., Mechab I., Adda Bedia E. A., Benaissa S. Natural frequencies of composite beams with a variable fiber volume fraction including rotary inertia and shear deformation. Applied Mathematics and Mechanics (English Edition). 2009. N. 30 (6). P. 717–726.

13. Sadeghian M., Ekhteraei Toussi H. Frequency analysis of a Timoshenko beam located on an elastic foundation // International Journal of Engineering (IJE) — Transactions A: Basics. January. V. 24. N. 1. P. 87–105.

14. **Rongqiao Xu, Guannan Wang.** Bending solutions of the Timoshenko partial-interaction composite beams using Euler-Bernoulli solutions // Journal of Engineering Mechanics. Dec 2013. V. 139. N. 12. P. 1881–1885.

15. **Троценко Ю. В.** О применении модели балки Тимошенко в задаче о собственных не осесимметричных колебаниях цилиндрической оболочки с присоединенным твердым телом // Акустичний вісник. 2003. Т. 6, N. 4. С. 54—64.

16. **Тулкина А. Н.** Определение частот и форм колебаний стержневой системы, содержащей нанообъект, на основе теории С. П. Тимошенко // Вестник СПбГУ (Серия 1). 2011. Март. Вып. № 1. С. 144—154.

2011. Март. Вып. № 1. С. 144—154. 17. **Przemieniecki J. S.** Theory of matrix structural analysis. New York: Dover publications, 1985. 480 с.

18. **Бердичевский В. Л.** Вариационные принципы механики сплошной среды. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. литературы, 1983. 448 с.

19. Барштейн М. Ф., Ильичев В. А., Коренев Б. Г. и др. Динамический расчет зданий и сооружений / Под ред. Б. Г. Коренева, И. М. Рабиновича. 2-е изд. М.: Стройиздат, 1984. 303 с.

20. **Esam M.** Alawadhi Finite Element Simulations Using ANSYS. CRC Press. 2009. 416 p.

21. Барулина М. А. Использование ANSYS WORKBENCH для работы с геометрическими моделями. М.: Эдитус, 2012. 316 с.

#### M. A. Barulina, Ph. D., Senior Researcher,

Institute of Problems of Fine Mechanics and Management of RAS (IPFMM RAS), Saratov E-mail: marina@barulina.ru, iptmuran@san.ru

### Frequency Equations and Self-induced Vibrations of the Elements of the Vibratory Micromechanical Gyroscopes Based on Timoshenko Shift Theory

Frequency equations were constructed for a console beam of a constant section within the framework of Timoshenko shift theory. The proposed method, allowing us to present the frequency equations in a form, more convenient for an analysis, can be used for derivation of the frequency equations for a beam at other kinds of fastening. The authors proved the efficiency of the use of Timoshenko theory for research of the self-induced vibrations and modeling of the vibratory loads of the sensors of the inertial information with the constructive elements, which have a low ratio of their length to their characteristic dimensions.

Keywords: frequency equations, gyroscopes, vibrations, Timoshenko theory

#### Introduction

Increasing requirements [1, 2] to the accuracy of the micromechanical sensors of inertial information (MEMS) necessitate deep studies of the mutual influence of various physical processes, taking into account the influence of the environment where these sensors functioning and also such important factors as external vibration influence that affects the accuracy and efficiency of such devices.

Important elements of a lot of sensors of inertial information (fig. 1) [3-6] can be represented as a rod or beam ele-

ments at the modeling. Use of the theory of Timoshenko one of the improved theories of bending is better instead of Euler-Bernoulli classical theory of the transverse oscillations of the rods for research of vibration influence in MEMS and its structural elements and the arising effects.

Euler-Bernoulli theory suggests: the cross-sections of the rod, which are flat and perpendicular to the axis of the rod before deformation, remain the same during bending relative to the deformed axis of the rod; the longitudinal sections have no influence on each other during bending; the inertia of the cross section of the rod during bending is negligible [7, 8]. In contrast to the classical theory, the Timoshenko theory describes the bending of the finite beam more accurately and closer to the real. It takes into account the rotation inertia of the cross section of the beam and assumes that a flat cross section that normal to the longitudinal axis, after deformation remains flat, but not necessarily normal to the deformed longitudinal axis [9].

The effects taking into account in Timoshenko theory are very important in solving of a number of issues, for example, in the study of structures of composite materials, considering of the bending deformations of short beams and rods, solution of dynamic problems of propagation of disturbance fronts, study of high frequency vibrations, etc. It should be noted, that in the dynamic problems, the distortion of the cross sections can occur associated with the vibrational modes [9]. This is important in the analysis and synthesis of MEMS with small size and operating under vibration action with the amplitudes of up to 10 g and with frequencies of up to 2 kHz [10]. In addition, the most of micromechanical gyroscopes have a part vibrating at a high frequency [3,4].

It should be noted that the application of the theory of Timoshenko in various fields of science and technology attract the attention of the Russian and foreign scientists [11-16]. However, some issues related to the use of the theory of Timoshenko, are not covered. For example, in the study of natural oscillations in various problems, the frequency equation is obtained in matrix form [15], which makes difficult its further analysis – determination of the type and the kind of obtained equation; separation of members due to the use of the theory of Timoshenko and differentiating the resulting equation from the classical frequency equation, etc.

In this paper, the frequency equations for the simplest vibratory gyroscope were received in accordance with the theory of Timoshenko, which model can be a cantilever beam of constant cross section. The formal transformations allowing to make the frequency equations convenient for the analysis are also provided.

#### The equation of natural oscillations of the vibratory gyroscope

Let's consider the transverse vibrations in the plane (xy) of a simple vibratory gyroscope. Let's represent it in the form of a beam with a length L and the constant cross-section (fig. 1). The origin of coordinates is set at the left end of the rod, the axis x is directed along its middle line. Let's assume, that the axes x and y coincide with the main axes of inertia of the beam. Let's neglect the longitudinal vibrations along the axis xand in the plane xz. Then, the system has two degrees of freedom – the longitudinal vibrations in the direction of the axis y and the bend angle in the plane xy. Let's specify their  $u_v$  and  $\theta$ , respectively (fig. 2).

The expressions for the potential  $\Pi$  and kinetic energy T can be written as [9]:

$$\Pi = \frac{1}{2} \int_{0}^{L} \left[ E I_{z} \left( \frac{\partial \theta}{\partial x} \right)^{2} + k G A \left( \frac{\partial u_{y}}{\partial x} - \theta \right)^{2} \right] dx;$$
$$T = \frac{\rho}{2} \int_{0}^{L} \left[ A \left( \frac{\partial u_{y}}{\partial t} \right)^{2} + I_{z} \left( \frac{\partial \theta}{\partial t} \right)^{2} \right] dx, \tag{1}$$

where  $u_v$  and  $\theta$  — the longitudinal oscillations in the direction of the axis y and the bend angle in the plane (xy), respectively;  $\rho$  – density; *E* – modulus of elasticity;  $I_{z}$  – second moment of area; G – shear modulus; A – cross sectional area of the beam; k – correction shift factor that used in the improved theories based on the Timoshenko model [9].

The shear coefficient k allows to take into account the deformation of the cross section and the non-linearity of distribution of normal longitudinal and transverse stresses. For a rectangular cross-section, its values usually take 1,2...1,5 [9, 17]. In the present work, the shift factor  $\kappa$  will use the following formula [9]:

$$k = \frac{3}{2} - \frac{3}{10(1+v)} - \frac{3v}{4(1+v)}$$

where v — the Poisson's ratio.

From the relations (1) using Hamilton's-Ostrogradsky principle [18] it is possible to write the system of differential equations:

$$\rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} - k G \left( \frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} - \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) = 0;$$

$$\rho I_z \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} - E I_z \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} - k G A \left( \frac{\partial u_y}{\partial x} - \theta \right) = 0.$$
(2)

The boundary conditions for the beam for the following reinforcements are [9]:

- anchorage:  $u_v = 0$  and  $\theta = 0$ ; (3)
- freely supported edge:  $u_y = 0$ ,  $\frac{\partial \theta}{\partial x} = 0$ ; (4)
- free edge:  $\frac{\partial u_y}{\partial x} \theta = 0, \ \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0.$ (5)

The solutions of the system of equations (2) in the case of own harmonic oscillations with the frequencies will be sought in the form of:

$$u_{y}(x, t) = \sum_{n} V_{n}(x) \mathbf{e}^{i\omega_{n}t}; \quad \theta(x, t) = \sum_{n} \Theta_{n}(x) \mathbf{e}^{i\omega_{n}t}, \quad (6)$$

where  $V_n(x)$ ,  $\Theta_n(x)$  — the functions that describe the natural oscillations of the considered beam.

Also we introduce the dimensionless parameters:

$$\xi = \frac{x}{L}, \quad \tilde{V}_n = \frac{V_n}{L}, \quad \beta_n^2 = \frac{\rho \omega_n^2 L^4 A}{E I_z},$$
$$r^2 = \frac{I_z}{A L^2}, \quad s^2 = \frac{E I_z}{k A G L^2}, \quad (7)$$

where  $\xi$  – reduced coordinate;  $\beta_n$  – *n*-dimensionless natural oscillation frequency;  $r^2$  – the coefficient taking into account the rotation inertia of the cross section;  $s^2$  – the coefficient taking into account the effect of shear deformation; L – thee length of the beam.

Substituting the solution (6) into (2) and using (7), (2), it can be reduced to the form:

$$\frac{d^{4}\tilde{V}_{n}}{d\xi^{4}} + (r^{2} + s^{2})\beta_{n}^{2}\frac{d^{2}\tilde{V}_{n}}{d\xi^{2}} + (\beta_{n}^{2}r^{2}s^{2} - 1)\beta_{n}^{2}\tilde{V}_{n} = 0,$$
  
$$(1 - \beta_{n}^{2}r^{2}s^{2})\tilde{\Theta}_{n} = s^{2}\frac{d^{3}\tilde{V}_{n}}{d\xi^{3}} + (1 + \beta_{n}^{2}s^{4})\frac{d\tilde{V}_{n}}{d\xi},$$
 (8)

where  $\tilde{\Theta}_n = \Theta_n$  accepted for the uniformity of entries. The boundary conditions (3)–(5) for the functions  $\tilde{V}_n = \tilde{V}_n(\xi), \ \tilde{\Theta}_n = \tilde{\Theta}_n(\xi)$  will take the form:

• anchorage:  $\tilde{V}_n = 0$ ,  $\tilde{\Theta}_n = 0$ ; (9)

• freely supported region: 
$$\tilde{V}_n = 0, \ \frac{d\Theta_n}{d\xi} = 0;$$
 (10)

• free edge: 
$$\frac{d\tilde{V}_n}{d\xi} - \tilde{\Theta}_n = 0, \ \frac{d\tilde{\Theta}_n}{d\xi} = 0.$$
 (11)

Thus, the solution of the problem of the own transverse oscillations of the rod was reduced to solving of a system of ordinary differential equations (8). With the boundary conditions (9)—(11), we can construct a solution (6), which describes the free oscillatory motions of the rod at various fastening taking into account the shear theory of Timoshenko.

# Constructing of an analytical solution of the issue of transverse oscillations of a beam

The characteristic equation for function  $\tilde{V}_n$ , according to the corresponding equation (8) will have the form:

$$\lambda_n^4 + (r^2 + s^2)\beta_n^2 \lambda_n^2 + (\beta_n^2 r^2 s^2 - 1)\beta_n^2 = 0.$$
 (12)

It implies the existence of two frequency spectra, depending on the sign of the expression  $(1 - \beta_n^2 r^2 s^2)$ . At  $\beta_n^2 r^2 s^2 = 1$ there is a solution of an only shear-rotational character with zero transverse movement [9], which is not considered in this paper.

For the first spectrum  $(\beta_n^2 r^2 s^2 < 1)$ , low frequencies), the solution for  $\tilde{V}_n$  will look like:

$$\tilde{V}_{n}^{(\mathrm{H})} = A_{n,1}\mathrm{sh}(\lambda_{n,1}\xi) + A_{n,2}\mathrm{ch}(\lambda_{n,1}\xi) + A_{n,3}\mathrm{sin}(\lambda_{n,2}\xi) + A_{n,4}\mathrm{cos}(\lambda_{n,2}\xi),$$
(13)

where

$$\lambda_{n,1} = \sqrt{-b_{n,0} + \mu_n}, \quad \lambda_{n,2} = \sqrt{b_{n,0} + \mu_n};$$
 (14)

$$b_{n,0} = \frac{1}{2} \beta_n^2 (r^2 + s^2), \quad \mu_n = \frac{1}{2} \sqrt{\beta_n^4 (r^2 - s^2)^2 + 4\beta_n^2}.$$
(15)

For the second spectrum  $(\beta_n^2 r^2 s^2 > 1)$ , high frequencies), the solution for  $\tilde{V}_n$  will look like:

$$\tilde{V}_{n}^{(B)} = B_{n,1} \sin(\lambda_{n,3}\xi) + B_{n,2} \cos(\lambda_{n,3}\xi) + B_{n,3} \sin(\lambda_{n,4}\xi) + B_{n,4} \cos(\lambda_{n,4}\xi), \quad (16)$$

where

$$\lambda_{n,3} = \sqrt{b_{n,0} + \mu_n}, \quad \lambda_{n,4} = \sqrt{b_{n,0} - \mu_n}.$$
 (17)

In the formulas (17), the  $b_{n,0}$  and  $\mu_n$  are defined by the relations (15).

Substituting the solution (13) and (16) into the second equation of the system (8), we obtain relations for the determination of  $\tilde{\Theta}_n$ :

$$\widetilde{\Theta}_{n}^{(\mathrm{H})} = L_{n,1}A_{n,2}\mathrm{sh}(\lambda_{n,1}\xi) + L_{n,1}A_{n,1}\mathrm{ch}(\lambda_{n,1}\xi) + L_{n,2}A_{n,4}\mathrm{sin}(\lambda_{n,2}\xi) - L_{n,2}A_{n,3}\mathrm{cos}(\lambda_{n,2}\xi);$$
(18)

$$\tilde{\Theta}_{n}^{(B)} = L_{n,3}B_{n,2}\sin(\lambda_{n,3}\xi) - L_{n,3}B_{n,1}\cos(\lambda_{n,3}\xi) + L_{n,4}B_{n,4}\sin(\lambda_{n,4}\xi) - L_{n,4}B_{n,3}\cos(\lambda_{n,4}\xi),$$
(19)

where

$$L_{n,1} = \frac{(s^2 \lambda_{n,1}^2 + \beta_n^2 s^4 + 1)\lambda_{n,1}}{1 - \beta_n^2 r^2 s^2},$$

$$L_{n,2} = \frac{(s^2 \lambda_{n,2}^2 - \beta_n^2 s^4 - 1)\lambda_{n,2}}{1 - \beta_n^2 r^2 s^2},$$

$$L_{n,3} = \frac{(s^2 \lambda_{n,3}^2 - \beta_n^2 s^4 - 1)\lambda_{n,3}}{1 - \beta_n^2 r^2 s^2},$$
(20)

$$L_{n,4} = \frac{(s^2 \lambda_{n,4}^2 - \beta_n^2 s^4 - 1)\lambda_{n,4}}{1 - \beta_n^2 r^2 s^2} \,. \tag{21}$$

The indexes (H) and (B) in the formulas (13), (16), (18), (19) denotes the frequency range which the decision belongs to - low or high frequencies.

# Frequency equations of the vibratory gyroscope and their formal conversions

Let's consider the model of vibratory gyroscope (fig. 3), representing it as a cantilevered beam of constant cross-section, rigidly fixed at  $\xi = 0$  and free at  $\xi = 1$ .

Boundary conditions for such a beam are defined by relations (9), (11) or, for dimensionless functions  $\tilde{V}_n^{(H)}$  and  $\tilde{\Theta}_n^{(H)}$  by relations (12) and (17);  $\tilde{V}_n^{(B)}$  and  $\tilde{\Theta}_n^{(B)}$  — by formulas (15) and (18). Accomplishment of the boundary conditions leads to the following system of linear equations, states (index *n* is omitted for brevity) with respect to  $A_i$ ,  $B_i$  ( $i = \overline{1, 4}$ ):

$$\begin{cases} A_2 + A_4 = 0, \\ L_1 A_1 - L_2 A_3 = 0, \\ L_1 A_1 \lambda_1 \mathrm{sh}(\lambda_1) + L_1 A_2 \lambda_1 \mathrm{ch}(\lambda_1) + \\ + L_2 A_3 \lambda_2 \mathrm{sin}(\lambda_2) + L_2 A_4 \lambda_2 \mathrm{cos}(\lambda_2) = 0, \\ A_1 (\lambda_1 - L_1) \mathrm{ch}(\lambda_1) + A_2 (\lambda_1 - L_1) \mathrm{sh}(\lambda_1) + \\ + A_3 (\lambda_2 + L_2) \mathrm{cos}(\lambda_2) - A_4 (\lambda_2 + L_2) \mathrm{sin}(\lambda_2) = 0; \end{cases}$$
(22)

$$\begin{cases} B_2 + B_4 = 0, \\ -L_3 B_1 - L_4 B_3 = 0, \\ L_3 B_1 \lambda_3 \sin(\lambda_3) + L_3 B_2 \lambda_3 \cos(\lambda_3) + \\ + L_4 B_3 \lambda_4 \sin(\lambda_4) + L_4 B_4 \lambda_4 \cos(\lambda_4) = 0, \\ B_1 (\lambda_3 + L_3) \cos(\lambda_3) - B_2 (\lambda_3 + L_1) \sin(\lambda_3) + \\ + B_3 (\lambda_4 + L_4) \cos(\lambda_4) - B_4 (\lambda_4 + L_4) \sin(\lambda_4) = 0. \end{cases}$$
(23)

In order to the systems of linear equations (22) and (23) have a nontrivial solution, their determinants must be equal to zero. Calculating and equating to zero the determinants of the systems (22) and (23), we obtain the following frequency equations for the first and the second frequency spectra.

For the first frequency spectrum

$$L_{1}L_{2}(-\lambda_{2}(\lambda_{2} + L_{2}) + \lambda_{1}(\lambda_{1} - L_{1})) - L_{1}L_{2}(\lambda_{1}(\lambda_{2} + L_{2}) + \lambda_{2}(\lambda_{1} - L_{1}))\operatorname{sh}(\lambda_{1})\operatorname{sin}(\lambda_{2}) + (\lambda_{1}L_{1}^{2}(\lambda_{2} + L_{2}) - \lambda_{2}L_{2}^{2}(\lambda_{1} - L_{1}))\operatorname{ch}(\lambda_{1})\operatorname{cos}(\lambda_{2}) = 0.$$
(24)

НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА, № 4, 2015 -

29

For the second frequency spectrum

$$L_{3}L_{4}(\lambda_{4}(\lambda_{4} + L_{4}) + \lambda_{3}(\lambda_{3} + L_{3})) - L_{3}L_{4}(\lambda_{3}(\lambda_{4} + L_{4}) + \lambda_{4}(\lambda_{3} + L_{3}))\sin(\lambda_{3})\sin(\lambda_{4}) + (\lambda_{3}L_{3}^{2}(\lambda_{4} + L_{4}) + \lambda_{4}L_{4}^{2}(\lambda_{3} + L_{3}))\cos(\lambda_{3})\cos(\lambda_{4}) = 0.$$
(25)

The equations (24) and (25) for the first and the second frequency spectra, respectively, are quite inconvenient for the analysis and do not allow to compare them with the analogue equations in the bending theories, such as classical. By some formal transformation of the equations (24) and (25), they can be reduced to a simpler form. Let's introduce the following designation:

$$b_1 = 1 - \beta_n^2 r^2 s^2. \tag{26}$$

For the first frequency spectrum,  $b_1$  will be always positive, but for the second spectrum — negative. Then, taking into account the designations (14), (15), (17), we can write the relations:

$$\lambda_1^2 \lambda_2^2 = \beta^2 b_1; \quad \lambda_2^2 - \lambda_1^2 = \beta^2 (r^2 + s^2);$$
  
$$\lambda_1^4 + \lambda_2^4 = 2\beta^2 + \beta^4 r^4 + \beta^4 s^4; \qquad (27a)$$

$$\lambda_{3}^{2} \lambda_{4}^{2} = -\beta^{2} b_{1}; \quad \lambda_{4}^{2} + \lambda_{3}^{2} = \beta^{2} (r^{2} + s^{2});$$
  
$$\lambda_{3}^{4} + \lambda_{4}^{4} = 2\beta^{2} + \beta^{4} r^{4} + \beta^{4} s^{4}.$$
(27b)

From the second relations of formulas (27a, 27b), we can formally write:

$$\lambda_1^2 = \lambda_2^2 - \beta^2 (r^2 + s^2); \quad \lambda_2^2 = \lambda_1^2 + \beta^2 (r^2 + s^2);$$
 (28a)

$$\lambda_3^2 = -\lambda_4^2 + \beta^2 (r^2 + s^2); \quad \lambda_4^2 = -\lambda_3^2 + \beta^2 (r^2 + s^2).$$
 (28b)

Considering relations (26), (28a), the expressions (20) for the  $L_1$ ,  $L_2$  can be written as:

$$L_1 = \frac{(s^2\lambda_2^2 + b_1)\lambda_1}{b_1}; \quad L_2 = \frac{(s^2\lambda_1^2 - b_1)\lambda_2}{b_1}.$$
 (29)

Substituting (26) and (28b) into relations (21), we obtain:

$$L_3 = \frac{(s^2\lambda_4^2 + b_1)\lambda_3}{-b_1}; \quad L_4 = \frac{(s^2\lambda_3^2 + b_1)\lambda_4}{-b_1}.$$
 (30)

Using (29) and (30) we can write the relation:

$$L_1 - \lambda_1 = \frac{s^2 \lambda_2^2 \lambda_1}{b_1}; \quad L_2 + \lambda_2 = \frac{s^2 \lambda_1^2 \lambda_2}{b_1};$$
 (31a)

$$L_3 + \lambda_3 = \frac{s^2 \lambda_4^2 \lambda_3}{-b_1}; \quad L_4 + \lambda_4 = \frac{s^2 \lambda_3^2 \lambda_4}{-b_1}.$$
 (31b)

Substituting the symbols and expressions (26)—(31) into the corresponding frequency equations (24) and (25), after the transformation they can be reduced to the form:

for the first spectrum:

$$2 - \frac{\beta(r^2 + s^2)}{\sqrt{1 - \beta^2 r^2 s^2}} \operatorname{sh}(\lambda_1) \operatorname{sin}(\lambda_2) + [2 + \beta^2 (r^2 - s^2)^2] \operatorname{ch}(\lambda_1) \cos(\lambda_2) = 0; \quad (32)$$

for the second spectrum:

$$2 - \frac{\beta(r^2 + s^2)}{\sqrt{\beta^2 r^2 s^2 - 1}} \sin(\lambda_3) \sin(\lambda_4) + [2 + \beta^2 (r^2 - s^2)^2] \cos(\lambda_3) \cos(\lambda_4) = 0.$$
(33)

From equation (32) it can be found, that at setting of r and s to zero, the equation (32) reduces to the frequency equation for a cantilever beam under the classical theory [19].

Since the use of the classical bending theory does not predict the occurrence of the second spectrum of the natural oscillations, is not possible to compare the equation (33) with the same fron the classical theory.

### Investigation of the frequency equation and analysis of the results

At the next step, the analysis of the frequency equations (32) and (33) was performed. The own frequencies and oscillatory modes were compared with the classical theory and numerical calculations with finite elements that take into account the theory of Timoshenko in the software package ANSYS [20, 21].

Let's denote the value that divides the frequency spectrum into two like  $\beta_M = 1/rs$ . Obviously, for all  $\beta < \beta_M$ , the inequality  $\beta^2 r^2 s^2 < 1$  is performed and the relations and formulas for the first frequency spectrum need to be used. For all  $\beta > \beta_M$ , the inequality  $\beta^2 r^2 s^2 > 1$  is per-formed, i.e. the formulas for the second frequency spectrum work.  $\beta_M$  is dimensionless, from equation (7) we see, that for *r* and *s* it depends on the length of the beam, its bending stiffness, dependency of the Young's modulus to the shear modulus, shear rate of the section. Whereas the size value corresponding to  $\beta_M$  was computed by the formulas (7), it depends on the physical parameters of the beam and the geometric parameters of its cross section, and does not depend on the length of the beam.

The simplest model of the vibratory gyroscope was considered — a cantilever beam with the parameters [4]:  $\rho = 2210 \text{ kg/m}^3$ , E = 70 GPa, v = 0,17,  $h = 25 \mu \text{m}$ . Beam length was ranged from 25 to 100  $\mu \text{m}$ . Its size value of the frequency, separating the first and the second frequency spectrum, is equal  $\beta_{\text{M}} = 86425 \text{ kHz}$ , regardless of the fastening.

Table 1 shows the size natural frequencies of the first spectrum and the second spectrum for console and securely fixed beams of rectangular cross section with different relation — of the beam's length L and height of section h.

The modes corresponding to the first three frequencies of the lower spectrum are designated by numbers 1, 2, 3, the modes, corresponding to the first three frequencies of the second spectrum will be named 4, 5, 6. The modes found with the use of the classical theory of bending are shown in columns E.-B. (Euler—Bernoulli); using frequency equations (31) and (37) for the Timoshenko beam — in the columns B. T. The results of calculation in ANSYS software complex are given in columns ANSYS. For the lines of the mode 4, 5, 6, the columns E.-B. are filled with the dashes, as the classical theory does not predict the occurrence of the second frequency spectrum.

It is seen, that only two frequencies can be calculated in the first spectrum for cantilever beams L/h = 1. All other frequencies for such a beam will be higher than frequency  $\beta_M$ , and they must be calculated using the equation for the second frequency spectrum. It also follows, that the classical theory gives higher values of the natural frequencies, in other words the shift of the resonance frequencies to the lower values is observed at the use of the Tymoshenko theory. This is important, since the oscillation frequency of the sensing element of the most of micromechanical gyroscopes should be close to the resonance [3, 4].

Table. 2 shows the differences in percentages of the values obtained in the framework of the classical theory and the theory of Timoshenko from the values calculated in the software package ANSYS.

The frequency error of the of the first and the second mode of oscillations in the framework of the theory of Eulek— Bernoulli at a ratio L/h = 4 is about 4,36 and 27,25 %, respectively. This error increases with decrease of L/h ratio.

It can be concluded that for a relatively short beams, the ratio of which length to the characteristic size is less than 4, the Euler—Bernoulli's theory in the study of vibrations leads to significant errors. The discrepancy between the analytical solutions and the results of ANSYS can be explained by the following considerations. Firstly, the analytical frequency equation was obtained for the pure bending of Timoshenko beam and did not consider the longitudinal strains, unlike the calculations in ANSYS. Secondly, there was the increasing error due to features of the numerical calculations and finite element modeling.

#### Conclusion

The frequency equations for a cantilever beam of constant cross section are built in the article in the framework of Timoshenko theory, which can be an example of a vibrating gyroscope and its components. The accounting of this theory leads to the appearance of two spectra of the frequencies of normal oscillations. The expression for the dimensionless frequency, separating the first and the second spectra can be written as  $\beta_M = 1/rs$ . The frequency equation are built for both the natural frequency spectra. The above method makes it possible to convert the frequency equations for easier and more convenient view for analyzing. It can be used in derivation of the frequency equations for other kinds of fixing of the ends of the beam.

It was shown that setting to zero of the coefficients r and s in equation (32) for the first spectrum leads to the frequency equation of the classical theory of Euler—Bernoulli. For equation (33) of the second spectrum of frequencies there are no analogies in the theory of Euler-Bernoulli.

It was proved that the application of the theory of Timoshenko leads to a shift of natural oscillations to lower values, in comparison with the classical theory.

It was shown that the classical theory of Euler-Bernoulli leads to an approximate results (the error is more than 25 %) in the determination of natural frequencies for beams with a ratio of length to the characteristic size equal or less than 4. This determines the importance and need for use of shear theory of Timoshenko in a study of own oscillations and modeling of vibrational load on devices and sensors with structural elements, which the low ratio of length to characteristic size. This conclusion acquires the particular importance at finite element modeling of inertial information sensors using elements that do not take into account the theory of Timoshenko. Along with the geometrical size, the ratio of the lengths of the elements to their characteristic size should be taken into account at splitting of the model on such elements.

Thus, the application of the theory of Timoshenko allows to specify values of the natural frequencies. A more accurate

value of the natural frequencies will allow by selecting the frequency of the primary oscillations of a sensing element of the micromechanical gyroscope to grow the amplitude of the secondary oscillations due to the gyroscopic effect.

#### References

1. **Peshekhonov V. G.** Sovremennoe sostoyanie i perspektivy razvitiya giroskopicheskih sistem. *Giroskopiya i navigaciya*. 2011. N. 1. P. 3–17.

2. Lestev A. M., Popova I. V. Sovremennoe sostoyanie i tendencii razvitiya mekhanicheskih miniatyurnyh giroskopov v Rossii. *Giroskopiya i navigaciya*. 1997. N. 2. P. 17–23.

3. **Raspopov V. Ya.** *Mikromekhanicheskie pribory*. M.: Mashinostroenie, 2007. 400 p.

4. Dzhashitov V. E., Pankratov V. M. Datchiki, pribory i sistemy aviakosmicheskogo i morskogo priborostroeniya v usloviyah teplovyh vozdejstvij. Ed. akademika RAS V. G. Peshekhonov. S.-Peterburg: GNC RF CNII "Elektropribor", 2005. 404 p. 5. Dzhashitov V. E., Pankratov V. M., Barulina M. A. Te-

5. Dzhashitov V. E., Pankratov V. M., Barulina M. A. Teoreticheskie osnovy razrabotki i sozdaniya superminiatyurnogo mikromekhanicheskogo mnogofunkcional'nogo datchika inercial'noj informacii. *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*. 2010. N. 5 (118). P. 46–54.

6. Barulina M. A., Dzhashitov V. E., Pankratov V. M., Kalinin M. A., Papko A. A. Mathematical model of a micromechanical accelerometer with temperature influences, dynamic effects, and the thermoelastic stress-strain state taken into account. *Gyroscopy and Navigation*. 2010. V. 1, N. 1. P. 52–61.

7. Darkov A. V., Shpiro G. S. Soprotivlenie materialov. Izd. 3-e. M.: Vysshaya shkola, 1969. 734 p.

8. **Svetlickij V. A.** *Mekhanika sterzhnej.* V 2-h ch. CH. 1. Statika. M.: Vysshaya shkola, 1987. 320 p.

9. Grigolyuk E. I., Selezov I. T. Neklassicheskie teorii kolebanij sterzhnej, plastin i obolochek. *Itogi nauki i tekhniki. Ser.: Mekh. tverd. deform.* tel. M.: VINITI, 1973. V. 5. 272 p.

10. http://www.systron.com/sites/default/files/964001\_qrs1lx\_0.pdf (data obrashcheniya: 14.10.2014).

11. **Stephen N. G.** The second spectrum of Timoshenko beam theory — Further assessment. *Journal of Sound and Vibration*. 2006. N. 292. P. 372–389.

12. Bedjilili Y., Tounsi A., Berrabah H. M., Mechab I., Adda Bedia E. A., Benaissa. Natural frequencies of composite beams with a variable fiber volume fraction including rotary inertia and shear deformation. *Applied Mathematics and Mechanics* (English Edition). 2009. N. 30 (6). P. 717–726.

13. Sadeghian M., Ekhteraei Toussi H. Frequency analysis of a Timoshenko beam located on an elastic foundation. *International Journal of Engineering (IJE)* — *Transactions A*: Basics. January 2011. V. 24, N. 1. P. 87–105.

14. **Rongqiao Xu, Guannan Wang.** Bending solutions of the Timoshenko partial-interaction composite beams using Euler-Bernoulli solutions. *Journal of Engineering Mechanics*. Dec 2013. V. 139, N. 12. P. 1881–1885.

15. **Trocenko Yu. V.** O primenenii modeli balki Timoshenko v zadache o sobstvennyh ne osesimmetrichnyh kolebaniyah cilindricheskoj obolochki s prisoedinennym tverdym telom. *Akustichnij visnik.* 2003, V. 6, N. 4. P. 54–64.

16. **Tulkina A. N.** Opredelem'e chastot i form kolebanij sterzhnevoj sistemy, soderzhashchej nanoob''ekt, na osnove teorii S. P. Timoshenko. *Vestnik SPbGU* (Seriya 1). SPbGU. 2011. Mart. Vyp. N. 1. P. 144–154.

17. **Przemieniecki J. S.** *Theory of matrix structural analysis.* New York: Dover publications, 1985. 480 p.

18. Berdichevskij V. L. Variacionnye principy mekhaniki sploshnoj sredy. M.: Nauka. Glavnaya redakciya fiziko-matematicheskoj Lteratury, 1983. 448 p.

19. Barshtejn M. F., Il'ichev V. A., Korenev B. G. i dr. Dinamicheskij raschet zdanij i sooruzhenij; Ed. B. G. Korenev, I. M. Rabinovich. 2-e izd., pererab. i dop. M.: Strojizdat. 1984. 303 p.

20. Esarn M. Alawadhi Finite Element Simulations Using ANSYS. CRC Press. 2009, 416 p.

21. Barulina M. A. Ispol'zovanie ANSYS WORKBENCH dlya raboty s geometricheskimi modelyami. M.: Editus, 2012. 316 p.

И. В. Уваров, канд. физ.-мат. наук, мл. науч. сотр., В. В. Наумов, канд. физ.-мат. наук, уч. секретарь, Р. В. Селюков, мл. науч. сотр.

Ярославский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Физико-технологического института Российской академии наук, e-mail: ilnik88@mail.ru

### МЭМС-ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЬ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ТИПА НА ОСНОВЕ КАНТИЛЕВЕРА НАНОРАЗМЕРНОЙ ТОЛЩИНЫ

Поступила в редакцию 04.08.2014

Представлен МЭМС-переключатель электростатического типа с резистивным контактом, изготовленный с помощью микроэлектронных технологий. Подвижным элементом переключателя является трехслойный металлический кантилевер, имеющий наноразмерную толщину и высокое отношение длины к толщине. Малая упругость кантилевера позволяет достичь относительно низких значений напряжения срабатывания. Выполнен теоретический анализ и экспериментальное исследование электромеханических характеристик переключателя.

**Ключевые слова:** микроэлектромеханические системы, электростатический переключатель, резистивный контакт, металлический кантилевер, напряжение срабатывания, контактное сопротивление

#### Введение

Широкий класс микроэлектромеханических систем (МЭМС) составляют переключатели. Они находят применение в ВЧ и СВЧ системах, таких как адаптивные антенны, переключательные матрицы и приемопередающие блоки беспроводных устройств связи [1]. Среди МЭМС-ключей наибольшее распространение получили устройства с электростатическим механизмом срабатывания. В таких ключах подвижным механическим элементом является кантилевер (мост, мембрана), под которым располагаются управляющий и коммутируемый электроды. Между кантилевером и управляющим электродом прикладывается напряжение, кантилевер деформируется по направлению к электроду под действием электростатической силы притяжения. При некотором значении напряжения, называемом напряжением срабатывания, кантилевер соприкасается с коммутируемым электродом, переводя ключ в замкнутое состояние. Размыкание ключа осуществляется, как правило, за счет силы упругости, возникающей в деформированном кантилевере. По сравнению с радиочастотными ключами на pin-диодах и полевых транзисторах, МЭМСпереключатели электростатического типа имеют ряд преимуществ: малая потребляемая мощность цепи управления; малые потери в замкнутом состоянии; хорошая развязка в разомкнутом состоянии; низкий уровень нелинейных искажений; высокая радиационная стойкость; широкий диапазон рабочих температур [2].

Современной тенденцией является переход от микро- к наноэлектромеханическим системам (НЭМС) с созданием ключей на основе наноразмерных кантилеверов [3—5]. Цель такого перехода — уменьшение габаритных размеров переключателя, увеличение скорости переключения и расширение полосы пропускаемых частот. Один из основных недостатков МЭМС/НЭМС-ключей высокое напряжение срабатывания — по-прежнему не преодолен. Напряжение срабатывания современных серийно выпускаемых ключей составляет несколько десятков вольт [6] и не позволяет широко использовать их в современных электронных схемах, имеющих низкое энергопотребление. Поэтому разработка МЭМС/НЭМС-переключателей с низким напряжением срабатывания является актуальной задачей.

Существуют несколько способов снижения напряжения срабатывания ключа. Один из них — увеличение электростатической силы, действующей на кантилевер, за счет расширения зоны действия электростатического поля, т. е. за счет увеличения площади перекрытия кантилевера и управляющего электрода [7], другой метод — уменьшение зазора между кантилевером и управляющим электродом [8]. Однако наиболее эффективным и широко применяемым методом снижения напряжения срабатывания является уменьшение упругости кантилевера. Уменьшение упругости достигается, как правило, путем использования нестандартной конструкции кантилевера: применяются складчатые кантилеверы [9], кантилеверы на торсионных [10] и зигзагообразных подвесах [11] и др. В настоящей работе представлен МЭМС-переключатель электростатического типа с резистивным контактом. Кантилевер переключателя имеет наноразмерную толщину (80...160 нм) и высокое отношение длины к толщине (достигающее 400) и поэтому обладает малой упругостью. Малая упругость кантилевера позволяет достичь низких значений напряжения срабатывания переключателя.

### Конструкция и технология изготовления переключателя

МЭМС-переключатель электростатического типа представляет собой однополюсный ключ с нормально разомкнутыми контактами. Конструкция переключателя представлена на рис. 1. Металлический кантилевер располагается над управляющим и коммутируемым электродами (также металлическими). На свободном конце кантилевера находится контактный выступ. При приложении напряжения между кантилевером и электродом управления кантилевер притягивается к нему за счет электростатических сил, замыкая коммутируемый электрод. После отключения напряжения кантилевер возвращается в исходное состояние. В переключателе осуществляется контакт металл—металл.

Для обеспечения малого напряжения срабатывания в переключателе применяют кантилеверы, имеющие низкие значения упругости (0,012...0,38 Н/м). Технология изготовления кантилеверов была отработана коллективом авторов ранее [12]. Также были детально исследованы различные свойства кантилеверов, в том числе резонансные характеристики [13].

Переключатели изготовляли по технологии поверхностной микрообработки. Основные этапы процесса изготовления представлены на рис. 2. На кремниевой пластине КДБ 0,01 диаметром 100 мм формировали диэлектрический слой. Для этого пла-



Fig. 1. Design of MEMS switch



**Рис. 2. Процесс изготовления переключателя** Fig. 2. Manufacture of the switch

стина термически окислялась во влажном кислороде до толщины слоя  $SiO_2$  1 мкм. Далее на слое  $SiO_2$ создавали управляющий и коммутируемый электроды переключателя. Для этого пластину покрывали слоем позитивного фоторезиста толщиной 1,5 мкм и выполняли контактную фотолитографию. После проявления фоторезиста на пластину методом магнетронного распыления наносили адгезионный слой хрома толщиной 10 нм и слой платины толщиной 50 нм (рис. 2, *a*). После нанесения слоев металла выполнялось "взрывное" удаление фоторезиста (*lift-off*, рис. 2, *b*).

Далее формировали кантилевер с контактным выступом на его нижней поверхности. Для этого на пластину магнетронным методом наносили жертвенный слой аморфного кремния (a-Si) толщиной 1 мкм (рис. 2, с). Пластину снова покрывали слоем фоторезиста и выполняли контактную фотолитографию. При этом в слое резиста формировали круглое окно диаметром 2 мкм. Через окно методом травления в плазме SF<sub>6</sub> в слое a-Si формировали ямку глубиной около 100 нм (рис. 2, d). Далее на пластину напыляли слой Pt толщиной 100 нм (рис. 2, e) и удаляли остатки фоторезиста (рис. 7, f). Затем пластину снова покрывали слоем фоторезиста и выполняли литографию — формировали рисунок кантилевера. На пластину напыляли слои металла Cr/Al/Cr толщиной 10/60/10, 15/90/15 и 20/120/20 нм (рис. 2, g), затем проводили взрывное удаление фоторезиста (рис. 2, h).

Заключительный этап изготовления — удаление жертвенного слоя a-Si из-под кантилевера (освобождение кантилевера) методом травления в плазме  $SF_6$  (рис. 2, *i*).



**Рис. 3. СЭМ-изображение переключателя:** a -общий вид; b -свободный конец кантилевера (длина кантилевера 14 мкм, ширина 2 мкм, толщина 120 нм) *Fig. 3. SEM image of the switch: a - general view; b - free end of the cantilever (length - 14 µm, width - 2 µm, thickness - 120 nm)* 

Были изготовлены переключатели с различными размерами кантилевера и электродов. Кантилевер имел длину 14...32 мкм, ширину 2...6 мкм и толщину 80...160 нм. Управляющий электрод имел ширину 4...16 мкм. Ширина коммутируемого электрода составляла 4...6 мкм. Зазор между кантилевером и электродами был 1 мкм. Выступ на нижней поверхности кантилевера имел форму цилиндра диаметром 2 мкм и высотой около 100 нм. В качестве материала контактного выступа и коммутируемого электрода была выбрана платина благодаря химической инертности, относительно высокой твердости и проводимости [14]. СЭМ-изображение переключателя представлено на рис. 3, а. На рис. 3, b, крупным планом показан свободный конец кантилевера с контактным выступом.

## Расчет электромеханических характеристик переключателя

На рис. 4 схематически изображены кантилевер и управляющий электрод переключателя с указанием основных геометрических размеров. Пусть на кантилевер действует распределенная нагрузка q(x),



Рис. 4. Кантилевер и управляющий электрод переключателя с указанием параметров, используемых при расчете напряжения срабатывания

Fig. 4. Cantilever and the control electrode of the switch with specification of the parameters, used for calculation of the actuation voltage

имеющая размерность силы, деленной на единицу площади. На малый элемент кантилевера длиной dxс координатой x будет действовать сила F(x) = q(x)wdx, где w — ширина кантилевера. Обусловленное действием этой силы вертикальное отклонение свободного конца кантилевера от начального положения задается выражением [15]

$$d\delta_{tip} = \frac{x^2}{6(EI)_{eff}}(3L - x)q(x)wdx, (1)$$

где (*EI*)<sub>*eff*</sub> — эффективная жесткость кантилевера на изгиб; *L* его длина. Эффективная жесткость трехслойного кантилевера,

рассчитанная методом эквивалентного поперечного сечения [16], задается выражением

$$(EI)_{eff} = E_{\rm Cr} \frac{74wt_{\rm Cr}^3}{3} + E_{\rm Al} \frac{wt_{\rm Al}^3}{12}, \qquad (2)$$

где  $E_{\rm Cr}$ ,  $E_{\rm Al}$ ,  $t_{\rm Cr}$ ,  $t_{\rm Al}$  — модули Юнга и толщина слоев хрома и алюминия соответственно.

Если нагрузка q(x) действует по всей длине кантилевера, то для нахождения отклонения свободного конца от начального положения необходимо проинтегрировать выражение (1):

$$\delta_{tip} = \frac{w}{6(EI)_{eff}} \int_{0}^{L} x^2 (3L - x)q(x)dx.$$
(3)

Под кантилевером на расстоянии *g* находится управляющий электрод, границы которого (*a* и *b*) отмечены на рис. 4. Между кантилевером и электродом прикладывается напряжение *V*. Пренебрегая краевыми полями, электростатическую силу, действующую на единицу площади кантилевера, можно записать в виде [16]:

$$q(x) = \frac{\varepsilon_0 V^2 [\sigma(x-a) - \sigma(x-b)]}{2(g - \delta(x))^2},$$
(4)

где  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная;  $\sigma(x)$  — функция Хевисайда;  $\delta(x)$  — отклонение точки кантилевера с координатой *x* от начального положения. Профиль деформированного под действием электростатической силы кантилевера можно положить квадратичным [17]:

$$\delta(x) = (x/L)^2 \delta_{tip}.$$
 (5)

Подставив выражения (4) и (5) в интеграл (3) и выполнив преобразования, получим

$$V^{2} = \frac{12(EI)_{eff}\delta_{tip}^{3}}{\varepsilon_{0}wL^{4}} \left[ \int_{a}^{b} x^{2}(3L-x) \left( \frac{gL^{2}}{\delta_{tip}} - x^{2} \right)^{-2} dx \right]^{-1}.$$
 (6)



Рис. 5. Связь отклонения свободного конца кантилевера с приложенным напряжением, рассчитанная для переключателя с L = 20 мкм, a = 4 мкм, b = 12 мкм (табл. 1, тип 4)

Fig. 5. Connection between the deviation of the free end of the cantilever and the applied voltage, calculated for a switch with  $L = 20 \,\mu m$ ,  $a = 4 \,\mu m$ ,  $b = 12 \,\mu m$  (table 1, type 4)

Выражение (6) представляет собой связь отклонения свободного конца кантилевера  $\delta_{tip}$  с приложенным напряжением V. График, иллюстрирующий эту связь, приведен на рис. 5. При некотором значении напряжения (напряжение срабатывания, *pull-in voltage*) положение кантилевера становится нестабильным, его свободный конец падает на подложку. Напряжение срабатывания определялось как максимальное значение функции  $V(\delta_{tip})$  (выражение (6)) [17]. Расчетные значения напряжения срабатывания переключателей с кантилевером шириной 2 мкм и различным положением управляющего электрода представлены в табл. 1. Значения лежат в диапазоне 9,8...105,1 В. Чем шире электрод управления и чем ближе он расположен к свободному концу кантилевера, тем ниже напряжение срабатывания. При расчетах были использованы значения модуля Юнга объемного материала  $E_{\rm Cr} = 279$  ГПа,  $E_{\rm Al} = 70$  ГПа.

Контактное сопротивление переключателя оценивали с использованием модели, в которой шероховатая поверхность приходит в контакт с плоско-

стью. Исходя из параметров конструкции переключателя была рассчитана сила, с которой контактный выступ кантилевера давит на коммутируемый электрод. Значение этой силы зависит от геометрии кантилевера и составляет 0,01...1 мН. При таких контактных усилиях происходит пластическая деформация неровностей поверхности [18], и площадь контакта выступа с электродом определяется выражением  $A = F_c/H$ , где  $F_c$  — сила прижатия выступа к электроду; Н — твердость материала контактов (твердость платины полагали равной 450 ГПа). Контактное сопротивление переключателя определяется выражением  $R_c = \rho / \sqrt{\pi A}$ , где  $\rho$  — удельное сопротивление материала (для платины  $\rho = 10.6 \cdot 10^{-6}$  Ом · см при температуре 293 К) [18]. При контактных усилиях 0,01...1 мН площадь контакта не превышает  $2,4 \cdot 10^{-3}$  мкм<sup>2</sup>. Согласно расчетам переключатели должны иметь контактное сопротивление 1...10 Ом.

Время срабатывания переключателя обратно пропорционально резонансной частоте кантилевера  $f_0$  и может быть оценено с помощью выражения  $\tau_s \approx 0.58 f_0^{-1}$  [18]. Это выражение справедливо в случае малого демпфирования, т. е. когда добротность кантилевера превышает 2. Резонансная частота кантилеверов Cr/Al/Cr была измерена методом "светового рычага" [13]. У кантилеверов с толщиной слоев 10/60/10 нм она составляла 89...466 кГц в зависимости от длины кантилевера, у кантилеверов толщиной 15/90/15 нм — 134...699 кГц, 20/120/20 нм — 178...932 кГц. Добротность кантилеверов в воздухе при нормальных условиях составляла 5...10. Согласно расчетам время срабатывания переключателей должно составлять 1...10 мкс.

#### Экспериментальное исследование переключателей

Фотография изготовленного образца представлена на рис. 6. На чипе расположены три контактные площадки размерами 1,5 × 1,5 мм, которые с помощью металлических дорожек шириной 200 мкм соединены с кантилевером и электродами переключателя. На площадки установлены вольфрамовые иглы. К иглам подключены измерительные приборы, схема подключения приборов показана

> Таблица 1 *Table 1*

Тип образца Sample type		<i>L</i> , μm <i>a</i> , μm		$V_{PI}$ , V						
	<i>L</i> , μm		m <i>b</i> , μm	t = 8	30 nm	t = 1	20 nm	t = 1	60 nm	
				Расч. <i>Calc</i> .	Эксп. Measured	Расч. <i>Calc</i> .	Эксп. Measured	Расч. <i>Calc</i> .	Эксп. Measured	
1	14	3	7	37,1	$19,4 \pm 3,1$	68,2	$27,0 \pm 8,3$	105,1	49,1 ± 13,6	
2	20	4	8	28,4	$20,7 \pm 4,9$	52,2	$36,7 \pm 11,8$	80,4	$63,2 \pm 12,8$	
3	20	8	12	12,6	$15,1 \pm 5,2$	23,2	$33,6 \pm 10,2$	35,8	$54,6 \pm 10,3$	
4	20	4	12	9,8	$12,5 \pm 4,4$	18,2	$36,1 \pm 9,9$	29,1	$49,3 \pm 11,5$	



**Рис. 6.** Фотография образца с иглами на контактных площадках Fig. 6. Photo of the sample with needles on the contact sites



Рис. 7. Схема подключения приборов для тестирования переключателя

Fig. 7. Connection of the devices for testing of the switch

на рис. 7. Тестирование переключателей проводили в воздухе при нормальных условиях.

Для определения напряжения срабатывания ключа между кантилевером и управляющим электродом прикладывали постоянное напряжение от стабилизатора напряжения постоянного тока П4105. Подаваемое напряжение постепенно увеличивали до тех пор, пока не происходило касание кантилевера с коммутируемым электродом. Момент срабатывания фиксировал мультиметр Mastech M9803R в режиме омметра. В табл. 1 приведены средние значения напряжения срабатывания V<sub>PI</sub> переключателей различной геометрии и максимальные отклонения от среднего. Наименьшее значение напряжения срабатывания составляло 8,1 В (переключатель типа 4, толщина кантилевера 80 нм). Наблюдалось значительное расхождение экспериментальных данных с результатами расчетов. Измеренные значения напряжения срабатывания ключей типа 1 были в 2-2,5 раза ниже расчетных, независимо от толщины кантилевера. В то же время, у переключателей типа 4 средние значения напряжения срабатывания в 1,3-2 раза превышали теоретические.

Можно выделить несколько причин расхождения экспериментальных данных с теорией. Во-первых,

кантилеверы исходно были изогнуты под действием остаточных напряжений в трехслойной металлической пленке [12]. Поэтому расстояние между кантилевером и электродами отличалось от номинального значения. Во-вторых, технология изготовления переключателей была такова, что управляющий и коммутируемый электроды "отпечатывались" на верхней поверхности жертвенного слоя. Следствием этого являлись "ступеньки" на кантилевере (можно наблюдать на рис. 3), снижающие его упругость. В-третьих, в процессе освобождения кантилеверов жертвенный слой удалялся не только из-под кантилевера, но и из-под его опорной площадки [12], что увеличивало эффективную длину кантилевера и также снижало упругость. Первое обстоятельство могло как увеличить, так и уменьшить напряжение срабатывания в зависимости от направления изгиба кантилевера (в эксперименте наблюдались обе ситуации). Два других обстоятельства снижали напряжение срабатывания. Учет одновременного влияния всех трех факторов на свойства переключателя является сложной задачей, для ее решения требуется тщательное численное моделирование.

Сопротивление переключателя в замкнутом состоянии составляло 200...500 Ом. Экспериментально полученные значения сопротивления *R* представлены в табл. 2. Измеряемое сопротивление представляло собой сумму сопротивлений трех участков переключателя: 1) дорожки Cr/Al/Cr толщиной 80...160 нм, идущей от иглы к кантилеверу; 2) контакта кантилевера с коммутируемым электродом; 3) дорожки Cr/Pt толщиной 60 нм, идущей от электрода к игле. Расчетное значение сопротивления дорожки Cr/Al/Cr составляло 7...15 Ом и зависело от ее толщины, экспериментальные значения составляли 8...40 Ом. Согласно расчетам дорожка Cr/Pt должна иметь сопротивление около 80 Ом. Измеренные значения составляли 100...300 Ом. Таким образом, существенный вклад в сопротивления переключателя вносили дорожки, и выделить сопротивление контакта кантилевера с электродом (расчетное значение 1...10 Ом) из суммарного сопротивления было затруднительно. На основании экспериментальных данных можно утверждать, что сопротивление контакта, как правило, находилось в диапазоне 10...100 Ом и значительно превышало

Таблица 2 *Table 2* 

	t = 80	nm	<i>t</i> = 12	0 nm	<i>t</i> = 160 nm	
w, μm	<i>R</i> , Ω	I <sub>max</sub> , mA	<i>R</i> , Ω	I <sub>max</sub> , mA	<i>R</i> , Ω	I <sub>max</sub> , mA
2	417 ± 53	$10 \pm 1$	$287\pm54$	9 ± 3	$262 \pm 44$	$8 \pm 1$
4	$408 \pm 43$	$16 \pm 5$	$240\pm35$	$20 \pm 2$	$276 \pm 45$	$13 \pm 3$
6	436 ± 73	15 ± 5	242 ± 33	24 ± 6	309 ± 45	13 ± 2

расчетное значение. Причиной превышения могло являться загрязнение контактирующих поверхностей при нахождении переключателя в воздухе при нормальных условиях [14].

Был измерен максимально допустимый ток, протекающий через переключатель в замкнутом состоянии и не приводящий к выходу его из строя. После срабатывания переключателя между кантилевером и коммутируемым электродом прикладывали постоянное напряжение от источника питания Mastech HY3005D (см. рис. 7). Ток, протекающий при этом через переключатель, измеряли мультиметром M9803R. Напряжение постепенно повышали, и при некотором значении тока происходило плавление кантилевера в месте контакта с электродом. Значения допустимого тока I<sub>max</sub> приведены в табл. 2. Минимальное значение (около 10 мА) имели переключатели с кантилевером шириной 2 мкм. Ключи с более широким кантилевером выдерживали ток до 30 мА. Допустимый ток не зависел от толщины кантилевера, вероятно, потому, что плотность тока достигала максимального значения в области контактного выступа, который у всех переключателей имел одинаковую геометрию.

Основной проблемой переключателей являлось прилипание кантилевера к коммутируемому электроду при срабатывании. Этот эффект был особенно характерен для кантилеверов толщиной 80 и 120 нм. Возвращающей силы упругости было недостаточно для преодоления адгезионных сил, действующих между контактным выступом кантилевера и электродом. Адгезия в МЭМС/НЭМС-устройствах зачастую обусловлена капиллярными силами и силами Ван-дер-Ваальса [19]. Одним из наиболее эффективных методов уменьшения адгезионных сил является сокращение площади контакта, поэтому в дальнейшем планируется уменьшать диаметр контактного выступа на нижней поверхности кантилевера, повышать шероховатость контактирующих поверхностей, а также использовать более твердые, чем платина, материалы (хром, вольфрам).

#### Заключение

Представлен МЭМС-переключатель электростатического типа на основе трехслойного металлического кантилевера наноразмерной толщины, имеющего высокое отношение длины к толщине. Низкие значения напряжения срабатывания переключателя достигаются за счет малой упругости кантилевера. Изготовлен переключатель с напряжением срабатывания 8,1 В. Описана технология изготовления переключателей, проведены расчеты и выполнены измерения их электромеханических характеристик. Расхождение экспериментальных значений напряжения срабатывания с теорией обусловлено особенностями конструкции переклю-

чателя, связанными с технологией изготовления. Следствием малой упругости кантилевера является его подверженность прилипанию к коммутируемому электроду под действием адгезионных сил.

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования научным оборудованием "Диагностика микро- и наноструктур" при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, а также РФФИ в рамках научного проекта № 14-07-31156 мол а.

#### Список литературы

1. Varadan V. K., Vinoy K. J., Jose K. A. RF MEMS and their applications. Chichester, West Sussex: John Wiley & Sons Ltd, 2003. 394 p.

2. Spencer M., Chen F., Wang C. C. et al. Demonstration of integrated micro-electromechanical relay circuits for VLSI applications // IEEE Journal of Solid-State Circuits. 2011. Vol. 46. P. 308-320.

3. Loh O. Y., Espinosa H. D. Nanoelectromechanical contact switches // Nature Nanotechnology. 2012. Vol. 7. P. 283-295.

4. Jang W. W., Lee J. O., Yoon J.-B. et al. Fabrication and characterization of a nanoelectromechanical switch with 15 nm thick suspension air gap // Applied Physics Letters. 2008. Vol. 92. P. 103110.

5. Fruehling A., Xiao S., Qi M. et al. Nano-switch for study of gold contact behavior // IEEE Sensors. 2009. P. 248–251.
6. RadantMEMS RF Switches. URL: http://www.radant-

mems.com/radantmems/products.html

7. Kim M.-W., Song Y.-H., Yoon J.-B. Modeling, fabrication and demonstration of a rib-type cantilever switch with an extended gate electrode // Journal of Micromechanics and Microengineering. 2011. Vol. 21. P. 115009.

8. Lee J. O., Song T.-H., Kim M.-W. et al. A sub-1-volt nanoelectromechanical switching device // Nature Nanotechnology. 2013. Vol. 8. P. 36-40.

9. Song Y.-T., Lee H.-Y., Esashi M. Low actuation voltage capacitive shunt RF-MEMS switch having a corrugated bridge // IEICE Transactions on Electronics. 2006. Vol. E89-C. P. 1880-1887

10. Kim M.-W., Song Y.-H., Yang H.-H., Yoon J. B. An ultralow voltage MEMS switch using stiction-recovery actuation / Journal of Micromechanics and Microengineering. 2013. Vol. 23. P. 045022.

11. Dai C.-L., Chen J.-H. Low voltage actuated RF micromechanical switches fabricated using CMOS-MEMS technique // Microsystem Technologies. 2006. Vol. 12. P. 1143–1151.

12. Уваров И. В., Наумов В. В., Амиров И. И. Особенности изготовления металлических кантилеверов наноразмерной толщины // Нано- и микросистемная техника. 2013. № 11. C. 5-9.

13. Уваров И. В., Наумов В. В., Амиров И. И. Резонансные свойства многослойных металлических нанокантилеверов // Нано- и микросистемная техника. 2013. № 4. С. 29-32.

14. Ekkels P., Rottenberg X., Puers R., Tilmans H. A. C. Evaluation of platinum as a structural thin film material for RF-MEMS devices // Journal of Micromechanics and Microengineering. 2009. Vol. 19. P. 065010.

15. Timoshenko S. P., Gere J. M. Mechanics of Materials. New York: Van Nostrand, 1972. 552 p.

16. Younis M. I. MEMS linear and nonlinear statics and dynamics. New York: Springer Science + Business Media, LLC, 2011. 453 p.

17. Petersen K. E. Dynamic micromechanics on silicon: Techniques and devices // IEEE Transactions on Electron Devices. 1978. Vol. ED-25. P. 1241-1250

18. Rebeiz G. M. RF MEMS: Theory, Design, and Technology. - Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2003. 483 p.

19. Bhushan B. Adhesion and stiction: Mechanisms, measurement techniques, and methods for reduction // Journal of Vacuum Science and Technology B. 2003. Vol. 21. P. 2262-2296.

I. V. Uvarov, Ph. D., Junior Researcher, e-mail: ilnik88@mail.ru, V. V. Naumov, Ph. D., Scientific Secretary, R. V. Selyukov, Junior Researcher,

Yaroslavl Branch of the Institute of Physics and Technology, RAS

# Electrostatically Actuated MEMS Switch Based on a Cantilever of Nanometer Thickness

The presented electrostatically actuated MEMS switch with a resistive contact was manufactured with the use of micro-electronic technologies. The movable electrode of the switch is a three-layer metal cantilever with a nano-scale thickness and high length-to-thickness ratio. Low elasticity of the cantilever allows us to achieve relatively low values of the pull-in voltage. The authors implemented a theoretical analysis and experimental study of the electromechanical characteristics of the switch.

Keywords: microelectromechanical systems, electrostatic switch, resistive contact, metal cantilever, pull-in voltage, contact resistance

#### Introduction

Switches present a wide class of microelectromechanical systems (MEMS). They find application in high frequency and superhigh frequency systems (adaptive aerials, switching matrixes, transmitter/receiver modules of wireless communication devices) [1]. Among the MEMS-keys the most widespread devices are the ones with an electrostatic mechanism of actuation. The mobile mechanical element in them is a cantilever (a bridge, a membrane), under which the control and switched electrodes are located. Between the cantilever and control electrodes a certain voltage is applied, and under the influence of the electrostatic force the cantilever is deformed in the direction of the electrode. When the voltage is applied, the cantilever contacts the switched electrode, moving a key in the closed position. As a rule, the disjunction of the key is implemented due to the force of elasticity in the deformed cantilevere. In comparison with radio-frequency keys on pin-diodes and field transistors, MEMS switches of electrostatic type have low power consumption of the control circuit, small losses in the closed state, a good isolation in the opened state, low level of nonlinear distortions, high radiation resistance, and a wide range of the operating temperatures [2].

A modern trend is transition to the nanoelectromechanical systems (NEMS) with development of keys on the basis of nano-sized cantilevers [3-5]. Its aim is reduction of the dimensions of a switch, increase of the speed of switching and widening of the frequency band. One of the main drawbacks of MEMS/NEMS-keys — their high actuation voltage, still has to be overcome. For the batch-produced keys it reaches several tens of volts [6] and does not allow us to use them widely in the electronic circuits with a low power consumption. Therefore, development of MEMS/NEMS switches with a low actuation voltage is a topical task.

There are several ways to lower the actuation voltage of a key. One of them is an increase of the electrostatic force, influencing a cantilever, due to expansion of the operative range of the electrostatic field, i.e. an increase of the area overlapping the cantilever and the control electrode [7]. Another one is reduction of the gap between the cantilever and the control electrode [8]. The most effective and widely applied method of reduction of the actuation voltage is reduction of the elasticity of the cantilever, which is reached, as a rule, due to an unusual design of the cantilever: application of folded cantilevers [9], cantilevers on torsion [10] and zigzag suspensions [11], etc. The work presents a MEMS-switch of an electrostatic type with a resistive contact. The cantilever of the switch has a nano-zised thickness (80...160 nm) and high relation of its length to its thickness (up to 400). Therefore, it has low elasticity, which allows us to reach low actuation voltage values of the switch.

#### Design and manufacturing technology of the switch

The MEMS-switch of an electrostatic type is a single-pole key with normally opened contacts (fig. 1). A metal cantilever is situated above the control and switched electrodes (also made of metal). On the free end of the cantilever there is a contact ledge. When voltage is applied between the cantilever and the control electrode, the cantilever is attracted to it by the electrostatic forces, closing the switched electrode. When the voltage is switched off, the cantilever returns to the original position. The switch employs a metal-metal contact.

In order to ensure a low actuation voltage in the switch, the applied cantilevers have low values of elasticity (0,012...0,38 N/m). The manufacturing technology of the cantilevers was developed earlier [12]. Also various properties of the cantilevers, including their resonant characteristics [13] were investigated in detail.

For production of the switches surface microtreatment was used. The basic manufacturing stages are presented in fig. 2. On KDB 0,01 silicon plate with diameter of 100 mm a dielectric layer was formed. For this purpose the plate was thermally oxidized in moist oxygen up to the thickness of 1  $\mu$ m of SiO<sub>2</sub> layer. Then the control and switched electrodes of the switch were made on SiO<sub>2</sub> For this purpose the plate was covered with a layer of a positive photoresist with thickness of 1,5  $\mu$ m and a contact photolithography was done. After development, an adhesive layer of chrome with thickness of 10 nm and a layer of platinum with thickness of 50 nm were deposited on the plate by the method of magnetron sputtering (fig. 2, *a*). After the deposition of the layers a lift-off of the photoresist was done (fig. 2, *b*).

Then a cantilever with a contact ledge on the lower surface was formed. By the method of magnetron sputtering a sacrificial layer of amorphous silicon (a-Si) with thickness of 1 micron (fig. 2, c) was made. The plate again was covered with a layer of photoresist and a contact photolithography was made. In the photoresist layer a round window with diameter of 2 microns was formed. Through it by etching in SF<sub>6</sub> plasma a pit was formed in the layer of a-Si with depth of about 100 nm (fig. 2, d). A layer of Pt was sputtered on the plate with thickness of 100 nm (fig. 2, e), and the remains of the photoresist were removed (fig. 2, f). The plate again was covered with a layer of a photoresist and a lithograph was done — a drawing of the cantilever was formed. Layers of Cr/Al/Cr

metals with thickness of 10/60/10, 15/90/15 and 20/120/20 nm were sputtered on the plate (fig. 2, g), and a lift-off of the photoresist was carried out (fig. 2, h). The final stage was removal of the sacrificial layer of a-Si from under the cantilever (clearing) by etching in SF<sub>6</sub> plasma (fig. 2, *i*).

Switches with various sizes of the cantilever and electrodes were made. A cantilever had length 14...32  $\mu$ m, width 2...6  $\mu$ m and thickness 80...160 nm. The control electrode had width from 4...16  $\mu$ m. The width of a switched electrode was 4...6  $\mu$ m. The gap between the cantilever and the electrodes was equal to 1  $\mu$ m. The ledge on the bottom surface of the cantilever had the form of a cylinder with diameter of 2  $\mu$ m and height of about 100 nm. Platinum was chosen as the material of the contact ledge and of the switched electrode thanks to its chemical inertness, relatively high hardness and conductivity [14]. SEM image of the switch is presented in fig. 3, *a*. Fig. 3, *b* presents a close up of the free end of the cantilever with a contact ledge.

### Calculation of the electromechanical characteristics of the switch

Fig. 4 presents a cantilever and a control electrode of the switch with indication of the basic dimensions. Let the cantilever be subjected to a distributed loading q(x), having a dimension of force divided by an area unit. The small element of cantilever with length of dx and coordinate x is influenced by force F(x) = q(x)wdx, where w is the width of the cantilever. The vertical deviation of the free end of the cantilevera caused by this force from the initial position is expressed by the following formula [15]

$$d\delta_{tip} = \frac{x^2}{6(EI)_{eff}} (3L - x)q(x)wdx, \qquad (1)$$

where L is the length of the cantilever,  $(EI)_{eff}$  is efficient bending stiffness of the cantilever. The efficient bending stiffness of a three-layer cantilever, calculated by the method of equivalent cross section [16], is expressed by the following formula:

$$(EI)_{eff} = E_{\rm Cr} \frac{74wt_{\rm Cr}^3}{3} + E_{\rm Al} \frac{wt_{\rm Al}^3}{12}.$$
 (2)

Where  $E_{Cr}$ ,  $E_{Al}$ ,  $t_{Cr}$ ,  $t_{Al}$  are Young modules and thicknesses, accordingly, of the layers of chrome and aluminum.

If loading q(x) works along all the length of the cantilevera, we can find the deviation of the free end from the initial position by integrating the following expression (1):

$$\delta_{tip} = \frac{w}{6(EI)_{eff}} \int_{0}^{L} x^2 (3L - x)q(x)dx.$$
(3)

Under the cantilever at the distance of g there is the control electrode, the borders of which (a and b) are marked in fig. 4. Between the cantilever and the electrode the voltage Vis applied. If we neglect the regional fields, the electrostatic force, influencing per unit of the area of the cantilever, can be expressed in the following form [16]:

$$q(x) = \frac{\varepsilon_0 V^2[\sigma(x-a) - \alpha(x-b)]}{2(g-\delta(x))^2}.$$
 (4)

Where  $\varepsilon_0$  is an electric constant,  $\sigma(x)$  is Heaviside function,  $\delta(x)$  is a deviation of the point of the cantilever with coordinate *x* from the initial position. The profile of the cantilever deformed under the influence of the electrostatic force can be presented as quadratic [17]:

$$\delta(x) = (x/L)^2 \delta_{tip}.$$
 (5)

By substituting expressions (4) and (5) in the integral (3) and implementing transformations, we will get:

$$V^{2} = \frac{12(EI)_{eff}\delta_{tip}^{3}}{\varepsilon_{0}wL^{4}} \left[\int_{a}^{b} x^{2}(3L-x)\left(\frac{gL^{2}}{\delta_{tip}} - x^{2}\right)^{-2} dx\right]^{-1}.$$
 (6)

Expression (6) presents a connection of the deviation of the free end of the cantilever  $\delta_{tip}$  with the applied voltage V. The diagram illustrating this connection is presented in fig. 5. At a certain actuation voltage the position of the cantilever is unstable, its free end falls on the substrate. The actuation voltage was defined as the maximum value of the function  $V(\delta_{tip})$ (expression (6) [17]. The calculated actuation voltage of the switches with a 2 µm wide cantilever and various positions of the control electrode are presented in tablel. They are within the range 9,8...105,1 V. The wider is the control electrode and the closer it is situated to the free end of the cantilever, the lower is the actuation voltage. The calculations used the

Young modulus of the voluminous material:  $E_{Cr} = 279$  GPa;  $E_{Al} = 70$  GPa.

The contact resistance of the switch was estimated on the basis of the model, in which a rough surface contacts the plane. Proceeding from the switch design, the force with which the contact ledge of the cantilever presses the switched electrode, was calculated. This force depends on the geometry of the cantilever and varies 0,01...1 mN. Such contact efforts result in a plastic deformation of the roughness of the surface [18], and the contact area of the ledge with an electrode is determined by formula  $A = F_c/H$ , where  $F_c$  is the force pressing the ledge to the electrode, H is hardness of a contact material (hardness of platinum was assumed as equal to 450 GPa). The contact resistance of a switch is determined by expression  $R_c = \rho / \sqrt{\pi A}$ , where  $\rho$  is the specific resistance of the material (for platinum  $\rho = 10.6 \cdot 10^{-6} \,\Omega \cdot \text{cm}$  at 293 K) [18]. In case of the contact efforts of 0,01...1 mN the contact area does not exceed  $2,4 \cdot 10^{-3} \,\mu\text{m}^2$ . According to calculations, the switches should have a contact resistance of  $1...10 \Omega$ .

The operating time of the switch is in inverse proportion to the resonant frequency of the cantilever  $f_0$  and it can be estimated by means of expression  $\tau_s \approx 0.58 f_0^{-1}$  [18]. This expression is fair in case of a low damping, i.e. when the quality factor of the cantilever exceeds 2. The resonant frequency of the cantilevers of Cr/Al/Cr was measured by the light lever method [13]. For the cantilevers with the thickness of layers of 10/60/10 nm it was 89...466 kHz, depending on the length of the cantilever, for the cantilevers with thickness of 15/90/15 nm - 134...699 kHz: 20/120/20 nm - 178...932 kHz. The quality factor of the cantilevers in the air under normal conditions was 5–10. According to calculations, the operating time of the switches should be about 1...10 µm.

#### Experimental research of the switches

Fig. 6 presents a photo of the sample. Its chip contained three contact platforms with dimensions of  $1,5 \times 1,5$  mm, which by means of metal paths with width of 200  $\mu$ m were connected with the cantilever and the switch electrodes. On the platforms tungsten needles were fixed. Measuring devices were connected to them (fig. 7). Testing of the switches was done in the air under normal conditions.

For determination of the actuation voltage of a key between the cantilever and the control electrode a direct voltage was applied from P4105 voltage stabilizer of direct current. It gradually increased till there was a contact of the cantilever with the switched electrode. The actuation moment was recorded by Mastech M9803R multimeter in an ohmmeter mode. Table 1 presents average values of the actuation voltage of the switches of various geometry and maximal deviations from the average values. The lowest actuation voltage was 8,1 V (type 4 switch, thickness of the cantilever -80 nm). A considerable divergence of the experimental data from the results of calculations was observed. The measured actuation voltages of the keys of type 1 were 2–2,5 times lower than the calculated ones, irrespective of the thickness of a cantilever. At the same time, in case of the switches of type 4 the averages actuation voltages 1,3–2 times exceeded the theoretical values.

It is possible to name several reasons for the divergence of the experiments from the theory. Firstly, the cantilevers are bent under the influence of the residual voltages in a threelayer metal film [12]. Therefore the distance between the cantilever and the electrodes differ from the nominal value. Secondly, the manufacturing technology of the switches is such that the control and the switched electrodes "are printed" on the top surface of the sacrificial layer. A consequence of this is "the steps" on the cantilever reducing its elasticity (fig. 3). Thirdly, when the cantilevers were released, the sacrificial layer was removed not only from under the cantilever, but also from under its basic platform [12], which increased the effective length of the cantilever and also reduced its elasticity. The first circumstance could both increase and reduce the actuation voltage, depending on the bend direction of the cantilever (in the experiment both situations were observed). The other two circumstances reduced the actuation voltage. A simultaneous account of the influence of all the factors on the properties of the switch is a challenging problem. For its solution a careful numerical modeling is required.

Resistance of the switch in the closed position is  $200...500 \Omega$ . The experimentally obtained resistance (R) is presented in table 2. The measured resistance was the sum total of the resistances of three sites of the switch: 1) Cr/Al/Cr path with thickness of 80...160 nm, going from the needle to the cantilever; 2) contact of cantilever with the switched electrode; 3) Cr/Pt path with thickness of 60 nm, going from the electrode to the needle. The design resistance of Cr/Al/Cr path was 7...15  $\Omega$  and depended on its thickness, the experimental values were 8...40  $\Omega$ . According to calculations, Cr/Pt path should have resistance of about 80  $\Omega$ . The measured values were  $100...300 \Omega$ . The paths made an essential contribution to the resistance of the switch. It is difficult to separate out the resistance of the contact of the cantilever with an electrode (the calculated value is  $1...10 \Omega$ ) from the total resistance. On the basis of the experiment it is possible to assert, that, as a rule, the resistance of the contact was within the range of 10...100  $\Omega$  and considerably exceeded the calculated value. The reason for this excess could be pollution of the contacting surfaces of the switch occurring in the air under normal conditions [14].

The maximal possible current going through the switch and not resulting in its breaking was measured in its closed condition. After actuation of the switch a direct voltage was applied between the cantilever and the switched electrode from Mastech HY3005D power supply (fig. 7). The current going through the switch was measured by M9803R multimeter. The voltage increased gradually, and at a certain value of the current there was a fusion of the cantilever in the place of contact with the electrode. The values of the admissible current ( $I_{max}$ ) are presented in table 2. The switches with a 2 µm wide cantilever had the minimal value (about 10 mA).

The keys with a wider cantilever withstood a current up to 30 mA. The admissible current did not depend on the thickness of the cantilever, probably, because the current density reached its maximum in the area of the contact ledge, which had an identical geometry in all the switches.

The basic problem of the switches is sticking of the cantilever to the switched electrode at the moment of actuation. The effect is especially characteristic for the cantilevers with thickness of 80 and 120 nm. The returning force of elasticity is not big enough to overcome the adhesive forces between the contact ledge of the cantilever and the electrode. Adhesion in MEMS/NEMS devices is frequently caused by the capillary forces and Van der Waals forces [19]. One of the most effective ways to reduce the adhesive forces is reduction of the area of contact, therefore it is planned to reduce the diameter of the contact ledge on the bottom surface of the cantilever, to raise the roughness of the contacting surfaces, and to use materials harder than platinum (chrome, tungsten).

#### Conclusion

MEMS-switch of an electrostatic type on the basis of a three-layer metal cantilever of nano-sized thickness with a high relation of its length to its thickness was presented. Low voltages of actuation of the switch are reached due to the low elasticity of the cantilever. A switch with actuation voltage of 8,1 V was manufactured. The manufacturing technologies of the switches were described, calculations were done, as well as measurements of their electromechanical characteristics. The divergences of the experimental actuation voltages from the theory are due to the specific features of the design of the switch, connected with their manufacturing technology. A consequence of the low elasticity of the cantilever is its susceptibility to sticking to the switched electrode under the influence of the adhesive forces.

The work was done with use of the equipment of the Diagnostics of Micro- and Nanostructures Center of Collective Use of Scientific Equipment and with financial support of the Ministry of Education and Science of the Russian Federation, and also RFFI within the framework of the scientific project  $N_{0}$  14-07-31156.

#### References

1. Varadan V. K., Vinoy K. J., Jose K. A. RF *MEMS and their applications*. Chichester, West Sussex: John Wiley & Sons Ltd, 2003. 394 p.

2. Spencer M., Chen F., Wang C. C. et al. Demonstration of integrated micro-electromechanical relay circuits for VLSI applications. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*. 2011. Vol. 46. P. 308–320.

3. Loh O. Y., Espinosa H. D. Nanoelectromechanical contact switches. *Nature Nanotechnology*. 2012. Vol. 7. P. 283–295.

4. Jang W. W., Lee J. O., Yoon J.-B. et al. Fabrication and characterization of a nanoelectromechanical switch with 15 nm thick suspension air gap. *Applied Physics Letters*. 2008. Vol. 92. P. 103110.

5. Fruehling A., Xiao S., Qi M. et al. Nano-switch for study of gold contact behavior. *IEEE Sensors.* 2009. P. 248–251.

6. **RadantMEMS** RF Switches. URL: http://www.radantmems.com/radantmems/products.html 7. Kim M.-W., Song Y.-H., Yoon J.-B. Modeling, fabrication and demonstration of a rib-type cantilever switch with an extended gate electrode. *Journal of Micromechanics and Microengineering.* 2011. Vol. 21. P. 115009.

8. Lee J. O., Song T.-H., Kim M.-W. et al. A sub-1-volt nanoelectromechanical switching device. *Nature Nanotechnology*. 2013. Vol. 8. P. 36–40.

9. Song Y.-T., Lee H.-Y., Esashi M. Low actuation voltage capacitive shunt RF-MEMS switch having a corrugated bridge. *IEICE Transactions on Electronics*. 2006. Vol. E89-C. P. 1880–1887.

10. Kim M.-W., Song Y.-H., Yang H.-H., Yoon J. B. An ultra-low voltage MEMS switch using stiction-recovery actuation. *Journal of Micromechanics and Microengineering*. 2013. Vol. 23. P. 045022.

11. Dai C.-L., Chen J.-H. Low voltage actuated RF micromechanical switches fabricated using CMOS-MEMS technique. *Microsystem Technologies*. 2006. Vol. 12. P. 1143–1151.

12. Uvarov I. V., Naumov V. V., Amirov I. I. Osobennosti izgotovlenija metalhcheskih kantileverov nanorazmernoj tolshiny. *Nano- i mikrosistemnaja tehnika*. 2013. N. 11. P. 5–9.

13. Uvarov I. V., Naumov V. V., Amirov I. I. Rezonansnye svojstva mnogoslojnyh metalhcheskih nanokantileverov. *Nano- i mikrosistemnaja tehnika*. 2013. N. 4. P. 29–32.

14. Ekkels P., Rottenberg X., Puers R., Tilmans H. A. C. Evaluation of platinum as a structural thin film material for RF-MEMS devices. *Journal of Micromechanics and Microengineering*. 2009. Vol. 19. P. 065010.

15. **Timoshenko S. P., Gere J. M.** Mechanics of Materials. New York: Van Nostrand, 1972. 552 p.

16. **Younis M. I.** MEMS linear and nonlinear statics and dynamics. New York: Springer Science + Business Media, LLC, 2011. 453 p.

17. **Petersen K. E.** Dynamic micromechanics on silicon: Techniques and devices. *IEEE Transactions on Electron Devices*. 1978. Vol. ED-25. P. 1241–1250.

18. **Rebeiz G. M.** *RF MEMS: Theory, Design, and Technology.* Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2003. 483 p.

19. **Bhushan B.** Adhesion and stiction: Mechanisms, measurement techniques, and methods for reduction. *Journal of Vacuum Science and Technology B.* 2003. Vol. 21. P. 2262–2296.

#### УДК 621.3.049.771.14:004.312.46

**И. В. Прокофьев**, ст. науч. сотр., **А. В. Суханов**, аспирант, инж.-конструктор, e-mail: a.suhanov@tcen.ru Федеральное государственное бюджетное учреждение "Научно-производственный комплекс "Технологический центр" МИЭТ", г. Зеленоград

### РАЗРАБОТКА СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОЙ СБИС КОНТРОЛЯ И УПРАВЛЕНИЯ РЕЖИМАМИ РАБОТЫ ПРИЕМОПЕРЕДАТЧИКА ДОПЛЕРОВСКОГО СВЧ МОДУЛЯ

Поступила в редакцию 09.10.2014

Приведены результаты разработки специализированной СБИС контроля и управления режимами работы приемопередатчика доплеровского СВЧ модуля. Описана структурная схема СБИС контроля и управления, в составе которого входной сдвиговый регистр на 40 разрядов, параллельный регистр-защелка на 40 разрядов и два аналоговых демультиплексора на 8 и 32 разрядов/каналов. Представлена КМОП-технология, по которой изготовлены экспериментальные образцы СБИС. Разработаны макет доплеровского СВЧ модуля и программное обеспечение универсальной цифровой платформы оператора.

**Ключевые слова:** СБИС, СВЧ, доплеровский СВЧ модуль, сдвиговый регистр, демультиплексор, мультиплексор, параллельный регистр, цифровая платформа, КМОП-технология, цифровая платформа, система мониторинга

В настоящее время в связи с необходимостью обеспечения безопасности на реальных объектах промышленности, бытовой и транспортной инфраструктуры требуется разработка и создание различных дистанционных интерактивных охранных систем. Одним из направлений построения таких охранных систем может быть использование СВЧ систем, основанных на эффекте Доплера, для которых требуется СБИС контроля и управления модулем. Исследование технического уровня и тенденций развития техники показало, что направление перспективно и находится в русле мировых тенденций. Анализ материалов научно-технической литературы показывает, что разработками СБИС систем контроля и управления (СБИС-У) для СВЧ систем занимаются как отечественные, так и зарубежные компании. Наиболее развитыми странами, занимающимися разработкой и патентованием своих изобретений в данной области, являются США, Германия, Австралия, Китай, которые активно регистрируют свои изобретения. В России основными разработчиками в данной области являются научные центры и специализированные компании, занимающиеся разработками в области конструирования СБИС.

Цель настоящей работы — исследование, разработка и изготовление экспериментальных образцов специализированной СБИС контроля и управления режимами работы СВЧ приемопередатчика доплеровского СВЧ модуля (рис. 1). В ходе реализации проекта были проведены теоретические и патентные исследования перспективных конструкций, технологий изготовления, схемотехнических и топологический решений СБИС-У, а также реализован макет СВЧ модуля, в состав которого входит СБИС-У. На основе современной отечественной научно-производственной и экспериментальной базы НПК "Технологический центр" разрабатывает конструктивно-технологический базис изготовления СБИС-У и доплеровского СВЧ модуля.

СБИС-У — сверхбольшая интегральная схема для контроля и управления СВЧ модулем. Экспериментальные образцы СБИС-У изготовлены по КМОП-технологии [1, 2] с проектными нормами 1,2 мкм на пластинах диаметром 100 мм. СБИС контроля и управления обеспечивает управление переключениями режимов работы приемопередатчиков макета доплеровского СВЧ модуля на различных мощностях и частотах. Структурная схема СБИС-У (рис. 2) содержит входной сдвиговый регистр на 40 разрядов, параллельный регистр-защелку на 40 разрядов и два аналоговых демультиплексора на 8 и 32 разрядов/каналов.

Последовательный регистр (регистр сдвига или сдвиговый регистр) обычно служит для преобразования последовательного кода в параллельный и наоборот [3]. Применение последовательного кода связано с необходимостью передачи большого ко-



**Рис. 1. Структурная схема интеллектуального доплеровского СВЧ модуля** Fig. 1. Scheme of intellectual Doppler microwave module



Fig. 2. Block diagram of VLSI-U

личества двоичной информации по ограниченному числу соединительных линий. При параллельной передаче разрядов требуется большое количество соединительных проводников. Если двоичные разряды последовательно бит за битом передавать по одному проводнику, то можно значительно сократить размеры соединительных линий на плате (и размеры корпусов микросхем).

Параллельный регистр служит для запоминания многоразрядного двоичного (или недвоичного) слова. Число триггеров, входящих в состав параллельного регистра, определяет его разрядность [4]. При записи информации в параллельный регистр все биты (двоичные разряды) должны быть записаны одновременно. Поэтому все тактовые входы триггеров, входящих в состав регистра, объединяются параллельно. Для уменьшения входного тока вывода синхронизации на этом входе в качестве усилителя ставится инвертор.

Для реализации параллельного регистра можно использовать как триггеры со статическим, так и с динамическим входом синхронизации. При использовании для построения параллельного регистра триггеров-защелок этот регистр, в свою очередь,

> называют регистром-защелкой. При использовании регистров со статическим входом тактирования следует соблюдать осторожность, так как при единичном потенциале на входе синхронизации, сигналы с входов регистра будут свободно проходить на его выходы.

> При записи информации в параллельный регистр в СБИС-У все биты записываются одновременно. В структурной схеме СБИС контроля и управления присутствует демультиплексор, функционально он предназначен для переключения сигнала с одного информационного входа на один из информационных выходов. Существенным отличием от мультиплексора является возможность объединения нескольких входов в один без дополнительных схем. Демультиплексоры позволяют подключать один вход к нескольким выходам. Однако для увеличения нагрузочной способности микросхемы на входе демультиплексора для усиления входного сигнала лучше поставить инвертор.

> В проекте было решено изготовить СБИС-У (рис. 3) для контроля и управления доплеровским СВЧ модулем по КМОП-техноло-



### Рис. 3. Экспериментальные образцы СБИС-У для контроля и управления доплеровским СВЧ модулем

Fig. 3. VLSI experimental samples for monitoring and control of the Doppler microwave module



Fig. 4. The CMOS-structure on the p-substrate

гии. Главная цель разработки топологии КМОП БИС заключается в эффективном использовании площади кристалла. Однако необходимо учитывать, что характеристики КМОП БИС, в частности динамические, сильно зависят от паразитных емкостей и сопротивлений, определяемых топологией. В КМОП БИС обычно используют прямоугольные конфигурации транзисторов [5], отличающиеся лишь различными отношениями ширины к длине канала в зависимости от требуемого значения крутизны характеристик транзистора. КМОП ИС имеют наилучшие эксплуатационные характеристики и наиболее пригодны для реализации сложных микроэлектронных систем. Простейшая КМОПструктура на *p*-подложке приведена на рис. 4.

Она представляет собой два комплементарных МОП-транзистора с индуцированными каналами: n-МОП и p-МОП, размещенных в карманах p- и n-типа проводимости соответственно. В данном случае одним из карманов служит сама кремниевая подложка. Составляющие МОП-транзисторы представляют собой четырехполюсные приборы, режим работы которых определяется напряжениями на затворе G, стоке D, истоке S, кармане B. Карман может быть общим для нескольких приборов, а для их изоляции друг от друга каждый окружен по поверхности полевым диэлектриком FOX. Области вне полевого диэлектрика являются активными областями приборов. Управляющие электроды — поликремниевые затворы — отделены от полупро-

водника слоем тонкого (подзатворного) диэлектрика — оксида кремния. Затворы разделяют активную область каждого прибора на три области: канал, сток и исток. Приповерхностный слой полупроводника под затвором образует канал, проводимостью которого управляет затвор. Высоколегированные области стока и истока имеют тип проводимости, противоположный проводимости кармана, образуя с ним p—n-переходы, которые должны быть смещены в запирающем направлении. Для этой цели предусмотрен специальный контакт, который может быть общим для нескольких приборов в одном кармане. Низкоомные контакты к стоку и истоку уменьшают общую проводимость МОПтранзистора.

Для визуализации полученных данных от макета доплеровского СВЧ модуля был разработан специальный программно-аппаратный комплекс автоматизации сбора данных [6]. Для этого потребовался центральный пункт оператора в виде персонального сервера, на котором было установлено разработанное сетевое ПО с использованием технологии LabVIEW NI. В состав программно-аппаратного комплекса для сбора и анализа данных входит реляционная база данных MySQL и приложение для работы с сетевыми протоколами модели OSI.

Разработанные СБИС-У контроля и управления и макет доплеровского СВЧ модуля будут использоваться при создании нового класса перспективных СВЧ приборов, имеющих высокую надежность и низкие показатели массогабаритных характеристик для применения в перспективных системах мониторинга параметров движения транспорта, системах безопасности и системах специального назначения в целях идентификации малогабаритных металлических предметов и вложений.

Результаты проекта ориентированы на широкое применение в научно-исследовательских организациях и фирмах-производителях наукоемкой продукции при построении систем обеспечения безопасности приборов.

Исследования проводились с использованием оборудования ЦКП "Функциональный контроль и диагностика микро- и наносистемной техники" на базе НПК "Технологический центр".

Работы выполнены при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (ГК № 14.427.12.0003).

#### Список литературы

1. **Новиков Ю. В.** Основы цифровой схемотехники. Базовые элементы и схемы. Методы проектирования. М.: Мир, 2001.

2. Драгунов В. П., Неизвестный И. Г., Гридчин В. А. Основы наноэлектроники. Новосибирск: Изд. НГТУ, 2000. 332 с.

3. **Строгонов А. В.** Проектирование цифровых БИС. Часть I: учеб. пособие. Воронеж: Воронеж. гос. техн. ун-т., 2004.

4. Строгонов А. В., Мещеряков С. А. Проектирование логических элементов заказных КМОП БИС. Воронеж: Изд-во Воронеж. гос. техн. ун-т, 2003.

5. Коноплев Б. Г., Рындин Е. А. Полевые транзисторы с токами, ограниченными пространственным зарядом // Труды Седьмой международной научно-технической конференции "Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники" (ПЭМ-2000). Ч. 2. Таганрог: Изд. ТРГУ, 2000. С. 72—74. 6. Волков Ю. И., Суханов А. В. Виртуальный прибор аппаратно-программного комплекса сбора и анализа данных с территориально удаленных датчиков магнитного поля с использованием среды LabVIEW // Инженерные и научные приложения на базе технологии National Instruments — 2013: Сборник трудов XII международной научно-практической конференции, Москва 28—29 ноября 2013 г. — М.: ДМК Пресс, 2013. 436 с.

I. V. Prokofiev, Senior Researcher, A. V. Sukhanov, Postgraduate Student, Design Engineer, e-mail: A.Suhanov@tcen.ru MIET Technological Center, Zelenograd

### **Development of Special VLSI for Control of UHF Doppler Transceiver**

The article presents the results of development of a special VLSI for control of UHF Doppler Transceiver. The block diagram of VLSI control is described, which incorporates a 40 bits input shift register, 40 bits parallel latch register, and two analog demultiplexers of 8 and 32 bits/channels. The CMOS technology is presented, which was used for manufacture of VLSI experimental samples. The layout of UHF Doppler module was designed and the software of a flexible digital platform for operator was developed.

**Keywords:** VLSI, UHF, Doppler Transceiver, shift register, demultiplexer, multiplexer, parallel register, digital platform, CMOS technology, digital platform, monitoring system

Due to the need to ensure the safety on the industrial objects, household and transport infrastructure it is necessary to create different remote interactive security systems. One of the areas of their construction may be the use of microwave systems based on the Doppler effect, which require VLSI for module of control and management. Study of levels and trends in the development of technology has shown that the direction is in line with the global trends. The analysis of scientific literature shows that developers of VLSI control and management systems (VLSI-U) for microwave systems are domestic and foreign companies. Most developed countries, involved in the development and patenting of inventions in this field, are the United States, Germany, Australia, China, which are actively registering the inventions. In Russia, the main developers are specialized scientific centers and research companies involved in development in the field of VLSI.

Purpose of this work is research, development and manufacturing of samples of specialized VLSI for monitoring and control of the modes of work of the microwave transceiver of the Doppler microwave module (fig. 1). The theoretical and patenting research of the promising designs, manufacturing technologies, circuit and topological solutions of VLSI-U were carried out, the layout of a microwave module, which includes a VLSI-U were implemented in the course of the project. The constructive-technological basis for manufacturing of VLSI-U and microwave Doppler module are developed on the domestic base of SPC "Technology Center".

VLSI-U is a very large scale integrated circuit for monitoring and controlling of the microwave unit. The samples of VLSI-U were made by the CMOS technology [1, 2] with design rules of 1,2  $\mu$ m on the wafers of 100 mm in diameter. VLSI of monitoring and control provides switching of the working modes of the prototype of the Doppler microwave transceiver module on various capacities and frequencies. The block diagram of VLSI-U (fig. 2) represents a set of input shift registers for 40 bits, the parallel register-latch for 40 bits and two analog demultiplexer on 8 and 32 bits/channel.

The serial register (shift register or displacement register) is usually used to convert the serial code into the parallel and conversely [3]. The application of the serial code is associated

with the need to transfer a large number of binary information on a limited number of trace lines. The parallel transmission of bits requires a large number of connecting conductors. If the bits sequentially bit by bit transmitted on a single wire, it can reduce the size of the trunk on the card and IC packages.

Parallel register is used for storing of multi-bit binary/non-binary word. The number of triggers in the composition of parallel register determines its capacity [4]. When recording the information in the parallel register, all the bits (binary digits) should be recorded simultaneously. Therefore, all clock inputs of the triggers included in the register are combined in parallel. An inverter is placed as the amplifier at this input to reduce the input current of synchronization output.

To implement the parallel register, the triggers with static and dynamic synchronization input may be used. When latch triggers used for constructing of parallel registers, this register, in turn, called latch register. It should be careful when using the registers with static input clock, the signals from input register will freely pass on its outputs since at the single potential on synchronization input.

When recording information in the parallel register in VLSI-U, the bits are written simultaneously. The circuit of VLSI for monitoring and control includes demultiplexer operable to switch the signal from one data input to one of the data outputs. The difference from the multiplexer is the ability to combine multiple inputs into one without additional circuitry. The demultiplexers allow you to connect one input to multiple outputs. To increase the load capacity of the chip, it is better to put the inverter at the input of the demultiplexer.

In the project, it was decided to make the VLSI-U (fig. 3) for monitoring and control of the Doppler microwave module by CMOS technology. The purpose of the development of CMOS LSI topology is effective utilization of the chip area. It must be noted, that the characteristics of CMOS LSI, in particular, dynamic, highly depend on the parasitic capacitances and resistances, determined by the topology. CMOS LSI commonly uses transistors of rectangular configuration [5], differing only by the different ratio of width to length of the channel depending on the desired trans conductance of characteristics of the transistor. CMOS ICs have the best per-

formance characteristics and the most suitable for the implementation of complex microelectronic systems. The simplest CMOS structure on p-substrate is shown in fig. 4.

It comprises two complementary MOS transistors with induced channels (n-MOS and p-MOS) in the pockets of the *p*- and *n*-type conductivity, respectively. A silicon substrate serves as one of the pockets. The comprising MOS transistors represent four-pole devices, which operating mode is determined by the voltage on the gate G, drain D, source S and pocket B. The pocket can be shared among multiple devices, when for their isolation from each other, each one is surrounded by a surface field dielectric FOX. The fields outside of the field insulator are the active regions of the devices. The control electrodes (polysilicon gates) separated from the semiconductor layer by a thin layer (gate) dielectric - silicon oxide. The gates separate active region of each device on the channel, the source and the drain. The surface layer of the semiconductor forms a channel under the gate, which conductivity is controlled by the gate. High alloyed source and drain regions have a conductivity opposite to the conductivity of the pocket, forming p-n-junctions with it, which should be biased in the inverse direction. The contact is provided which can be shared among multiple devices in a single pocket. (Low-resistance contacts to the source and drain reduce the conductivity of the MOS transistors).

A special software and hardware complex for automation of information collection is developed for visualization of data from the prototype of the Doppler microwave module [6]. This required the central point of the operator in the form of a personal server where the network software developed using the technology of Lab VIEW NI is installed. The complex for data collection and analysis includes relational database of MySQL type and application for work with OSI network protocols.

Designed VLSI-U for control and management and the prototype of the Doppler microwave module can be used for

creation of a new class of microwave devices with high reliability and low weight and size characteristics for use in advanced systems for monitoring of traffic parameters, security and special purpose systems to identify the small metal objects and enclosures.

The results of the project are oriented on a wide use in scientific-research organizations and companies producing hightech products for construction of the security systems of devices.

The studies were conducted with the equipment of the Joint Usage Center "Functional testing and diagnostics of micro- and nanosystem engineering" on the base of SPC "Technological Center", The works were financially supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (State contract  $N_{\rm O}$  14.427.12.0003).

#### References

1. Novikov Ju. V. Osnovy cifrovojj skhemotekhniki. Bazovye ehlementy i skhemy. Metody proektirovanija. M.: Mir, 2001.

2. Dragunov V. P., Neizvestnyjj I. G., Gridchin V. A. Osnovy nanoehlektroniki. Novosibirsk: NGTU, 2000. 332 p.

3. Strogonov A. V. Proektirovanie cifrovykh BIS. Ch. I: ucheb. posobie. Voronezh: Voronezh. gos. tekhn. un-t., 2004.

4. Strogonov A. V., Meshcheryakov S. A. Proektirovanie logicheskikh ehlementov zakaznykh KMOP BIS. Voronezh: Voronezh.gos. tekhn. un-t, 2003.

5. **Konoplev B. G., Ryndin E. A.** Polevye tranzistory s tokami, ogranichennymi prostranstvennym zarjadom. *Trudy 7-th mezhdunarodnojj nauchno-tekhnicheskojj konferencii "Aktual'nye problemy tverdotel'nojj ehlektroniki i mikroehlektroniki" (PEhM*– 2000). Taganrog: TRGU, 2000. Ch. 2. P. 72–74.

6. Volkov Yu. I., Sukhanov A. V. Virtual'nyi pribor apparatno-programmnogo kompleksa sbora i analiza dannykh s territorial'no udalennykh datchikov magnitnogo polya s ispol'zovaniem sredy LabVIEW. Inzhenernye i nauchnye prilozheniya na baze tekhnologii National Instruments. 2013: Sbornik trudov XII mezhdunarodnoi nauchno-prakticheskoi konferentsii, Moskva 28–29 noyabrya 2013 g. M.: DMK Press, 2013. 436 p.

#### УДК 53.06

**Р. А. Милованов**, зам. нач. отдела, e-mail: Milovanov\_r@inbox.ru, **Е. А. Кельм**, научный сотр., e-mail: kelm87@yandex.ru,

Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, г. Москва

### СТРУКТУРА ЯЧЕЕК ЭНЕРГОНЕЗАВИСИМОЙ ПАМЯТИ ТИПА EEPROM И FLASH

Поступила в редакцию 18.12.2014

В настоящее время существует большое число различных типов ячеек полупроводниковой энергонезависимой памяти. Основу подобного многообразия составляют ячейки EEPROM и FLASH. Применение термина flash-память часто носит маркетинговый смысл и не отражает реальных конструктивных особенностей построения ячейки. В статье осуществлена попытка классифицировать ячейки памяти EEPROM и FLASH по их конструктивным особенностям на основе данных различных производителей и результатов собственных исследований авторов.

**Ключевые слова:** энергонезависимая память, EEPROM, flash, структура ячейки памяти, superflash, ETOX, FLOTOX, MLC, SONOS, HIMOS

#### Введение

Под энергонезависимой памятью понимают типы памяти, состояние ячеек в которой сохраняется при отключении питания [1]. К таким типам относят масочное ПЗУ (англ. MROM), программируемое ПЗУ (англ. PROM), ПЗУ с УФ стиранием (англ. EPROM), ПЗУ с электрическим стиранием (англ. EEPROM), флэш-память (англ. FLASH), ферроэлектрические ЗУ (англ. F(e)RAM), магниторезистивные ЗУ (англ. MRAM), полимерные ферроэлектрические ЗУ (англ. PFRAM), ЗУ на аморфных полупроводниках (англ. OUM) и др. [2].



Рис. 1. Классификация ячеек полупроводниковой энергонезависимой памяти EEPROM и FLASH [1-31]

Fig. 1. Cells of EEPROM and FLASH semiconductor non-volatile memory [1-31]

Цель данной работы — исследование принципов построения ячеек энергонезависимой памяти типа EEPROM и FLASH. В литературе нет единого мнения относительно определения FLASH-памяти и ее отличия от EEPROM. Например, в работе [2] отмечено, что ячейка EEPROM — двухтранзисторная, а у FLASH — однотранзисторная, в работе [2] также сказано, что ячейки FLASH-памяти состоят из одного транзистора с плавающим затвором, пороговое напряжение которого может быть изменено приложением электрического поля к затвору. В [4] отмечено, что технология FLASH-памяти является смесью EPROM- и EEPROM-технологий, а термин FLASH обозначает возможность одновременного стирания больших объемов памяти. В работе [5] говорится, что FLASH-память — это модификация EEPROM, в которой осуществляется одновременное стирание всей памяти чипа вместо стирания байта.

Первая современная FLASHпамять была предложена Фуджио Масуокой (ф. Toshiba) в 1984 г. [6] на IEEE International Electron Devices Meeting [1]. Стирание в предложенной ячейке обеспечивалось специальным (третьим) затвором из поликремния, в который при подаче на него положительного импульса удалялись электроны из плавающего затвора [6— 8]. Стирание осуществлялось одновременно для всех ячеек. На этом основании, а также по результатам приведенных ниже исследований можно сделать вывод, что конструкция ячеек у FLASH-

памяти и EEPROM схожая, а различия заключаются в организации матрицы памяти, которая обеспечивает побайтовое стирание для EEPROM и одновременное стирание большого массива ячеек для FLASH. Такие массивы обычно называют блоками или страницами [1].

Ячейки EEPROM и FLASH бывают двух- и однотранзисторные, но в любом случае основаны на транзисторе с плавающим затвором или с ONO (оксид—нитрид—оксид) структурой. Классификация ячеек по типу транзистора приведена на рис. 1.

#### Двухтранзисторные ячейки на основе FLOTOX-транзистора

FLOTOX-транзистор (рис. 2, *a*) представляет собой МОП-транзистор с плавающим затвором — ПЗ (англ. floating gate), в котором толщина подзатворного оксида в области стока (туннельный оксид) уменьшена по сравнению с областью канала в несколько раз (≈10 нм).

На основе FLOTOX-транзистора строятся двухтранзисторные ячейки EEPROM и FLASH (рис. 2, *b*). Вторым транзистором в подобных ячей-ках является обычный МОП-транзистор, который называется транзистором выбора — TB (англ. ST — select transistor) и используется для предотвращения лишнего стирания (англ. over-erase) ячейки [5], при котором в плавающий затвор помещается больше электронов, чем требуется.

Стирание ячейки осуществляется инжектированием электронов в плавающий затвор, а запись их экстракцией из плавающего затвора. Обе операции выполняются туннелированием Фаулера—Нордхейма (Fowler Nordheim (FN) tunneling) [4, 9].



Рис. 2. Ячейка памяти на основе FLOTOX-транзистора (a — принципиальная схема; b — изображение вертикального сечения) Fig. 2. The memory cell based on FLOTOX-transistor (a — concept, b — vertical cross section)

### Однотранзисторные ячейки на основе транзисторов с многоуровневым затвором

Ячейки памяти типа EEPROM и FLASH на основе транзисторов с многоуровневым затвором (англ. stack gate) состоят из одного транзистора, сток которого подключен к битовой линии — БЛ (англ. BL — bit line), управляющий затвор УЗ (англ. CG — control gate) — к словарной линии — СЛ (англ. WL — word line), а исток — И (англ. source) заземлен (рис. 3). Такой транзистор представляет собой МОП-транзистор с плавающим затвором, в котором толщина подзатворного оксида составляет единицы нанометров и называется ETOX (Extremely Thin OXide).

Запись (программирование) ячейки памяти может осуществляться инжекцией горячих электронов [1, 10] или FN-туннелированием [11] (в зависимости от организации матрицы памяти), а стирание — FN-туннелированием [1, 10, 11].

Программирование (запись) горячими электронами осуществляется для ЕТОХ-ячеек с организацией матрицы памяти типа NOR [10]. На управляющий затвор (УЗ) и сток подается положительное напряжение, а исток заземляется. При достаточном смещении стока неосновные носители заряда в канале (около стока) "разогреваются" электрическим полем до больших энергий. Следствием разогрева носителей является увеличение энергии некоторых неосновных носителей до уровня, позволяющего преодолеть энергетический барьер подзатворного оксида (SiO<sub>2</sub>). Если поле оксида способствует инжекции (положительное напряжение на УЗ), подобные носители инжектируются в подзатворный диэлектрик и дают толчок инжекции горячих электронов в плавающий затвор (ПЗ) [12, 13], которые, накапливаясь, сдвигают вольт-амперную характеристику (ВАХ) ЕТОХ-ячейки в сторону больших значений.

Программирование (запись) FN-туннелированием осуществляется для ETOX-ячеек с организацией матрицы памяти типа NAND [11] и DINOR [1]. На УЗ подается положительное напряжение, а исток, сток и подложка заземляются. В области туннельного оксида при этом создается большое электрическое поле, которое позволяет электронам проникать из канала (подложки) через туннельный оксид в плавающий затвор (туннелировать по FN-механизму). В отличие от FLOTOX-ячейки, где FN-туннелирование осуществляется в области стока (область туннельного оксида), в ETOX-ячейках FN-туннелирование осуществляется в области всего канала.

Стирание для ЕТОХ-ячеек с любой организацией матрицы памяти осуществляется FN-туннелированием [1, 10, 11]. Для ячеек с организацией NOR на УЗ подается отрицательное напряжение или ноль, на исток — положительное напряжение, а подложка заземляется. В данном случае электроны из плавающего затвора туннелируют в исток.

Для стирания ETOX-ячеек с организацией NAND на сток, исток и подложку подается положительное напряжение, а управляющий затвор заземляется. В данном случае электроны из плавающего затвора туннелируют в канал (подложку).

Для снижения рабочего напряжения в матрицах памяти на основе ячеек типа "split gate" ячейку с низким пороговым напряжением считают запрограммированной, а с высоким пороговым напряжением — стертой. Подобные ячейки называют MoneT (ф. Motorola) [1]. Вертикальное сечение ячеек данного типа вдоль битовой линии аналогично ETOX-ячейкам (рис. 3, b), в то время как сечение вдоль словарной линии отличается (рис. 4).

Еще одним способом снижения рабочего напряжения в матрицах памяти на основе ячеек с многоуровневым затвором является использование ячеек с механизмом программирования вторичными электронами, которые образуются в результате ударной ионизации. Подобные ячейки были впервые анонсированы в 1998 г. (ф. Lucent) и называ-



Рис. 3. Ячейка памяти с многоуровневым затвором на основе ЕТОХ-транзистора (*a* — вертикальное сечение вдоль СЛ; *b* — вертикальное сечение вдоль БЛ; *c* — принципиальная схема)

Fig. 3. Memory cell with the stacked gate based on ETOX-transistor (a - vertical cross section along WL, b - vertical cross section along BL; c - circuit diagram)



Рис. 4. Ячейка памяти с многоуровневым затвором типа MoneT — вертикальное сечение вдоль СЛ

Fig. 4. Memory cell with stacked gate of MoneT type - vertical cross section along WL

ются CHISEL (Channel Initiated Secondary Electron Injection). Программирование CHISEL-ячеек требует энергии, в 10 раз меньшей по сравнению с ячейками, которые программируются инжекцией горячих электронов [14]. Для программирования вторичными электронами на подложку подается отрицательное напряжение, равное по модулю напряжению на стоке, а на управляющий затвор положительное [15]. По структуре CHISEL-ячейки похожи на ETOX-ячейки.

# Полуторатранзисторные ячейки на основе транзисторов с расщепленным затвором

Ячейки памяти EEPROM и FLASH на основе транзисторов с расщепленным затвором (англ. "split gate") состоят из одного транзистора, сток которого подключен к БЛ, управляющий затвор — к СЛ, а исток заземлен. В настоящее время к ячейкам рассматриваемого типа можно отнести: SuperFlash 1-го и 2-го поколений и SCSG.

Ячейки типа SuperFlash (1-е и 2-е поколения) представляют собой МОП-транзистор с плавающим затвором, в котором одна часть канала перекрывается только УЗ, другая — ПЗ и УЗ, а третья только ПЗ. Таким образом, можно сказать, что ячейка "split gate" SuperFlash является усовершенствованным вариантом двухтранзисторной ячейки, в которой каналы транзисторов выборки и хранения объединены в один. Ячейки "split gate" SuperFlash могут быть первого (рис. 5) поколения (не самосовмещенная технология) и второго (рис. 6) поколения (самосовмещенная технология).

Программирование ячеек "split gate" SuperFlash осуществляется инжекцией горячих электронов (как для ETOX-ячеек с организацией матрицы памяти типа NOR) из канала со стороны стока в ПЗ (ВАХ ячейки сдвигается в сторону больших значений), а стирание FN — туннелированием электронов из ПЗ в управляющий затвор (ВАХ ячей-



Рис. 5. Ячейка памяти с расщепленным затвором типа SuperFlash 1-го поколения (*a* — принципиальная схема; *b* — вертикальное сечение вдоль БЛ; *c*, *d*, *e* — вертикальные сечения вдоль СЛ)

Pig. 5. SuperFlash split-gate memory cell of the  $I^{st}$  generation (a - concept, b - vertical cross section along BL; c, d, e - vertical cross sections along WL)



Рис. 6. Ячейка памяти с расщепленным затвором типа SuperFlash 2-го поколения — вертикальное сечение вдоль БЛ Fig. 6. SuperFlash split-gate memory cell of the 2<sup>nd</sup> generation — vertical

Fig. 6. SuperFlash split-gate memory cell of the  $2^{nn}$  generation — vertica cross section along BL

ки сдвигается в сторону меньших значений) [1]. FN-туннелирование осуществляется с заостренного края плавающего затвора, на котором повышается значение поля.

При программировании (записи) ячеек памяти типа SuperFlash (1-е и 2-е поколения) на УЗ — СЛ подается напряжение, превышающее пороговое. Таким образом в области канала, где присутствует только управляющий затвор, образуется проводящая область. На сток — БЛ подается небольшое напряжение, не превышающее 1 В (при больших напряжениях программирование запрещено), которое по каналу, сформированному под управляющим затвором, оказывается у края ПЗ. На исток, имеющий емкостную связь с ПЗ, подается положительное напряжение 7,5...10 В. Из-за разницы напряжений сток-исток в канале генерируются го-

рячие электроны. Поле между ПЗ и каналом с эфективностью 100 % переносит в ПЗ горячие электроны, которые преодолели энергетический барьер Si—SiO<sub>2</sub> (≈3,2 эВ).

Из-за накапливания отрицательного заряда в ПЗ эффект программирования является самоограничивающимся (отрицательный заряд ПЗ разрушает образованный под ним канал) [1].

При стирании на управляющий затвор (линию выбора) подается напряжение 10...12 В, а сток и исток заземляются. Поле между управляющим и плавающим затворами слабое на протяжении всего межзатворного диэлектрика, за исключением заостренного края ПЗ, на котором оно резко увеличивается и который называется туннельным инжектором. Перемещение заряда (FN-туннелирование) осуществляется быстро, но в то же время самоограничивается положительным зарядом ПЗ, который уменьшает разность потенциалов между ПЗ и управляющим затвором и нарушает условия FN-туннелирования.

В результате стирания в ПЗ накапливается небольшой положительный заряд, который уменьшает пороговое напряжение ячейки до необходимого уровня.

Ячейка flash-памяти типа SCSG (source — coupled split — gate) относится к ячейкам типа "split gate" [1], также данный тип ячеек называют 1,5T FLASH (полуторотранзисторная ячейка) [16]. Схемы сечений и топология ячейки данного типа приведены на рис. 7. Конфигурация ячейки предупреждает "излишнее стирание" (overerase) ячейки, как и в ячейках "split gate" SuperFlash.

Стирание ячеек SCSG осуществляется FN-туннелированием электронов из ПЗ в исток, на который подается высокое положительное напряжение [16]. Для предотвращения инжекции горячих дырок сток под ПЗ в области туннелирования обладает бо́льшим уровнем легирования, чем в области контакта [1]. Программирование осуществляется инжекцией горячих электронов в ПЗ в области стока.

### Ячейки памяти на основе транзисторов с тремя и более затворами

Существует большое разнообразие ячеек энергонезависимой памяти EEPROM и FLASH с тремя и более затворами. Ячейка первой FLASH-памяти, которая была представлена доктором Macyoka в



Рис. 7. Ячейка памяти с расщепленным затвором типа SCSG (source — coupled split — gate) (a — схема топологии; b — схема сечения вдоль СЛ; c — схема сечения вдоль БЛ; d — схема сечения вдоль ПЗ)

Fig. 7. The split-gate memory cell of SCSG type (source - coupled split - gate) (a - topology; b - cross section along WL; c - cross section along BL, d - sectional diagram along FG)



Рис. 8. Схема топологии (a) и вертикальные сечения (b, c) трехзатворной ячейки FLASH-памяти, предложенной доктором Масуока в 1984 г. [17]

Fig. 8. Topology diagram (a) and vertical cross sections (b, c) of the three-gate cell of FLASH-memory by Dr. Masuoka [17]

1984 г. [6] на IEEE International Electron Devices Meeting [1], также была с тремя затворами (рис. 8). Первый затвор использовался для стирания (стирающий СЗ), второй затвор — плавающий ПЗ, а третий — управляющий (УЗ).

Программирование в данной ячейке осуществляется горячими электронами канала, как в ETOX-ячейках с организацией матрицы памяти типа NOR. Стирание осуществляется экстракцией электронов из ПЗ в СЗ (для всех ячеек одновременно) [17].

Для предупреждения возможности избыточного стирания и, как следствие, возникновения токов утечки по битовой линии Naruke предложил конструкцию ячейки SISOS (sidewall select-gate on the source side), которая представляет собой МОПтранзистор с плавающим затвором и дополнительным затвором выбора — 3В (англ. SG — select gate), расположенным сбоку (рис. 9) [18].

Программирование в данной ячейке осуществляется горячими электронами со стороны стока, а стирание — FN-туннелированием электронов из ПЗ в сток SISOS-транзистора [17].



**Рис. 9. Схема сечения FLASH-ячейки SISOS [17]** *Fig. 9. Sectional diagram of FLASH cell of SISOS type [17]* 

Уменьшение времени стирания и записи в ячейках FLASH с туннельным оксидом без изменения напряжения программирования возможно за счет увеличения тока FN-туннелирования. Подобное ускорение может быть достигнуто путем уменьшения толщины туннельного оксида, уменьшения энергетического барьера инжектирования и увеличения коэффициента связи [19]. На рис. 10 приведены сечения EEPROM-ячеек с увеличенным коэффициентом связи на основе SSIMOS-транзистора (Shielded Substrate Injection MOS) и SSTRтранзистора (Stacked Self-aligned Tunnel Region). Стирание и программирование в подобных ячейках памяти осуществляется на основе FN-туннелирования.

В 1979 г. [20] впервые был предложен трехзатворный транзистор TPFG (Textured Poly Floating Gate), который первоначально позиционировался как ячейка энергонезависимого O3У, а в 1980 г. как ключевой элемент EEPROM [21]. Структура сечения и схема подобной ячейки приведены на рис. 11. Стирание и запись в подобной ячейке осуществляется за счет полиоксидной проводимости [19].

Одним из главных недостатков традиционного механизма инжекции горячих электронов при программировании является его низкая эффективность и, как следствие, большое потребление энергии. Для устранения данного недостатка может использоваться механизм боковой инжекции со стороны стока (SSI — source — side injection), который в 1000 раз эффективней. Данный механизм используется в ячейках типа HIMOS (High Injection MOS) [1]. Примеры топологических схем и схемы сечений ячейки типа HIMOS приведены на рис. 12 (см. третью сторону обложки). Толщина диэлектрика под ПЗ составляет  $\approx$ 8,5 нм, между ПЗ и УЗ, УЗ и каналом  $\approx$ 30 нм.



Рис. 10. Схемы сечений ЕЕРROM-ячеек с увеличенным коэффициентом связи на основе SSIMOS-транзистора (*a*) и SSTR-транзистора (*b*) [19]

Fig. 10. Sectional diagrams of EEPROM cells with an increased coupling coefficient on the base of SSIMOS-transistor (a) and SSTR-transistor (b) [19]



**Рис. 11. Трехзатворная ячейка EEPROM типа TPFG [19]** *Fig. 11. EEPROM three-gate cell of TPFG type [19]* 



Рис. 13. Схема сечения ячейки типа SuperFlash третьего поколения с четырьмя затворами Fig. 13. Sectional diagram of the third generation SuperFlash cell with

Fig. 13. Sectional diagram of the third generation SuperFlash cell with four gates

Программирование ячеек HIMOS-памяти осуществляется боковой инжекцией горячих электронов со стороны истока (SSI — source — side injection). Стирание ячеек HIMOS-памяти осуществляется FN-туннелированием. Возможны два механизма: первый предусматривает туннелирование электронов в сток (drain erase), а второй — туннелирование электронов через межзатворный оксид с края ПЗ [22].

Помимо ячеек памяти типа SuperFlash с расщепленным затвором "split gate" первого и второго поколений, рассмотренных выше, существуют ячейки SuperFlash третьего поколения (рис. 13) с четырьмя затворами: плавающий (ПЗ), управляющий (УЗ), стирающий (ЗС) и затвор связи — ЗСв (англ. СрG couple gate).

Для стирания таких ячеек используется FN-туннелирование электронов из ПЗ в затвор выбора, а для программирования — инжекция горячих электронов в ПЗ со стороны истока (SS CHE injection) [23].

#### Ячейки памяти EEPROM и FLASH без плавающего затвора

Кроме наиболее часто встречающихся ячеек с плавающим затвором, существуют также ячейки на основе SONOS (Semiconductor Oxide Nitride Oxide Semiconductor) — транзисторов, которые не содержат плавающего затвора. В SONOS-ячейках функцию плавающего затвора и окружающего его изолятора выполняет композитный диэлектрик ONO [24]. Роль аккумулятора заряда при этом выполняют центры захвата заряда на границе раздела диэлектрических слоев оксида (SiO<sub>2</sub>) и нитрида (Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>) кремния. SONOS-транзистор (рис. 14) напоминает обычный МНОП (MNOS)-транзистор со структурой "Stack gate". Интерес к SONOS-ячейкам вырос, когда был достигнут предел масштабирования ячеек с плавающим затвором, который составляет 45 нм [25, 26].

Программирование SONOS-ячеек осуществляется FN-туннелированием электронов из канала в хранящий слой (центры захвата заряда на границе нитрида-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>) ONO-структуры. Стирание осуществляется FN-туннелированием дырок из канала в хранящий слой ONO-структуры [25].

Модификацией SONOS-ячеек является TANOSячейка, которая основана на структуре нитрид тантала — оксид алюминия — нитрид кремния — оксид кремния — кремний (TANOS — Tantalum—Aluminum—Nitride—Oxide—Silicon). Появление данной модификации вызвано необходимостью уменьшения утечек через верхний оксид кремния (FN-туннелирование электронов в управляющий затвор из-за малой толщины оксида кремния) и уменьшения эффекта насыщения стирания (блокировка



**Рис. 14. SONOS-транзистор** (a — схема сечения; b — изображение вертикального сечения Fig. 14. SONOS-transistor (a — sectional diagram, b — image of the vertical cross section)

процесса стирания после нейтрализации всех электронов в ONO-структуре из-за начала процесса FNтуннелирования электронов из затвора в ONO).

Устранение данных эффектов осуществляется заменой верхнего оксида кремния на оксид алюминия — диэлектрик с высокой диэлектрической проницаемостью (high-k) и заменой затвора из поликремния на затвор из нитрида тантала (материал с большей чем у кремния работой выхода) [27].

#### Ячейки памяти EEPROM и FLASH с *р*-каналом

Рассмотренные выше ячейки энергонезависимой памяти типа EEPROM и FLASH основаны на МОП-транзисторах с *n*-каналом, в которых при эксплуатации в подзатворной области формируется или разрушается канал из неосновных носителей — электронов. Существует альтернатива, которая заключается в использовании ячеек на основе МОП-транзисторов с р-каналом, в которых формируется или разрушается канал из неосновных носителей — дырок. Большинство схемотехнических решений, которые применяются к ячейкам с *п*-каналом, также могут быть применены к ячейкам с *р*-каналом. Основными достоинствами ячеек с *р*-каналом являются: лучшая надежность, более высокая скорость программирования и низкое энергопотребление [28].

Программирование ЕТОХ-ячеек с *p*-каналом может осуществляться по механизму индуцированного горячими электронами межзонного туннелирования электронов (BTBTIHE — band — to — band tunneling — induced hot — electron или BBHE — Band-to-Band induced Hot Electron). Также программирование возможно инжекцией горячих дырок канала, индуцированных горячими электронами (CHHIHE — channel hot — hole — induced hot — electron) ПЗ или FN-туннелированием. Стирание ETOX-ячеек с *p*-каналом осуществляется FN-туннелированием [1, 28].

Помимо ЕТОХ-ячеек существуют и другие топологические разновидности ячеек с *p*-каналом. Одним из таких примеров является ячейка типа "split gate" с *p*-каналом. Конструктивно ячейка напоминает "split gate" SuperFlash первого поколения [29].

Программирование ячейки типа "split gate" с *p*-каналом возможно по механизмам BTBTIHE и CHHIHE (в зависимости от приложенных к выводам ячейки напряжений). При этом инжекционная эффективность механизма BTBTIHE на два порядка выше, чем CHHIHE. Стирание осуществляется FN-туннелированием электронов из ПЗ в УЗ [29].

Еще одной разновидностью ячейки с *p*-каналом является ячейка, выполненная по SONOS-технологии, которую называют B4-Flash. Такое название образуется от механизма программирования ячейки "Back Bias assisted Band-to-Band tunneling induced hot-electron" [30].

Программирование ячеек с *р*-каналом B4-Flash осуществляется индуцированными горячими электронами межзонным туннелированием электронов при смещении на подложке (Back Bias assisted Bandto-Band tunneling induced hot-electron — "B4-HE"), а стирание — FN-туннелированием дырок [30].

#### Многоуровневые ячейки памяти EEPROM и FLASH

Многоуровневой ячейкой (англ. MLC — multilevel cell) называют ячейку, в которой хранится более одного бита. Достоверно известно об успешных тестах прототипов, хранящих 4 бит в одной ячейке [24]. В настоящее время разработчики находятся в поисках предельного числа битов на одну ячейку.

Обычная однобитная ячейка памяти может принимать два состояния — "0" или "1", которые различаются по величине заряда, помещенного в ПЗ или центры захвата заряда (для МНОП-транзисторов), в то время как MLC способна хранить более двух величин зарядов и, соответственно, большее число состояний. При этом каждому состоянию в соответствие ставится определенная комбинация значений битов ("00", "01", "10" или "11").

Во время записи в ПЗ или центры захвата заряда (ЦЗЗ) помещается число заряда, соответствующее

необходимому состоянию. От величины заряда зависит пороговое напряжение транзистора. Пороговое напряжение транзистора можно измерить при чтении и определить по нему записанное состояние, а значит, и записанную последовательность битов. Программирование MLC-ячеек в "среднее" состояние ("10" и "01") осуществляется по алгоритму многократной подачи импульсов и занимает больше времени, чем программирование "верхнего" состояния ("00") [1]. Структура MLC-ячейки обычно

Название ячейки	Тип ячейки	Программирование	Стирание
FLOTOX	2-транзист.	е-FN-туннелирование из ПЗ в сток	е-FN-туннелирование в ПЗ из стока
ETOX	1-транзист. "stack gate"	<ol> <li>горячие электроны (СНЕ)</li> <li>е-FN-туннелирование</li> <li>из канала в ПЗ</li> </ol>	е-FN-туннелирование из ПЗ в исток
MoneT	1-транзист. "stack gate"	е-FN-туннелирование из ПЗ в канал	горячие электроны (СНЕ)
CHISEL	1-транзист. "stack gate"	вторичные электроны	е-FN-туннелирование из ПЗ в исток
SuperFlash (1-е, 2-е поколе- ния)	1,5-транзист. "split gate"	горячие электроны (SSI)	е-FN-туннелирование из ПЗ в УЗ
SuperFlash (3-е поколение)	1,5-транзист. 4-gate	горячие электроны (SSI)	e-FN-туннелирование из ПЗ в затвор выбора (WL)
SCSG	1,5-транзист. "split gate"	горячие электроны (SSI)	е-FN-туннелирование из ПЗ в исток
Flash-Masuoka	1-транзист. 3-роlу	горячие электроны (СНЕ)	e-FN-туннелирование из ПЗ в стирающий затвор
SISOS	1-транзист. 3-роlу	горячие электроны (СНЕ)	е-FN-туннелирование из ПЗ в сток
SSIMOS	1-транзист. 3-роlу	е-FN-туннелирование из канала в ПЗ	e-FN-туннелирование из ПЗ в канал
SSTR	1-транзист. 3-роlу	е-FN-туннелирование из канала в ПЗ	e-FN-туннелирование из ПЗ в канал
TPFG	1-транзист. 3-роlу	e-FN-туннелирование из про- граммирующего затвора в ПЗ	e-FN-туннелирование из ПЗ в управляющий затвор
HIMOS	1,5-транзист. "split gate" 3-gate	горячие электроны (SSI)	e-FN-туннелирование из ПЗ в сток или управляющий затвор
SONOS	1-транзист. "stack gate"	e-FN-туннелирование из канала в ONO	h-FN-туннелирование из канала в ONO
TANOS	1-транзист. "stack gate"	e-FN-туннелирование из канала в ANO	h-FN-туннелирование из канала в ANO
p-ETOX	1-транзист. "stack gate"	<ol> <li>е-межзонное туннелирование (ВТВТІНЕ)</li> <li>горячие дырки (СННІНЕ)</li> <li>е-FN-туннелирование из канала в ПЗ</li> </ol>	1) е-FN-туннелирование из ПЗ в УЗ 2) е-FN-туннелирование из ПЗ в канал
p-"split gate"	1,5-транзист. "split gate"	<ol> <li>е-межзонное туннелирование (ВТВТІНЕ)</li> <li>горячие дырки (СННІНЕ)</li> </ol>	е-FN-туннелирование из ПЗ в УЗ
p-B4-Flash	1-транзист. "stack gate"	В4-НЕ-туннелирование	h-FN-туннелирование из канала в ПЗ
StrataFlash	ETOX SONOS TANOS	зависит от структуры ячейки	зависит от структуры ячейки
mirror bit	SONOS TANOS	е-FN-туннелирование из канала в ONO/ANO	h-FN-туннелирование из канала в ONO/ANO

Основные характеристики	различных яче	еек EEPROM	и FLASH	[1-31]
-------------------------	---------------	------------	---------	--------

аналогична структуре "обычной" ячейки типа ETOX или SONOS/TANOS.

Еще одним способом хранения двух битов в одной ячейке является предложенная ф. AMD архитектура "mirror bit" (зеркальный бит). В одном запоминающем элементе хранятся два бита данных в виде индивидуальных зарядов (рис. 15, см. третью сторону обложки), размещенных в разных местах подзатворного слоя одного и того же транзистора [2].

Запоминающая область в транзисторах типа "mirror bit" модифицирована так, чтобы группы электронов могли независимо храниться в обеих ее сторонах [2] (используются транзисторы с ONOструктурой, так как в ПЗ заряд равномерно распределяется по объему [31]). При этом ячейка проявляет себя как два элемента памяти.

Основным достоинством ячеек "mirror bit" перед MLC-ячейками является отсутствие жестких допусков на величину вводимого заряда, а это позволяет проводить процессы чтения, стирания и записи интенсивно с сохранением высокой скорости. Также повышается и надежность сохранения данных, поскольку допустимые потери заряда в MLC-ячейках значительно меньше [2].

#### Заключение

Результат анализа различных типов ячеек полупроводниковой энергонезависимой памяти типа EEPROM и FLASH сведен в таблицу.

#### Список литературы

1. **Brewer J. E., Gill M.** Nonvolatile memory technologies with emphasis on Flash. A comprehensive guide to understanding and using NVM devices. New Jersey: A John Wiley & Sons Inc., 2008. 759 p.

2. Угрюмов Е. П. Цифровая схемотехника. 2-е изд. Санкт-Петебург: БВХ-Петербург, 2005. 800 с.

3. **Kang S., Lebiebici Y.** CMOS Digital Integrated Circuits. Analysis and design. New York; McGraw-Hill Higher Education, 2003. 655 p.

4. Griffin J., Matas B., Suberbasaux C. Memory 1996: Complete coverage of DRAM, SRAM, EPROM and FLASH memory ICs. Integrated circuit engineering corporation, 1996. URL: http://smithsonianchips.si.edu)

5. **Chen W.-K.** The VLSI handbook. Second Edition. Boca Raton London, New York: CRC Press, 2007. 2320 p.

6. Masuoka F., Assano M., Iwahashi H., Komuro T., Tanaka S. A New Flash EEPROM Cell Using Triple Polysilicon Technology // IEEE IEDM Technical Digest, 1984. P. 464–467.

7. Masuoka F., Assano M., Iwahashi H., Komuro T., Tanaka S. A 256 K Flash EEPROM Using Triple Polysilicon Technology // IEEE ISSCC Technical Digest. 1985. P. 168–169.

8. Masuoka F., Assano M., Iwahashi H., Komuro T., Tozawa N., Tanaka S. A 258 K Flash EEPROM Using Triple Polysilicon Technology // IEEE J. Solid — State Circuits. 1987. V. SC22. P. 548—552.

9. Nardi C., Desplats R., Perdu P., Guerin C., Gauffier J. L., Amundsen T. B. Direct measurements of charge in floating gate transistor channels of flash memories using scanning capacitance microscopy // Proceedings of the 32nd ISTFA, November 12–16, 2006.

10. Bez R., Camerlenghi E., Modelli A., Visconti A. Introduction to Flash memory // proceedings of the IEEE. April 2003. V. 91, N. 4.

11. **Inoue A., Wong D.** NAND Flash applications design guide. Toshiba America Electronic Components, Inc., Revision 2.0, March 2004. URL: http://toshiba.com

12. Cottrell P. E., Troutman R. R., Ning T. H. Hot Electron Emission in n-Channel IGFET's // IEEE J. Solid — State Circuits. 1979. V. SC14. 442 p.

13. Eitan B., Frohman-Bentchkowsky D. Hot Electron Injection into the Oxide in n-Channel MOS — Devices // IEEE Trans. Electron Devices. 1981. V. ED28. 328 p.

14. URL: http://www.sciencedaily.com/releases/1998/10/ 981012232342.htm

15. **Bude J. D.** Monte Carlo Simulations of Impact Ionization Feedback in MOSFET Structures // VLSI Design. 1998. V. 8. P. 13–19.

16. Ledford S. Non-Volatile Memory Technology Overview, Freescale Semiconductor, 2004. URL: http://cache.freescale.com

17. Aritome S., Shirota R., Hemink G., Endoh T., Masuoka F. Reliability Issues of Flash Memory Cells // Proceedings of the IEEE. May 1993. V. 81. N. 5.

18. Kynett V. N., Fandrich M., Anderson J., Dix P., Jungroth O., Kreifels J., Lodenquai R. A., Vajdic B., Wells S., Winston M., Yang L. A 90-11s one-million erase/program cycle I-Mbit flash memory // IEEE J. Solid-State Circuits. 1989. V. 24. P. 1259—1264.

19. Groeseneken G., Maes H. E., VanHoudt J., Witters J. S. Basics of Nonvolatile Semiconductor Memory Devices. URL: http://citeseerx.ist.psu.edu

20. Klein R., Owen W., Simko R., Tchon W. 5-V-only, non-volatile RAM owes it all to polysilicon // Electronics, 1979. October 11. 111 p.

21. Landers G. 5-V-only EEPROM mimics static RAM timing // Electronics, 1980, June 30. 127 p.

22. **De Meyer K.** Analysis and implementation of high-k based multilayer tunneling barriers for low-voltage Flash memory operation. Leuven, Imec VZW. 2005. 199 p.

23. URL: http://www.sst.com/superflash/superflash\_cell/gene-rations/esf3/

24. URL: http://www.comp.ilc.edu.ru/assets/files/lection7/7.6\_flash\_inside.pdf.

25. **Ramkumar K.** Cypress Semiconductor White Paper. Cypress SONOS Technology, Cypress Semiconductor, July 2011. URL: http://cypress.com

26. Vianello E., Driussi F., Arreghini A., Palestri P., Esseni D., Selmi L., Akil N., van Duuren M. J., Golubovi'c D. S. Experimental and Simulation Analysis of Program/Retention Transients in Silicon Nitride-Based NVM Cells // IEEE transaction on electron devices, September 2009. V. 56. N. 9. P. 1980–1990.

27. Ludwig C., Beug M. F., Kusters K.-H. Advances in flash memory devices // Materials Science-Poland. 2010. V. 28, N. 1. P. 105–116.

28. Chung S. S., Liaw S. T., Yih C. M., Ho Z. H., Lin C. J., Kuo D. S., Liang M. S. N-Channel Versus P-Channel Flash EEPROM. Which one has better reliabilities // Proceedings IEEE 39th Annual international reliability phisics symposium. 2001. P. 67–72.

29. Chu W.-T., Lin H.-H., Wang Y.-H., Hsieh C.-T., Lin Y.-T., Wang C. S. Performance Evaluation of Field-Enhanced P-Channel Split-Gate Flash Memory // IEEE Electron device letters, September 2005. V. 26. N. 9. P. 670–672.

30. Shukuri S., Ajika N., Mihara M., Kobayashi K., Endoh T., Nakashima M. A 60nm NOR Flash Memory Cell Technology Utilizing Back Bias Assisted Band-to-Band Tunneling Induced Hot-Electron Injection (B4-Flash) // Symposium on VLSI Technology Digest of Technical Papers. 2006. P. 15–16.

31. **Van Houdt J.** Flash memory. The Microelectronics Training Center, IMEC. 2008. URL: http://blogs.exeter.ac.uk

**R. A. Milovanov**, Deputy Head of Department, e-mail: Milovanov\_r@inbox.ru, **E. A. Kelm**, Junior Researcher, e-mail: kelm87@yandex.ru

Institute of Nanotechnologies of Microelectronics, RAS, Moscow

### **Structure of Eeprom and Flash Memory Cells**

Now there are many different types of semiconductor nonvolatile memory cells. Most part of this variety belongs to the electrically erasable programmable read-only memory (EEPROM) and flash memory cells. Commonly the words "flash-memory" or "EEPROM-memory" are used as commercial terms, which do not reflect the real design philosophy and structure of the memory cells. This article presents an attempt to classify EEPROM and flash memory cells by their design philosophy on the basis of the manufacturers' information and results of the authors' own investigation. We consider various numbers of transistors (1T, 1,5T, 2T) and gates in the memory cells, as well as certain types of the transistor channels, various programming and erase memory cell mechanisms (hot electrons injection, FN — tunneling etc.). Our classification covers FLOTOX, ETOX, MoneT, CHISEL, SuperFlash (1, 2, 3 generations), SCSG, Flash-Masuoka (first flash memory cell patent), SISOS, SSIMOS, SSTR, TPFG, HIMOS, SONOS/TANOS, p-ETOX, p-"split gate", p-B4-Flash, StrataFlash, mirror bit, etc. We do not consider new perspective types of the nonvolatile memory cells, which are not based on the semiconductor technology (FeRAM, OUM, MRAM etc.), since such new cells are not used widely enough at the moment.

Keywords: nonvolatile memory, EEPROM, flash, structure of memory cell, superflash, ETOX, FLOTOX, MLC, SONOS, HIMOS

#### Introduction

The non-volatile memory includes such types of the memory, which cells' state stays unchanged when power is turned off [1]. They include mask ROM (MROM), programmable ROM (PROM), ultraviolet-erasable ROM (EPROM), electronically erasable programmable ROM (EEPROM), flash memory (FLASH), ferroelectric memory (F(e)RAM), magnetoresistive memory (MRAM), polymer ferroelectric memory (PFRAM), memory on amorphous semiconductors (ovonic memory, OUM), and others [2].

The purpose of this work — the study of the building principles of the cells of non-volatile memory of EEPROM and FLASH type. There is no consensus on the definition of FLASH memory and its differences from EEPROM. For example, the EEPROM cell is twin-transistored [2], while the FLASH cell is one-transistored; FLASH-memory cells consist of one transistor with a floating gate, which threshold voltage can be changed by applying of an electric field to the gate [3]. FLASH-memory technology is a combination of EPROM and EEPROM technologies, and the term "FLASH" refers to the ability to simultaneously erase large amounts of memory [4]. FLASH-memory is a modification of EEPROM, in which a simultaneous erasure of all chips' memory occurs instead of erasure of a single byte [5].

The first modern FLASH-memory was proposed by F. Masuoka (Toshiba) in 1984 [6] on [1]. Erasing in a proposed cell was provided by special (third) polysilicon gate, where the electrons were removed from the floating gate by applying of a positive impulse [6–8]. The erasing was carried out simultaneously for all cells. On this basis, as well as on the results of the above mentioned studies, it can be concluded that the structure of cells in FLASH memory and EEPROM memory is similar, and the differences lie in the organization of the memory array, which provides byte by byte erasing for EEPROM memory and simultaneously erasing of large array of cells for FLASH memory. Such arrays are usually called "blocks" or "pages" [1].

EEPROM and FLASH memory cells can be twin- and one-transistored, but anyway they are based on the floatinggate transistor or on the transistor with ONO (oxide—nitride—oxide) structure. The classification of the cells by transistor type is shown in fig. 1.

#### Twin-transistored cells based on FLOTOX-transistor

FLOTOX-transistor (fig. 2, *a*) is a MOS-transistor with a floating gate, wherein the thickness of gate oxide in comparison with the channel area in the drain region (tunnel oxide) is reduced in several times ( $\approx 10$  nm).

Twin-transistored EEPROM and FLASH cells are built on the basis of FLOTOX-transistor (fig. 2, *b*). A conventional MOS-transistor in such cells becomes a second transistor, which is called "select transistor" (ST) and it is used to prevent over-erasing of the cells [5], wherein the floating gate receives more electrons than is required.

Erasing of a cell is performed by injecting of electrons into the floating gate and its recording — by extraction of electrons from the floating gate. Both operations are performed by Fowler-Nordheim tunneling [4, 9].

### One-transistored cells based on transistors with stacked gate

EEPROM and FLASH memory cells, based on transistors with stacked gate are composed of a single transistor, which drain is connected to the bit line (BL), the control gate (CG) to the word line (WL), and the source (S) is connected to ground (fig. 3). Such MOS-transistor with floating gate (FG), in which the thickness of the gate oxide consists of a few nanometers is named ETOX (Extremely Thin OXide).

Writing into a memory cell (programming) can be carried out by injecting of the hot electrons [1, 10] or by FN-tunneling [11] (depending on organization of the memory array), and erasing can be carried out by FN-tunneling [1, 10, 11].

Programming (writing) by the hot electrons is performed for ETOX (the cells with NOR-type organization of the memory array) [10]. The positive voltage is applied to the control gate (CG) and on the drain, but the source is grounded. With sufficient drain bias, the minority carriers in the channel near the drain become heated by electric field till high energies. The consequence of this is increase of the energy of some of the minority carriers to a level which allows to overcome the energy barrier of the gate oxide (SiO<sub>2</sub>). If the oxide field provides the injection (positive voltage on CG), the carriers become injected into the gate insulator and give a push to injection of the hot electrons in the FG [12, 13], which being accumulated shift the current-voltage characteristic (CVC) of ETOX-cell toward the higher values.

Programming (writing) by FN-tunneling is performed for ETOX-cells with the NAND- [11] and DINOR-type [1] organization of the matrix memory. The positive voltage becomes applied on CG and the source, drain and substrate become grounded. The high electric field becomes created in the area of the tunnel oxide, which allows electrons to penetrate into the floating gate from the channel (substrate) through the tunneling oxide (tunnel by FN-mechanism). Unlike to FLOTOX-cell, where FN-tunneling is performed in the drain region (tunneling oxide region), FN-tunneling in ETOX-cells is performed in the entire channel.

Erasing of ETOX-cells of any matrix memory organization is performed by FN-tunneling [1, 10, 11]. For the cells with the NOR organization, a negative voltage or zero become applied on CG, a positive voltage become applied on the source, and the substrate becomes grounded. In this case, the electrons from the floating gate tunnel into the source.

To erase ETOX-cells with NAND organization, the positive voltage becomes applied to the drain, source and substrate, and the control gate becomes grounded. In this case, the electrons tunnel from the floating gate into the channel (substrate).

To reduce the operating voltage in the memory arrays based on "split gate" cells, a cell with low threshold voltage becomes considered as "programmed", and a cell with a high threshold voltage — as "erased". These cells are called MoneT (Motorola) [1]. The vertical section of such cells along the bit line is similar to the ETOX-cells (fig. 3, b), while the cross-section along the dictionary line is different (fig. 4).

Another way to reduce the operating voltage in the memory arrays based on a stacked gate cells is the use of the cells with mechanism of programming by the secondary electrons, which are generated by collision ionization. These cells were first announced in 1998 (Lucent) and are called CHISEL (Channel Initiated Secondary Electron Injection). Programming of CHISEL-cells requires energy 10 times less in comparison with the cells that are programmed by injection of the hot electrons [14]. According to the structure, they are similar to ETOX-cells. For their programing by the secondary electrons, the negative voltage equal by modulo to the drain voltage becomes applied on the substrate, and the positive voltage becomes applied on the control gate [15].

### One-and-a-half-transistored cells based on a split-gate transistors

EEPROM and FLASH memory cells on the basis of the split gate transistors compose of one transistor, the drain of which is connected to BL, the control gate is connected to WL, and the source is grounded. The considered group of cells includes: SuperFlash of the 1st and 2nd generations and SCSG.

The cells of SuperFlash type  $(1^{st} \text{ and } 2^{nd} \text{ generation})$  represent MOS-transistor with floating gate, in which one part of the channel is covered by CG, the second — by CG and PG, and the third — by PG. Thus, one can say that the "split gate" SuperFlash cell is an improved version of the twin-transistored cell, in which the channels of the sampling and storing transistors are combined. The "split gate" SuperFlash cells may be of the first (fig. 5) generation (not self-aligned technology) and of the second (fig. 6) generation (self-aligned technology).

Programming of the "split gate" cells becomes performed by injecting of the hot electrons (as well as for ETOX-cells with the NOR-type organization of the memory array) from the channel from the drain side into FG (cell's CVC becomes shifted towards higher values), and the erasing becomes performed by FN-tunneling of electrons from FG into the control gate (cell's CVC becomes shifted toward lower values) [1]. FN-tunneling is done from the sharpened edge of the floating gate, where the value of the field increases.

At programming of the SuperFlash cells (1<sup>st</sup> and 2<sup>nd</sup> generation), the over-threshold voltage becomes applied on CG-WL. In the channel's region, where there is only a control gate, a conductive region becomes formed. A voltage, which does not exceed 1 V, becomes applied on the drain - BL (programming is prohibited at high voltages), which through the channel, formed under the control gate, comes at the edge of the FG. The positive voltage of 7,5...10 V becomes applied on the source, capacitively coupled to FG. Due to the difference of the drain-source voltage, the hot electrons become generated in the channel. The field between FG and the channel moves hot electrons that overcame the energy barrier Si—SiO<sub>2</sub> ( $\approx$ 3,2 eV) into FG with an efficiency of 100 %. Due to accumulation of the negative charge in FG, the programming effect becomes self-limiting (the negative charge of FG destroys the channel formed beneath) [1].

At erasing, the voltage of 10...12 V becomes applied at the control gate, and the source and the drain becomes grounded. The field between the control and the floating gates is weak throughout intergate dielectric, except sharpened edge of FG, at which it increases rapidly, and which is called "tunneling injector". Displacement of the charge (FN-tunneling) is fast, but is self-limited by the positive charge of FG, which reduces the potential difference between the FG and the control gate and violates the terms of FN-tunneling. As a result of erasing, FG accumulates a small positive charge, which reduces the threshold voltage of the cell to the required level.

Flash-memory cell of SCSG type (source – coupled split – gate) refers to the type of "split gate" cells [1], they are also known as 1,5T FLASH (one-and-a-half-transistored cell) [16]. The scheme of cross-sections and cell's topology are shown in fig. 7. The configuration prevents overerase of the cells, as well as in the SuperFlash "split gate" cells.

Erasing of SSSG cells is carried out by FN-tunneling of electrons from FG into the source, on which a high positive voltage becomes applied [16]. To prevent the injection of hot holes, the flow under FG in the area of tunneling has a higher level of doping than in the contact area [1]. The programming is done by injecting of hot electrons in FG in the drain area.

### Memory cells based on the transistors with three or more gates

There are a variety of cells of EEPROM and FLASH nonvolatile memory with three or more gates. The cell of the first FLASH-memory presented by Dr. Masuoka in 1984 [6] at [1] was also with the three gates (fig. 8). The first gate was used for erasing (EG), the second — floating (FG), the third controlling (CG).

Programming in such cell is carried out by the hot electrons of a channel, as well as for ETOX-cells with the NORtype organization of the memory matrix. Erasing is performed by extracting of the electrons from FG into EG (for all cells at once) [17]. To prevent the possibility of overerasing and occurrence of leakage currents on the bit line, Naruke has proposed SISOS cell design (sidewall select-gate on the source side), representing the MOS-transistor with the floating gate and an additional select gate (SG), located on the side (fig. 9). [18]. Programming is done by hot electrons from the drain, and erasing — by FN-tunneling of electrons from FG into the stock of SISOS-transistor [17].

Reduction of erasing and writing time into FLASH cells with the tunnel oxide without changing of the programming voltage is possible by increasing of the current of FN-tunneling. Such acceleration can be achieved by reducing of the thickness of the tunnel oxide, reducing of the energy barrier of injection and increase of the coupling coefficient [19]. The cross section of EEPROM cells with increased coupling coefficient can be based on SSIMOS-transistor (Shielded Substrate Injection MOS) and SSTR-transistor (Stacked Selfaligned Tunnel Region) (fig. 10). Erasing and programming in such cells is carried out on the base of FN-tunneling.

In 1979 [20], a three-gate transistor TPFG (Textured Poly Floating Gate) was first proposed, which was originally positioned as a cell of NOVRAM, and in 1980 — as a key element of EEPROM [21]. The structure of the cross section and the diagram of this cell is shown in fig. 11. Erasing and writing in such cell is carried out due polyoxide conductivity [19].

One of the main limitations of the traditional mechanism of hot electron injection at programming is its low efficiency and high power consumption. The mechanism of the drainside injection can be used with to eliminate this limitation (DSI), which is 1000 times more efficient. This mechanism is used in the HIMOS-type cells (High Injection MOS) [1]. The examples of topologies and the schemes of the cross sections of the HIMOS-type cells are shown in fig. 12 (look at the figure on the 3-rd page of the cover). The thickness of the dielectric under FG is  $\approx$ 8,5 nm, between FG and CG, CG and a channel  $\approx$ 30 nm.

Programming of the HIMOS-memory cells is carried out by the source-side injection of the hot electrons (SSI). Erasing of the HIMOS-memory cells is carried out by FN-tunneling. There are two available mechanisms: the first one involves tunneling of the electrons into the drain (drain erase), and the second one involves the tunneling of the electrons through the gate oxide from the edge of FG [22].

Apart from the reviewed memory cells of SuperFlash type with "split gate" of the 1<sup>st</sup> and the 2<sup>nd</sup> generation, there are third-generation SuperFlash cells (fig. 13) with four gates: floating gate (FG), control gate (CG), erasing gate (EG) and couple gate (CpG). Erasing of such cells is carried out by FN-tunneling of electrons from FG into the select gate, for programming — source-side injection of the hot electrons into FG (SS CHE injection) [23].

#### EEPROM and FLASH memory cells without floating gate

Besides common cells with the floating gate, there are the SONOS-transistors based cells (Semiconductor Oxide Nitride Oxide Semiconductor), which do not contain the floating gate. In SONOS-cells, the composite ONO dielectric performs its function and function of the surrounding insulator [24]. The charge trapping centers at an interface of the dielectric oxide layers (SiO<sub>2</sub>) and a silicon nitride (Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>) perform the role of the charge accumulator. SONOS-transistor (fig. 14) resembles a conventional MNOS transistor with "Stack gate" structure. Interest to the SONOS-cells grown

when the limit of scaling of the cells with floating gate was reached, which composes 45 nm [25, 26].

Programming of the SONOS-cells is carried out by FN-tunneling of electrons from the channel into the storing layer (charge trapping centers on the border nitride- $Si_3N_4$ ) of ONO-structure. Erasing is carried out by FN-tunneling of holes from the channel into the storing layer of ONO-structure [25].

TANOS-cell (Tantalum—Aluminum—Nitride—Oxide— Silicon) is modification of the SONOS-cells on tantalum nitride — aluminum oxide — silicon nitride — silicon oxide silicon. Appearance of the modification was caused by the need to reduce leakage through the upper silicon oxide (FN-tunneling of electrons in the control gate due to small thickness of the silicon oxide) and to reduce of the erase saturation effect (erase lock after neutralization of all electrons in ONO structure due to starting of FN-tunneling of electrons from the gate into ONO).

Removing of these effects is carried out by replacing of the upper silicon oxide on aluminum oxide with a high dielectric constant (high-k) and replacement of the polysilicon gate on the tantalum nitride gate (material with greater work function than silicon's work function) [27].

#### EEPROM and FLASH memory cells with *p*-channel

The considered EEPROM and FLASH cells of non-volatile memory are based on MOS transistors with *n*-channel, in which the channel of minority carriers-electrons becomes formed or destroyed in the gate region. There is an alternative, which consists in use of the cells based on MOS-transistors with *p*-channel, which the channel of minority carriers-holes becomes formed or destroyed. Most of the solutions applied to the cells with *n*-channel may be applied to the cells with *p*-channel. The main advantages of the cells with the *p*-channel are: better reliability, higher programming speed and low power consumption [28].

Programming of ETOX-cells with *p*-channel can be carried out by induction by the hot electrons of interband tunneling of the electrons (BTBTIHE — band — to — band tunneling — induced hot — electron or BBHE — Band-to-Band induced Hot Electron). The programming is also possible by injecting of the channel's hot holes by induction of the hot electrons (CHHIHE — channel hot — hole — induced hot — electron) into FG or by FN-tunneling. Erasing of the ETOX-cells with *p*-channel is carried out by FN-tunneling [1, 28].

Besides ETOX-cells, there are other topological variations of the cells with *p*-channel. An example of such cells is "split gate" type cell with *p*-channel. Structurally it resembles the SuperFlash "split gate" cell of the first generation [29].

Programming the "split gate" type cell with *p*-channel is possible by the mechanisms BTBTIHE and CHHIHE (depending on the applied voltages). In this case, the injection efficiency of the BTBTIHE mechanism "Back Bias assisted Band-to-Band tunneling induced hot-electron" is two orders higher than CHHIHE. Erasing is carried out by FN-tunneling of electrons from FG into CG [29].

Another variation is a cell with *p*-channel made by SONOS-technology, which is called B4-Flash. This name is formed from the programming mechanism of the cell [30].

Programming the B4-Flash cells with *p*-channel is carried out by induced hot electrons by their interband tunneling at substrate's displacement (B4-HE), and erasing — by FN-tunneling of the holes [30].

#### EEPROM and FLASH multi-level memory cells

A cell is called "multilevel" (MLC — multilevel cell) if it stores more than one bit. The successful tests of the prototypes are known, that store 4 bits of information per cell [24]. The developers search for a maximum number of bits per cell.

The usual one-bit memory cell can take two states - "0" or "1", which differ by the amount of charge, placed in FG or

charge trapping centers (for MNOS transistors), while MLC is capable to store more than two values of the charges and a large number of states. Wherein, each record state corresponds to a certain combination of bits ("00", "01", "10" or "11"). During recording, the amount of charge corresponding to the state becomes placed in FG or charge trapping centers (CTC). The threshold voltage of the transistor depends on the

Cell	Туре	Programming	Erasing
FLOTOX	2-transistored	e-FN-tunneling from FG into drain	e-FN-tunneling into FG from drain
ETOX	1-transistored "stack gate"	1) hot electrons (CHE) 2) e-FN- tunneling from channel into FG	e-FN-tunneling from FG into source
MoneT	1-transistored "stack gate"	e-FN-tunneling from FG into channel	hot electrons (CHE)
CHISEL	1-transistored "stack gate"	Secondary electrons	e-FN-tunneling from FG into source
SuperFlash (1 <sup>st</sup> , 2 <sup>nd</sup> generation)	1.5-transistored "split gate"	hot electrons (SSI)	e-FN-tunneling from FG into CG
SuperFlash (3 <sup>rd</sup> generation)	1.5-transistored 4-gate	hot electrons (SSI)	e-FN-tunneling from FG into SG
SCSG	1.5-transistored "split gate"	hot electrons (SSI)	e-FN-tunneling from FG into source
Flash-Masuoka	1-transistored 3-poly	hot electrons (CHE)	e-FN-tunneling from FG into EG
SISOS	1-transistored 3-poly	hot electrons (CHE)	e-FN-tunneling from FG into drain
SSIMOS	1-transistored 3-poly	e-FN-tunneling from channel into FG	e-FN-tunneling from FG into channel
SSTR	1-transistored 3-poly	e-FN-tunneling from channel into FG	e-FN-tunneling from FG into channel
TPFG	1-transistored 3-poly	e-FN-tunneling from programming gate into FG	e-FN-tunneling from FG into CG
HIMOS	1.5-transistored "split gate" 3-gate	hot electrons (SSI)	e-FN-tunneling from FG into drain or CG
SONOS	1-transistored "stack gate"	e-FN-tunneling from channel into ONO	h-FN-tunneling from channel into ONO
TANOS	1-transistored "stack gate"	e-FN-tunneling from channel into ANO	h-FN-tunneling from channel into ANO
p-ETOX	1-transistored "stack gate"	<ol> <li>e-interband tunneling (BTBTIHE)</li> <li>hot holes (CHHIHE)</li> <li>e-FN-tunneling from channel into FG</li> </ol>	<ol> <li>e-FN-tunneling from FG into CG</li> <li>e-FN-tunneling from FG into channel</li> </ol>
p-"split gate"	1.5-transistored "split gate"	<ol> <li>e-interband tunneling</li> <li>(BTBTIHE)</li> <li>hot holes (CHHIHE)</li> </ol>	e-FN-tunneling from FG into CG
p-B4-Flash	1-transistored "stack gate"	B4-HE-tunneling	h-FN-tunneling from channel into FG
StrataFlash	ETOX SONOS TANOS	Depends on cell's structure	Depends on cell's structure
"mirror bit"	SONOS TANOS	e-FN-tunneling from channel into ONO/ANO	h-FN-tunneling from channel into ONO/ANO

The main characteristics of the different	t EEPROM and FLASH c	ells [1-31]
---	----------------------	-------------

amount of charge. It can be measured at reading and to determine the recorded state, and hence the sequence of the recorded bits. Programming of MLC-cells in the "middle" state ("10" and "01") is carried out according to the algorithm of multiple pulsing and takes more time than the programming of the "upper" state ("00") [1]. MLC-cell structure is usually similar to the "normal" cell of ETOX or SONOS/TANOS type.

Another way to store two bits per cell is proposed in "mirror bit" architecture (AMD). One memory cell stores two bits of data in the form of individual charges (fig. 15, look at the figure on the 3-rd page of the cover), placed at different locations of the gate layer of the same transistor [2]. The storage region in these transistors is modified so that a group of electrons can be stored independently in both its sides [2] (the transistors with ONO-structure, because the charge in FG is distributed evenly over the volume [31]). In this case, the cell behaves as two memory elements. The main advantage of the "mirror bit" cells before the MLC-cells is the lack of precision tolerances on the amount of injected charge, which allows to maintain high speed for reading, writing and erasing. The reliability of data storage also increases, since the acceptable charge losses in the MLC-cells are significantly lower [2].

#### Conclusion

Analysis of the various cells of the semiconductor nonvolatile memory such as EEPROM and FLASH is shown in the following table.

#### References

1. **Brewer J. E., Gill M.** Nonvolatile memory technologies with emphasis on Flash. A comprehensive guide to understanding and using NVM devices. New Jersey: A John Wiley & Sons Inc., 2008. 759 p.

2. Ugryumov E. P. *Tsifrovaya skhemotekhnika*. 2ed, St-Petersburg, BVH-Petersburg, 2005. 800 p.

3. **Kang S., Lebiebici Y.** *CMOS Digital Integrated Circuits. Analysis and design.* New York: McGraw-Hill Higher Education, 2003. 655 p.

4. Griffin J., Matas B., Suberbasaux C. Memory 1996: Complete coverage of DRAM, SRAM, EPROM and FLASH memory ICs. Integrated circuit engineering corporation, 1996. URL: http://smithsomanchips.si.edu

5. Chen W.-K. *The VLSI handbook*. Second Edition. Boca Raton London New York, CRC Press, 2007. 2320 p.

6. Masuoka F., Assano M., Iwahashi H., Komuro T., Tanaka S. A New Flash EEPROM Cell Using Triple Polysilicon Technology // *IEEE IEDM Technical Digest*. 1984. P. 464–467.

7. Masuoka F., Assano M., Iwahashi H., Komuro T., Tanaka S. A 256 K Flash EEPROM Using Triple Polysilicon Technology. *IEEE ISSCC Technical Digest*. 1985. P. 168–169.

8. Masuoka F., Assano M., Iwahashi H., Komuro T., Tozawa N., Tanaka S. A 258 K Flash EEPROM Using Triple Polysilicon Technology // *IEEE J. Solid — State Circuits.* 1987. V. SC22. P. 548—552.

9. Nardi C., Desplats R., Perdu P., Guerin C., Gauffier J. L., Amundsen T. B. Direct measurements of charge in floating gate transistor channels of flash memories using scanning capacitance microscopy. *Proceedings of the 32nd ISTFA*, November 12–16, 2006.

10. Bez R., Camerlenghi E., Modelli A., Visconti A. Introduction to Flash memory. *Proceedings of the IEEE*. April 2003. V. 91, N. 4. 11. **Inoue A., Wong D.** *NAND Flash applications design guide.* Toshiba America Electronic Components, Inc., Revision 2.0, March 2004. URL: http://toshiba.com

12. Cottrell P. E., Troutman R. R., Ning T. H. Hot Electron Emission in n-Channel IGFET's. *IEEE J. Solid — State Circuits.* 1979. V. SC14. 442 p.

13. Eitan B., Frohman-Bentchkowsky D. Hot Electron Injection into the Oxide in n-Channel MOS — Devices. *IEEE Trans. Electron Devices.* 1981. V. ED28. 328 p.

14. URL: http://www.sciencedaily.com/releases/1998/10/ 981012232342.htm

15. **Bude J. D.** Monte Carlo Simulations of Impact Ionization Feedback in MOSFET Structures. *VLSI Design.* 1998. V. 8. P. 13–19.

16. Ledford S. Non-Volatile Memory Technology Overview, Freescale Semiconductor, 2004. URL: http://cache.freescale.com

17. Aritome S., Shirota R., Hemink G., Endoh T., Masuoka F. Reliability Issues of Flash Memory Cells. *Proceedings of the IEEE*. May 1993. V. 81, N. 5.

18. Kynett V. N., Fandrich M., Anderson J., Dix P., Jungroth O., Kreifels J., Lodenquai R. A., Vajdic B., Wells S., Winston M., Yang L. A 90-11s one-million erase/program cycle I-Mbit flash memory. *IEEE J. Solid-State Circuits.* 1989. V. 24. P. 1259–1264.

19. Groeseneken G., Maes H. E., VanHoudt J., Witters J. S. Basics of Nonvolatile Semiconductor Memory Devices. URL: http://citeseerx.ist.psu.edu

20. Klein R., Owen W., Simko R., Tchon W. 5-V-only, non-volatile RAM owes it all to polysilicon. *Electronics*. 1979. October 11. 111 p.

21. Landers G. 5-V-only EEPROM mimics static RAM timing. *Electronics*. 1980. June 30. 127 p.

22. **De Meyer K.** Analysis and implementation of high-k basedmultilayer tunneling barriers for low-voltage Flash memory operation. Leuven, Imec VZW, 2005. 199 p.

23. URL: http://www.sst.com/superflash/superflash\_cell/generations/esf3/

24. URL: http://www.comp.ilc.edu.ru/assets/files/lection7/7.6\_flash\_inside.pdf.

25. **Ramkumar K.** *Cypress Semiconductor White Paper*. Cypress SONOS Technology, Cypress Semiconductor, July 2011. URL: http://cypress.com

26. Vianello E., Driussi F., Arreghini A., Palestri P., Esseni D., Selmi L., Akil N., van Duuren M. J., Golubovi'c D. S. Experimental and Simulation Analysis of Program / Retention Transients in Silicon Nitride-Based NVM Cells. *IEEE transaction on electron devices*. September 2009. V. 56. N. 9. P. 1980–1990.

27. Ludwig C., Beug M. F., Kusters K.-H. Advances in flash memory devices. *Materials Science-Poland*. 2010. V. 28, N. 1. P. 105–116.

28. Chung S. S., Liaw S. T., Yih C. M., Ho Z. H., Lin C. J., Kuo D. S., Liang M. S. N-Channel Versus P-Channel Flash EEPROM. Which one has better reliabilities. *Proceedings IEEE 39th Annual international reliability phisics symposium.* 2001. P. 67–72.

29. Chu W.-T., Lin H.-H., Wang Y.-H., Hsieh C.-T., Lin Y.-T., Wang C. S. Performance Evaluation of Field-Enhanced P-Channel Split-Gate Flash Memory. *IEEE Electron device letters*. September 2005. V. 26, N. 9. P. 670–672.

30. Shukuri S., Ajika N., Mihara M., Kobayashi K., Endoh T., Nakashima M. A 60nm NOR Flash Memory Cell Technology Utilizing Back Bias Assisted Band-to-Band Tunneling Induced Hot-Electron Injection (B4-Flash). *Symposium on VLSI Technology Digest of Technical Papers*. 2006. P. 15–16.

31. Van Houdt J. Flash memory. The Microelectronics Training Center, IMEC. 2008. URL: http://blogs.exeter.ac.uk

**Г. Я. Красников**, акад. РАН, ген. директор, **Н. А. Зайцев**, д-р техн. наук, зам. ген. директора, e-mail: nzaytsev@mikron.ru, **А. Г. Красников**, аспирант МИЭТ, akrasnikov@mikron.ru ОАО "НИИМЭ и Микрон". г. Москва

### СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ РАЗРАБОТОК В ОБЛАСТИ ЭНЕРГОНЕЗАВИСИМОЙ ПАМЯТИ

Поступила в редакцию 19.12.2014

Благодаря расширению возможностей цифровых устройств, способных накапливать и переносить данные, спрос на компактные модули хранения информации постоянно увеличивается [1]. В частности, только рост продаж SSD-дисков, создаваемых на основе наиболее распространенной технологии флэш-памяти, увеличивается с 31,1 млн долл. в 2012 г. до 227,1 млн долл. в 2017 г. [1]. Однако устройства флэш-памяти обладают низкой скоростью записи информации [2], недостаточным числом циклов записи информации ( $10^4...10^5$ ), низкой радиационной стойкостью, достигнутым пределом уменьшения геометрических размеров ячейки памяти.

**Ключевые слова:** флэш-память, память на основе фазового перехода, халькогенидные сплавы, полупроводниковая проводимость, поперечное квантование, кристаллизация, транзисторы, подпороговый ток, энергонезависимая память

#### Введение

Спрос в мире на энергонезависимую память растет. Однако существуют проблемы, связанные с энергопотреблением приборов на основе этой памяти: цифровые фотоаппараты и видеокамеры, наладонные компьютеры, цифровые видео- и аудиоплееры, сотовые телефоны и смартфоны должны потреблять энергию и тогда, когда они выключены, а это большие промежутки времени.

В настоящее время ведущие мировые производители элементов памяти активно разрабатывают технологию производства памяти с изменяемым фазовым составом (память на основе фазового перехода, phase-change memory, PCM), в основе которого лежит фазовый переход: халькогенидное стекло — кристалл. По сравнению с наиболее распространенной сегодня флэш-памятью память с изменяемым фазовым состоянием имеет значительно более высокую скорость записи, выдерживает примерно в 10 тысяч раз больше циклов перезаписи и может иметь более высокую плотность записи информации. Запись информации заключается в том, что тонкие пленки стеклообразного халькогенида в сильном электрическом поле скачком переходят из состояния с высоким сопротивлением в проводящее состояние.

### Память нового поколения на основе фазового перехода

Если импульсом тока нагреть активную область материала выше температуры размягчения, то кристаллизация (запись информации) будет происходить за очень малое время. Чтобы снова перевести материал в аморфное состояние (стирание информации), необходимо разогреть его выше температуры плавления и быстро охладить. Что касается физики эффекта переключения, то до настоящего времени вопрос о природе этого явления остается открытым [2].

Одним из основных кандидатов для памяти нового поколения является энергонезависимая фазовая память (PCM). При переходах из стеклообразной в кристаллическую фазу ближний порядок  $Ge_2Sb_2Te_5$  изменяется, в частности, изменяется число связей и их длины между ближайшими соседями.

Благодаря своим характеристикам PCM может заменить не только флэш-память, но и современные накопители на основе жестких магнитных дисков, динамическую и статическую оперативную память, а также радиационно стойкую память специального назначения.

Для того чтобы успешно конкурировать с флэш-памятью, должно соблюдаться различие между удельным сопротивлением аморфной и кристаллической фаз не менее чем на порядок [2].

Рассеиваемая мощность транзисторов, выполненных по КМОП-технологии, делится на два типа: динамическая и статическая. Динамическая рассеиваемая мощность происходит в момент переключения из одного логического состояния в другое и определяется двумя основными источниками рассеиваемой мощности — разрядом паразитных емкостей транзистора и сквозными токами через КМОП-инвертор.

Статическое рассеивание мощности в транзисторах происходит в моменты фиксированного состояния ("0" или "1"), и ее значение, определяемое силой токов утечки, достигает 40 % и более от общего энергопотребления кристалла. Кроме этого, высокие токи утечки вызывают ухудшение помехоустойчивости. Наибольшее влияние в этом случае оказывают два тока утечки: ток утечки прямого туннелирования через затвор и подпороговый ток утечки.

Необходимо отметить, что начиная со времени освоения проектных норм ниже 90 нм одной из основных проблем стали токи утечки. Так, для тонких слоев подзатворного диэлектрика (2...3 нм и менее) уменьшение толщины на каждые 0,2 нм вызывает десятикратное увеличение токов утечки [1].

Фазовый переход из кристаллического состояния в аморфное состояние и обратно происходит в узкой области вблизи нижнего электрода. При переходе из стеклообразной среды в кристаллическую ближний порядок в  $Ge_2Sb_2Te_5$  изменяется, в частности, изменяются длины связей между ближайшими соседями.

В последнее время технология памяти с изменяемым фазовым составом (фазовая память) достигла начала ее промышленного освоения. Было показано, что в материалах системы GeSbTe длительность импульса записи может достичь 10 нс [2], а характерное число циклов перезаписи может достигать 10<sup>12</sup>, тогда как на сегодняшний день долговечность коммерческих элементов памяти достигает 10<sup>8</sup> циклов перезаписи. В феврале 2008 г. корпорация Intel совместно с итало-французской компанией ST Microelectronics впервые объявили о начале серийного производства памяти объемом 8 Гбит, произведенной по 20 нм технологии. В 2012 г. производство фазовой памяти для использования в мобильных устройствах начала компания Micron Technology. Она первой в мире освоила серийное производство фазовой памяти для мобильных устройств. Помимо Micron Technology и Intel, разработкой в данном направлении занимаются IBM, Samsung, Numonyx и др.

Как показали исследования с помощью метода рентгенофазового анализа, исходный синтезированный материал  $Ge_2Sb_2Te_5$  представляет собой поликристаллическую смесь кубической и гексагональной фаз. Исходные тонкие пленки, полученные термическим испарением синтезированного материала  $Ge_2Sb_2Te_5$ , являются аморфными.

При переходах из стеклообразной в кристаллическую фазу ближний порядок Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub> несколько изменяется, в частности, изменяется число связей и длины связей между ближайшими соседями. Переход от полупроводниковой проводимости в аморфной фазе к проводимости металлического типа в гексагональной фазе происходит не за счет схлопывания запрещенной зоны материала, а за счет смещения уровня Ферми к потолку валентной зоны. Однако конкретные причины или механизмы такого смещения уровня Ферми неизвестны.

Рассмотрим халькогенидную стеклообразную пленку, на которую подано напряжение. Если приложенное электрическое поле меньше 10<sup>4</sup> В/см, то сопротивление пленки остается постоянным. При



Схематическое изображение нелинейной ВАХ халькогенидов в сильных электрических полях с эффектом переключения Diagrammatic representation of the nonlinear current-voltage characteristics of chalcogenides in strong electric fields with the effect of switching

увеличении приложенного напряжения сопротивление пленки монотонно уменьшается. Когда приложенное напряжение достигает порогового значения  $V_{th}$  (см. рисунок), которое называют напряжением прямого перехода, после некоторого времени задержки  $t_r$  происходит переход в проводящее состояние, и этот переход происходит за время собственного переключения  $t_{sw}$  и сопровождается быстрым ростом тока от  $I_{th}$  до  $I_h$  [2].

Время задержки  $t_r$  зависит от толщины пленки и может изменяться от наносекунд для пленок нанометровой толщины до сотен микросекунд для пленок толщиной в несколько десятков микрометров. Кроме того, время задержки быстро уменьшается при увеличении приложенного напряжения. Время собственного переключения  $t_{sw}$  (switching time) очень мало, согласно оценкам Овшинского  $t_{sw} < 10^{-10}$  с [3].

Рассмотрим пленки халькогенида в диэлектрическом состоянии, в этом случае энергия удаления электрона из вещества в вакуум ( $E_{\rm B}$ ) определяется энергией отрыва электрона из поляризационной среды ( $E_{\rm II}$ ), образовавшейся сразу после удаления электрона от атома вещества, и энергией фазового скачка на границе вещество—вакуум ( $E_{\rm O}$ ). Энергия  $E_{\rm II}$  называется энергией поляризации и определяется выражением

$$E_{\Pi} = (q_1 q_2 (1 - 1/\epsilon r_n))/2r_n.$$

В общем случае диэлектрическая проницаемость среды зависит от расстояния  $(r_n)$  между частицами с зарядами  $q_1$  и  $q_2$ , поэтому надо говорить об эффективном ее значении  $\varepsilon^*$ . Энергия ионизации атома в среде с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon^*$  будет отличаться от энергии поляризации в вакууме на величину  $\gamma$ .

Для веществ с частично ионной связью выход на поверхность ионов одного знака способствует увеличению  $E_{\rm th}$ , однако при этом резко увеличива-

ется поверхностная энергия, которая ограничивает  $E_{\rm db}$ . В этом случае поверхностный слой вещества состоит в основном из ионов различных знаков либо происходит структурная перестройка диэлектрической области.

Рассмотрим перенос электрона в полярной среде. Для того чтобы изменить энергию электрона в полярной среде, необходимо изменить конфигурацию (структуру) этой среды, т. е. изменить ее структурный и/или фазовый состав. В этом случае перенос электрона можно осуществить в три этапа.

1. Предварительная поляризация среды, которая сдвигает энергетический уровень от поля в оксиде ( $E_{ox}$ ) к некоторому неопределенному (E). Для того чтобы это осуществить, необходимо затратить энергию  $\Delta E_p = \gamma^2 \lambda$ , где  $\Delta E_p$  — энергия уровня в полярной среде;  $\gamma$  — величина поляризации;  $\lambda = (e^2/8\pi\varepsilon_0\alpha)(\chi_{op}^{-1} - \chi_s^{-1})$  — энергия перестройки полярной среды;  $\alpha$  — радиус поля;  $\chi_{op}$ ,  $\chi_s$  — оптическая и статическая проницаемости среды;  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума.

2. В результате структурной перестройки происходит изменение энергии электрона, сопровождающееся его выходом из твердого тела на поверхность. В результате высвобождается энергия  $E_{cs} - E$ , где  $E_{cs}$  — энергия дна зоны проводимости на поверхности.

3. В результате второго этапа происходит изменение заряда, что приводит к релаксации неравновесной структуры, к ее новому состоянию. При этой перестройке выделяется энергия  $(1 - \chi)^2 \lambda$ .

Суммируя три этапа, можно констатировать, что полное изменение энергии, необходимое для переноса электрона на поверхностный центр, можно записать следующим образом:

 $\Delta = \gamma 2\lambda - (1 - \gamma)^2 \lambda + E - E_{cs}.$ 

Рассмотрим более подробно второй этап. Скорость изменения концентрации электронов  $n_t$  на поверхностных состояниях за счет перестройки поляризационной среды:

$$dn_t/dt = K_n[n_s(N_t - n_t) - n_i n_t].$$

Здесь первый справа член уравнения описывает скорость переноса электронов на поверхностные состояния, а второй — скорость инжекции электронов;  $n_t$  — концентрация электронов на поверхностных состояниях;  $N_t$  — плотность поверхностных состояния;  $n_i$  — постоянная скорость возбуждения электронов;  $K_n$  — постоянная скорость захвата электронов на поверхностных состояниях;  $n_s = N_e \exp[-(E_{cs} - E_{\phi})/kT]$  — концентрация электронов в зоне проводимости на поверхности;  $N_e$  —

эффективная плотность состояний в зоне проводимости; k — постоянная Больцмана, T — температура, K;  $E_{cs} = E_c + eV_s$ ;  $V_s$  — величина изгиба энергетических зон на поверхности; e — заряд электрона.

Есть предположение, что в аморфной фазе существует некоторая концентрация кристаллических зародышей. Положение границы валентной зоны в кристаллических и аморфных слоях смещено примерно на 0,4 эВ, поэтому на границе фаз возникает поверхностный заряд. Поэтому память с изменяемым фазовым состоянием имеет значительно более высокую скорость записи, чем флэшпамять.

#### Выводы

Уменьшение линейных размеров транзистора, помимо увеличения его быстродействия, приводит к наличию различных физических проблем.

Энергия носителей заряда, соответствующая их поперечному движению, квантуется, т. е. приобретает дискретные значения. Энергия поперечного квантования электрона вносит вклад в пороговое напряжение транзистора, что вызывает изменение подпороговых токов. Вторым следствием поперечного квантования является снижение емкости системы "затвор-канал" с изгибом поперечного квантования из-за малой амплитуды волновой функции на стенках канала, электронная плотность "отодвигается" от стенок. В этом случае следует рассмотреть конденсатор с большей толщиной диэлектрика. Емкость такого конденсатора меньше, и ее принято называть кантовой емкостью. Каждая частица "чувствует" поверхность только в момент непосредственного касания. Волновая функция "чувствует" поверхность во всем объеме канала. Поверхностное рассеивание может существенно уменьшить рабочие токи, а также повысить токи утечки транзистора.

Обобщая все вышесказанное, можно сделать вывод, что по техническим характеристикам РСМ на несколько порядков превосходит флэш-память и приближается к оперативной памяти типа DRAM [2].

#### Список литературы

1. **Козихин С. А., Шерченков А. А.** Перспективы применения халькогенидных сплавов в элементах фазовой памяти // Вестник РГРТУ. Приложение. 2009. № 4.

2. Богословский Н. А., Цендин К. Д. Физика эффектов переключения памяти в халькогенидных стеклообразных полупроводниках // ФТИ. 2012. Т. 46. С. 577—589.

3. **Овшинский С. Р.** Обратимые электрические явления переключения в неупорядоченных структурах // Physical Review Letters 1968. Т. 21, N. 20. С. 1450—1453.

**G. Ya. Krasnikov**, Director General, **N. A. Zaytsev**, Deputy Director, e-mail: nzaytsev@mikron.ru, **A. G. Krasnikov**, Post-graduate Student, MIET, e-mail: akrasnikovfalmikron.ru NIIME and Mikron Co, Moscow

### Current State of Development in the Nonvolatile Memory

Due to the growing potentials of the digital devices, which can accumulate and transfer data, the demand for compact storage modules is increasing constantly. In particular, the growth of sales of SSD-drives, developed on the basis of the most widespread flash memory technology, will increase from 31,1 million USD in 2012 up to 227,1 million USD in 2017 [1]. However, the flash memory devices are characterized by a low speed of information recording, insufficient number of information recording cycles  $(10^4...10^5)$ , low radiation resistance and the achieved limit of diminution of the geometrical sizes of the memory cells.

**Keywords:** flash memory, phase-change memory, chalcogenide alloys, semiconductor conductivity, cross-quantization, crystallization, transistors, subthershold current, nonvolatile memory

#### Introduction

The demand for the nonvolatile memory is growing. However, there are problems with power consumption of the devices developed on its basis. Digital photo- and video-cameras, video- and audio-players, palm computers, mobile phones and smart phones consume power, even when they are turned off for be a quite long period of time. The leading manufacturers of the memory elements develop actively the technology of a phase transition - phase-change memory, PCM, based on chalcogenide glass - crystal transition. In comparison with a flash memory, the memory with a changeable phase state has a much higher speed of recording, it withstands approximately 10 thousand more times of the rewriting cycles and can have higher recording density, which is due to the fact that in a strong electric field the thin films of the chalcogenide glass jump from a state of high resistance into a conducting state.

#### Memory of a new generation on the phase-change basis

If a current impulse is applied to heat the active area of a material up to the level exceeding the softening temperature, the crystallization (recording) will take very little time. In order to transfer a material into an amorphous state (deletion) it is necessary to warm it up to the level exceeding the fusion temperature and cool it quickly. As far as the physical effect of switching is concerned, the question of the nature of this phenomenon remains open.

One of the most promising solutions is the nonvolatile phase-change memory (PCM). The transition from a glass to an amorphous phase changes the short range ordering of  $Ge_2Sb_2Te_5$ , in particular, the number of the bonds and their lengths between the nearest neighbors.

Due to its characteristics PCM can replace not only the flash memory, but also the hard-disk drives, the dynamic and strategic main memory, and also the special-purpose radiation-resistant memory.

In order to compete with the flash memory, at least a 10 times difference should be preserved between the specific resistances of the amorphous and the crystal phases [2].

The dissipated power of the transistors based on CMOS technology can be dynamic or static. The former occurs in the moment of switching from one logical state into another and is determined by the main sources of the dissipated power — a discharge of the transistor parasitic capacitances and through currents via CMOS — inventor. The latter occurs during the moments of a fixed state ("0" or "1") and its value, determined by the force of the leakage currents, reaches 40 % and over of a crystal's total energy consumption. Besides, the high leakage currents cause deterioration of the noise immunity. The greatest influence is rendered by two leakage currents:

leakage current of direct tunneling through a gate and a subthreshold leakage current.

It is necessary to point out that beginning from the design rules below 90 nm, the leakage currents presented one of the main problems. Thus, for the thin layers of a subgate dielectric (2...3 nm and less) each reduction of its thickness by 0,2 nm causes a tenfold increase of the leakage currents [1]. The phase transition from the crystal state into the amorphous state and back happens in the narrow area near the bottom electrode. During the transition from a glassy environment into a crystal environment the short-range order in  $Ge_2Sb_2Te_5$ is changed, and so are the lengths of the bonds between the nearest neighbors, in particular.

The technology of memory with a changeable phase composition (phase memory) has approached the stage of its introduction in industry. It was demonstrated that in the materials of GeSbTe system the duration of a recording impulse can reach 10 ns [2], and a typical number of the rewriting cycles  $-10^{12}$ , while the durability of the commercial memory elements reaches the level of  $10^8$  of the rewriting cycles. In February 2008 Intel Corporation together with ST Microelectronics, an Italian-French company, for the first time announced the launch of the batch production of 8 Gbit memory using 20-nm technology. In 2012 Micron Technology Co. was the first to begin a batch production of the phase memory for the mobile devices. Besides that company, IBM, Samsung, Numonyx, Intel, etc., are also involved in R & D in the given direction.

As it was demonstrated by an X-ray-phase analysis, the initial synthesized material of  $Ge_2Sb_2Te_5$  is a polycrystalline mix of the cubic and hexagonal phases. The thin films obtained by a thermal evaporation of  $Ge_2Sb_2Te_5$  are amorphous.

During the transition from a glassy environment into a crystal environment the short-range order in  $Ge_2Sb_2Te_5$  is changed, and so are the lengths of the bonds between the nearest neighbors, in particular. The transition from a semiconductor conductivity in the amorphous phase to a metal type in the hexagonal phase occurs not due to a collapse of the forbidden zone of the material, but due to a shift of the Fermi level to the ceiling of the valent zone. However, the reasons or mechanisms for such a shift of the Fermi level are not known yet.

Let us examine a chalcogenide glassy film, to which voltage is supplied. If the electric field is less than  $10^4$  V/cm, the resistance of the film remains constant. With an increase of the voltage the resistance of the film decreases monotonously. When the voltage reaches the threshold value of  $V_{th}$  (see figure), which is called the direct transition voltage, after the time delay of  $t_r$  a transition to the conducting state takes place during its own switching of  $t_{sw}$  and it is accompanied by a rapid growth of the current from  $I_{th}$  up to  $I_h$  (figure) [2].

Delay time  $t_r$  depends on the thickness of a film and can vary from nanoseconds for the films of a nanometer thickness up to hundreds of microseconds for the films with thickness of several tens of micrometers. Besides, the delay time decreases rapidly with an increase of the applied voltage. The switching time is very little, according to Ovshinsky's estimates,  $t_{sw} < 10^{-10}$  s [3].

Let us examine chalcogenide films in a dielectric state. In this case the energy of removal of an electron from a substance into vacuum  $(E_{\rm B})$  is determined by the energy of separation of an electron from the polarizing environment  $(E_{\rm II})$ , formed after removal of the electron from an atom of the substance, and the energy of a phase jump on the border of substance-vacuum  $(E_{\rm IP})$ . Energy  $E_{\rm II}$  is called the energy of polarization and is determined as:

$$E_{\rm II} = (q_1 q_1 (1 - 1/\varepsilon r_n))/2r_n.$$

Generally, the dielectric permeability of the environment depends on the distance  $(r_n)$  between the particles with charges  $q_1$  and  $q_2$ , therefore it is possible to speak about its effective value of  $\varepsilon^*$ . The energy of the atom ionization in the environment with dielectric permeability of  $\varepsilon^*$  will differ from the energy of polarization in vacuum by  $\gamma$ .

For the substances with a partial ionic bond the escape of ions of one sign to the surface contributes to the increase of  $E_{\rm dp}$ , however, this increases sharply the surface energy, which limits  $E_{\rm dp}$ . In this case the surface layer of the substance consists basically of ions of different signs, or a structural reorganization of the dielectric area takes place.

Let us consider transfer of an electron in a polar environment. In order to change the energy of an electron in the environment, it is necessary to change the configuration of this environment, that is, to change its structural and/or phase composition. Then such a transfer can be carried out in three stages.

1. Preliminary polarization of the environment shifts the energy level from the field in oxide  $(E_{ox})$  to an uncertain (E). In order to carry this out, it is necessary to spend energy

$$\Delta E_p = \gamma^2 \lambda,$$

where  $\Delta E_p$  — the level energy in the polar environment;  $\gamma$  the value of polarization;  $\lambda = (e^2/8\pi\epsilon_0\alpha)(\chi_{op}^{-1} - \chi_s^{-1})$  — the energy of reorganization of the polar environment;  $\alpha$  — the field radius;  $\chi_{op}, \chi_s$  — the optical and static permeability of the environment;  $\epsilon_0$  — the dielectric permeability of vacuum.

2. A structural reorganization results in a change of the electron energy, accompanied by the exit of the electron from a solid body to the surface. As a result, energy  $E_{cs} - E$  is released, where  $E_{cs}$  — the energy of the bottom of the conductivity zone on the surface.

3. The second stage results in a charge change, which leads to a relaxation of the non-equilibrium structure, to its new state. During this reorganization energy  $(1\chi)^2\lambda$  is released.

Summarizing the three stages, it is possible to ascertain, that the total change of the energy, necessary for an electron transfer to a surface centre, can be presented in the following way:

$$\Delta = \gamma 2\lambda - (1 - \gamma)^2 \lambda + E - E_{cs}.$$

Let us discuss the second stage in more detail. The speed of change of the concentration of electrons  $n_t$  on the surface states due to reorganization of the polarizing environment is equal to:

$$dn_t/dt = K_n[n_s(N_t - n_t) - n_i n_t].$$

Here the first on the right term of equation describes the speed of the electron transfer to the surface states, and the second — the speed of the electron injection;  $n_t$  — the concentration of the electrons on the surface states;  $N_t$  — the density of the surface states;  $n_i$  — the constant speed of the electron capture on the surface states;  $n_s = N_e \exp[-(E_{cs} - E_{\phi})/kT]$  — the concentration of the electrons in the conductivity zone on the surface,  $N_e$  — the effective density of the states in the conductivity zone; k — Boltzmann constant, T — temperature, K;

$$E_{cs} = E_c + eV_s,$$

where  $V_s$  – the value of the bend of the energy zones on the surface; e – an electron charge.

There is an assumption that in the amorphous phase there is a certain concentration of crystal germs. The position of the border of the valent zone in the crystal and amorphous layers is shifted approximately by 0,4 eV, therefore, a surface charge appears on the phase border. Therefore, the memory with a changeable phase state has much higher speed of recording, than a flash memory.

#### Conclusions

Reduction of the linear dimensions of a transistor increases its speed, but also leads to various physical problems.

The energy of the charge carriers, corresponding to their cross movement, quantizes and acquires discrete values. The energy of the cross electron quantization contributes to the threshold voltage of a transistor, which changes the subthreshold currents. The second consequence of such a quantization is a decrease of the capacity of the gate-channel system with a bend of the cross quantization because of a small amplitude of the wave function on the channel walls, the electronic density "is moved away" from the walls. In this case it is necessary to consider a condenser with a bigger thickness of the dielectric. The capacity of such a condenser is less and it is usually called quantum capacity. Each particle "feels" the surface only during a direct contact. The wave function "feels" the surface in all the volume of the channel. Surface scattering can essentially reduce the working currents, and also raise the leakage currents of a transistor.

Summarizing what was said above, it is possible to draw a conclusion that by its technical characteristics PCM surpasses the flash memory by several orders and approaches the main memory of DRAM type [2].

#### References

1. Kozihin S. A., Sherchenkov A. A. Prespectivy primeneniya halcogenidnih splavov s elementamy fazovoy pamiaty. *Appendix to the magazine "Vestnik RSREU".* 2009. N. 4.

2. **Bogoslovsky N. A., Tsendin K. D.** Fizika efectov perekliucheniya pamiaty v halkogenidnih stekloobraznih poluprovodnikah. *PTI*. 2012. V. 46. P. 577–589.

3. Ovshinsky S. R. Reversible electrical switching phenomena in disordered structures. *Phys. Rev. Letters.* 1986. V. 21, N. 20. P. 1450–1453.

Адрес редакции журнала: 107076, Москва, Стромынский пер., 4. Телефон редакции журнала (499) 269-5510. E-mail: nmst@novtex.ru Журнал зарегистрирован в Федеральной службе по надзору за соблюдением законодательства в сфере массовых коммуникаций и охране культурного наследия.

Свидетельство о регистрации ПИ № 77-18289 от 06.09.04. Технический редактор *Т. А. Шацкая*. Корректор *Т. В. Пчелкина* 

Сдано в набор 19.02.2015. Подписано в печать 23.03.2015. Формат 60×88 1/8. Заказ МС0415. Цена договорная

Оригинал-макет ООО «Адвансед солюшнз». Отпечатано в ООО «Адвансед солюшнз». 119071, г. Москва, Ленинский пр-т, д. 19, стр. 1. Сайт: **www.aov.ru** 

64