

Выпускается при содействии
Министерства промышленности, науки и технологий Российской Федерации,
Министерства образования Российской Федерации,
Российской Академии наук

Издается с 1999 г.
ISSN 1684-6419

Главный редактор
Мальцев П. П.

Зам. гл. редактора
Лучинин В. В.

Редакционная коллегия:

Антонов Б. И.
Аристов В. В.
Белоус А. И.
Быков В. А.
Васильев А. А.
Васильев В. В.
Волчихин В. И.
Гапонов С. В.
Горнев Е. С.
Градецкий В. Г.
Журавлев П. В.
Захаревич В. Г.
Калыев И. А.
Кальнов В. А.
Карякин А. А.
Климов Д. М.
Кузин А. Ю.
Лифшиц В. Г.
Мокеров В. Г.
Мокров Е. А.
Никитов С. А.
Норенков И. П.
Панич А. Е.
Панфилов Ю. В.
Петросянц К. О.
Пяташнев Е. Н.
Сауров А. Н.
Сигов А. С.
Станкевич В. Г.
Старостин А. К.
Степанов Ю. И.
Сухопаров А. И.
Телец В. А.
Чаплыгин Ю. А.

Редакция:
Безменова М. Ю.
Григорин-Рябова Е. В.
Лысенко А. В.

Учредитель:
Издательство "Новые технологии"

СОДЕРЖАНИЕ

К сведению авторов журнала "Микросистемная техника"	2
ЭЛЕМЕНТЫ МСТ И МИКРОСИСТЕМЫ	
Шапки В. И., Востоков Н. В., Вопилкин Е. А., Климов А. Ю., Волгунов Д. Г., Рогов В. В., Лазарев С. Г. О возможных конструкциях датчиков туннельно- эмиссионных акселерометров	3
МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МСТ	
Михайлов П. Г. Управление свойствами материалов сенсорных элементов микроэлектронных датчиков	7
Алтухов В. И., Струков Б. А., Катрышева М. В. Критическое рассеяние фононов и особенности теплопроводности сегнетоэлектриков	11
КОНСТРУИРОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ МСТ	
Слесарев Ю. Н. Модели переключения носителя при термомагнитной записи.	15
Абрамов И. И., Игнатенко С. А., Новик Е. Г. Моделирование сток-затворных характеристик одноэлектронных транзисторов	18
НАНОТЕХНОЛОГИИ И ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ	
Лапшин Д. А., Летохов В. С., Шубейта Г. Т., Секацкий С. К., Дитлер Дж. Прямое измерение абсолютного значения силы взаимодействия между поверхностью и оптоволоконным зондом сканирующего микроскопа ближнего поля.	21
Чесов Р. Г., Никольский К. Н., Батурин А. С., Бормашов В. С., Князев А. И., Шешин Е. П. Срок службы автокатодов на основе углеродных нанотрубок	26
ПРИМЕНЕНИЕ МСТ	
Фомин Л. Ф. Моделирование плавания микророботов	30
Поспелов В. И., Войнов В. В. Перспективы применения микроробототехнических систем.	34
ИНФОРМАЦИЯ.	39
Contents	40

Аннотации статей журнала на русском и английском языках доступны по сети Internet
по адресу: <http://www.microsystems.ru>.

Адрес редакции журнала: 107076, Москва, Строманский пер., 4. Телефон редакции журнала (095) 269-5510. E-mail: it@novtex.ru
Журнал зарегистрирован в Комитете Российской Федерации по печати. Свидетельство о регистрации № 018929 от 10.06.99.

Дизайнер Т. Н. Погорелова. Технический редактор И. С. Павлова. Корректор М. Г. Джавадян
Сдано в набор 04.03.2003. Подписано в печать 02.04.2003. Формат 60×88 1/8. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл.-печ. л. 4,9. Усл. кр.-отт. 6,86. Уч.-изд. л. 6,28. Заказ 577. Цена договорная
Отпечатано в Подольской типографии ГУП ЧПК, 142110, г. Подольск, ул. Кирова, 25

К сведению авторов журнала "МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА"

Уважаемые авторы, при подготовке рукописей статей просим руководствоваться следующими рекомендациями

Объем статьи, предлагаемой к публикации, не должен превышать 15 страниц машинописного текста, напечатанного на белой бумаге (формата А4) на одной стороне листа через два интервала (не более 30 строк и 60 знаков в строке на странице). В объем статьи входят: текст, иллюстрации, таблицы и библиография.

В редакцию представляются в двух экземплярах:

- текст статьи, подписанный всеми авторами с указанием даты представления;
- иллюстрации, подписанные на обороте карандашом с указанием фамилии автора, номера иллюстрации и названия статьи;
- перечень подрисуночных подписей;
- аннотация размером не более 5—7 строк на русском и английском языках (с названием);
- акт экспертизы;
- сведения об авторах (фамилия, имя, отчество, ученая степень, место работы, занимаемая должность, домашний и служебный телефоны, факс и E-mail).

Обязательными элементами оформления статьи являются: индекс УДК, инициалы и фамилии авторов, ученая степень, название организации (полное в соответствии с последней редакцией устава), заглавие и аннотация.

Формулы, буквенные обозначения, цифры, знаки и их расположение должны быть четкими и различимыми. Во втором экземпляре простым карандашом размечаются все символы, сходные по начертанию, и текстовые выделения: буквы — двумя черточками (прописные — снизу, строчные — сверху); верхние и нижние индексы (включая штрихи и степени) очерчиваются дужками $\cup$ и $\cap$ соответственно; полужирный шрифт подчеркивается пря-

мой линией, курсив — волнистой линией, а разрядка — короткими штрихами. Следует обратить внимание на четкость математических знаков и сходных по начертанию букв (прописных и строчных, латинского и греческого алфавитов).

Иллюстрации выполняются с учетом последующего воспроизведения их средствами оперативной полиграфии (с использованием сканера); штриховые (чертежи, схемы, графики, рисунки) — программно, с использованием графических редакторов, или вручную (черной тушью или пастой) на белой плотной бумаге; тоновые (фотографии) — на матовой бумаге с высокой контрастностью.

Список литературы составляется по порядку ссылок в тексте и оформляется следующим образом: для книг и сборников — фамилии и инициалы авторов, полное название книги (сборника), город, издательство, год и желательно общее число страниц; для журнальных статей — фамилии и инициалы авторов, название статьи, название журнала, год, том, номер и номера страниц. Если число авторов более четырех, то необходимо указать первых трех со словами "и др.". Ссылки на иностранную литературу следует писать на языке оригинала без сокращений.

Статьи, набранные на компьютере, желательно представлять как в виде распечатки на принтере (рисунки на лазерном принтере), так и в файловом виде на дискете 3,25", выполненном в текстовом редакторе Microsoft Word.

Рукописи статей направлять по адресу: 107076, г. Москва, Стромынский пер., 4/1, журнал "Микросистемная техника".

Телефон редакции: 269-55-10,
e-mail: it@novtex.ru

ЭЛЕМЕНТЫ МСТ И МИКРОСИСТЕМЫ

УДК 621.865.8

В. И. Шашкин, канд. физ.-мат. наук,
Н. В. Востоков, Е. А. Вopilкин, А. Ю. Климов,
Д. Г. Волгунов, В. В. Рогов, С. Г. Лазарев*,
Институт физики микроструктур РАН,
Н. Новгород, e-mail: vopilkin@ipm.sci-nnov.ru
*ВНИИЭФ, г. Саров

О ВОЗМОЖНЫХ КОНСТРУКЦИЯХ ДАТЧИКОВ ТУННЕЛЬНО-ЭМИССИОННЫХ АКСЕЛЕРОМЕТРОВ

Рассмотрена возможность создания высокочувствительного акселерометра. Линейные ускорения датчика меняют взаимное положение подвижных микроконтактов, имеющих инерционную массу и регистрируются за счет сильной зависимости туннельного тока или тока холодной эмиссии от расстояния. Определена оптимальная с точки зрения чувствительности геометрия контактов акселерометра. Изготовлен опытный образец датчика с подвижными туннельно-эмиссионными контактами. В диапазоне частот до 5 кГц чувствительность акселерометра не хуже 10^{-4} г/Гц^{1/2} в туннельном и 10^{-3} г/Гц^{1/2} в эмиссионном режиме.

Введение

Экспоненциальная зависимость туннельного тока от расстояния может быть использована для измерений малых взаимных перемещений контактов. В последние годы появился ряд работ, описывающих использование этого эффекта для создания сверхчувствительных туннельных акселерометров [1–6]. Эти устройства имеют предел обнаружения до $2 \cdot 10^{-8}$ г/Гц^{1/2} на частотах менее 1 кГц. Основным фактором, ограничивающим чувствительность туннельных акселерометров, являются шумы фликкерного и термомеханического происхождения [7]. Принципиальной особенностью туннельных акселерометров является наличие петли обратной связи, поддерживающей туннельное расстояние. В обычных условиях характерное расстояние между туннельными контактами составляет 1 нм, ток — 1 нА при напряжении порядка 1 В. Для детектирования модуляции такого тока требуется предусилитель, расположенный вблизи туннельного промежутка для минимизации шумов и наводок. В принципе нельзя исключить возможность изготовления системы с относительно более или менее подвижными туннельными контактами, достаточное время сохраняющими режим протека-

ния туннельного тока без дополнительного устройства сближения/разведения контактов и системы обратной связи, хотя и в этом случае существуют проблемы с адсорбируемыми на контакты частицами, которые могут давать "лжесигнал", эквивалентный некоторому смещению контактов [8]. Можно ли сделать такие контакты сколько-нибудь подвижными друг относительно друга, сохранив при этом характер токопереноса, чувствительность и стабильность в обычных внешних условиях (акустические шумы, термодрейф вследствие вариаций и градиентов температуры, изменение туннельной прозрачности из-за адсорбции на контакты и пр.), остается неясным. Представляется, что решение этой задачи возможно, но достаточно сложно с технической точки зрения.

В то же время существует ряд работ [9, 10], где для измерения малых смещений в высокочувствительных датчиках давления используется ток холодной эмиссии электронов, имеющий тоже достаточно сильную зависимость от расстояния между контактами. Таким образом, априори можно надеяться на возможность создания эмиссионного акселерометра с достаточно высокой чувствительностью. Характерные токи и расстояния между электродами в таком устройстве уже при напряжении ≤ 100 В могут оказаться существенно выше, чем в туннельных датчиках. Это позволило бы конструировать датчик, осуществляющий долговременное удержание электродов на заданном расстоянии без обратной связи, расширило динамический диапазон, а также снизило бы требования к предусилителю и может быть позволило разнести датчик и предусилитель на большое расстояние. Основной задачей работы является проверка перечисленных предположений.

Оптимальная геометрия электродов эмиссионного акселерометра

Плотность тока автоэлектронной эмиссии из металлического электрода при достаточно низких температурах определяется формулой Фаулера—Нордхейма [11]:

$$j(E) = A(E)E^2 \exp \left[-\frac{B(E)\phi^{3/2}}{E} \right], \quad (1)$$

где

$$A(E) = e^3 \left[16\pi^2 h \phi^2 \left(\frac{\sqrt{e^3 E}}{\phi} \right) \right]^{-1};$$

$$B(E) = \frac{4}{3} e \sqrt{\frac{2m}{h^2}} v^2 \left(\frac{\sqrt{e^3 E}}{\phi} \right);$$

e , m — заряд и масса электрона; h — постоянная Планка; E — напряженность поля;

$$v(y) = \left\{ L \left[\sqrt{\frac{1-y}{1+y}} \right] - y K \left[\sqrt{\frac{1-y}{1+y}} \right] \right\} \sqrt{1+y};$$

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} (1 - k^2 \sin^2 \Theta)^{-1/2} d\Theta,$$

$$L(k) = \int_0^{\pi/2} (1 - k^2 \sin^2 \Theta)^{1/2} d\Theta$$

— эллиптические интегралы;

$$t(y) = v(y) - \frac{2}{3} y \frac{dv}{dy};$$

E — напряженность электрического поля на поверхности металла; Φ — работа выхода. Важнейшей характеристикой акселерометра является его чувствительность $\Delta I / \Delta l$ — отношение изменения тока I , текущего между электродами, к изменению расстояния l между ними. Для качественного анализа зависимости изменения тока от малых изменений расстояния между электродами $\Delta l \ll l$, воспользуемся формулой (1), где будем считать, что A не зависит от E , так как функция $t \approx 1$ во всем диапазоне полей [11]. Тогда

$$\begin{aligned} \frac{\Delta I}{\Delta l} &\approx \frac{dI}{dl} = \int \frac{dj}{dl} dS = \int j \left(\frac{1}{E^2} \frac{d(E^2)}{dl} - \right. \\ &\quad \left. - \Phi^{3/2} \frac{d(B/E)}{dl} \right) dS = - \int \left(2E + \frac{4e\Phi^{3/2} \sqrt{2m}}{3h} \times \right. \\ &\quad \left. \times s \left(\sqrt{\frac{e^3 E}{\Phi}} \right) \right) \frac{d}{dl} \left(\frac{1}{E} \right) dS, \end{aligned}$$

где e и m — заряд и масса электрона, h — постоянная Планка. Интеграл берется по площади поверхности катода. Здесь

$$s(y) = v(y) - \frac{y}{2} \frac{dv}{dy}. \text{ Функция } s \approx 1 \text{ во всем диапазоне полей [11].}$$

При типичных значениях работы выхода (единицы электрон-вольт), значение $\frac{4e\Phi^{3/2} \sqrt{2m}}{3h}$ — десятки вольт на нанометр, что мно-

го больше, чем $2E$ (единицы вольт на нанометр), поэтому первым слагаемым в скобках можно пренебречь. Сомножитель $\frac{d}{dl} \left(\frac{1}{E} \right)$ — слабо меняется

вдоль поверхности катода по сравнению с j , поэтому, вынося его из-под интеграла, получим

$$\frac{\Delta I}{\Delta l} \approx -I \frac{4e\Phi^{3/2} \sqrt{2m}}{3h} \frac{d}{dl} \left(\frac{1}{E_{\max}} \right), \text{ где } E_{\max} \text{ — макси-}$$

мальная напряженность поля на катоде, $E_{\max} = \frac{V}{f}$,

f — функция, определяемая формой и расположением электродов, V — напряжение между электродами, поэтому

$$\frac{\Delta I}{\Delta l} \approx -I \frac{4e\Phi^{3/2} \sqrt{2m}}{3h} \frac{1}{V} \frac{df}{dl}. \quad (2)$$

Как видно из (2), чувствительность эмиссионного акселерометра пропорциональна эмиссионному току и зависит от геометрии системы. Для понимания того, как геометрия электродов влияет на чувствительность, рассмотрим два случая:

1. Электроды представляют собой металлические поверхности, имеющие в области протекания тока радиус кривизны $r \ll l$. В этом случае $f(r, l)$ слабо зависит от l , $\frac{df}{dl} \rightarrow 0$ и чувствительность стремится к нулю, когда $\frac{r}{l} \rightarrow 0$. Например, если по-

верхности электродов представляют собой два параллельных бесконечных цилиндра радиусом r , находящиеся на расстоянии l друг от друга, или являются двухполостным гиперболоидом вращения (напряжение подается между полостями), с расстоянием между полостями l и радиусом закругления в вершинах полостей r , то в том и другом случае, (когда $r \ll l$) $f \propto r \ln(r/l)$, $df/dl \propto r/l \rightarrow 0$, при $r/l \rightarrow 0$.

2. Электроды представляют собой поверхности с радиусом кривизны $r \gg l$. Тогда $f(r, l) \rightarrow l$, $df/dl \rightarrow 1$, когда $r/l \rightarrow \infty$. В предельном случае электродов в виде двух бесконечных плоскостей ($r \rightarrow \infty$): $f = l$, $df/dl = 1$.

Таким образом, для обеспечения максимальной чувствительности эмиссионного акселерометра необходимо выполнение условия: $r \gg l$, т. е. в идеале электроды должны быть двумя параллельными плоскостями, находящимися на расстоянии друг от друга много меньше их размеров. На этих плоскостях могут быть неоднородности, но их шероховатость должна быть $\ll l$. Возможно катод с такими шероховатостями будет даже более эффективным и обеспечивающим большую плотность тока, чем идеально гладкий [11]. Выяснение этого вопроса требует дополнительных исследований.

Интересно сравнить чувствительности эмиссионного и туннельного акселерометров. Для малых напряжений зависимость туннельного тока от расстояния между электродами l наиболее сильная [12]:

$$I_t \propto \exp \left(-\frac{4\pi \sqrt{2m\Phi} l}{h} \right), \text{ поэтому } \frac{\Delta I_t}{\Delta l} \approx -\frac{4\pi \sqrt{2m\Phi}}{h} I_t,$$

где Φ — средняя высота туннельного барьера с учетом потенциала сил изображений, т. е. чувствительность туннельного акселерометра пропорциональна туннельному току. Для характерных тун-

нелных расстояний $l \approx 1$ нм, коэффициент пропорциональности $-\frac{4\pi\sqrt{2m\phi}}{\hbar} \approx 10$ нм⁻¹.

Чувствительность эмиссионного акселерометра, как видно из формулы (2), также пропорциональна току. Коэффициент пропорциональности для плоской геометрии ($df/dI = 1$) и, например, $\phi = 5$ эВ, $V = 100$ В, примерно равен $0,8$ нм⁻¹, что на порядок меньше, чем в случае туннельного акселерометра. Однако эмиссионные токи могут быть на несколько порядков выше туннельных (как за счет большей плотности тока, так и за счет большей площади контакта), что может обеспечить большую чувствительность эмиссионных акселерометров по сравнению с туннельными.

Экспериментальные исследования эмиссионного акселерометра

Реализовать геометрию, близкую к плоской, можно, если две гладкие поверхности приблизить друг к другу на расстояние много меньше радиуса их кривизны, но много больше характерного масштаба шероховатости. Для выполнения условия $r \gg l$ в разрабатываемом датчике в качестве электродов были выбраны покрытые золотом оптические волокна, форма которых близка к идеальному цилиндру радиусом $r = 60$ мкм с шероховатостью 3 нм.

Шероховатость поверхности металлизированных волокон была измерена с помощью атомно-силового микроскопа.

Атомно-силовое изображение боковой поверхности волокна, покрытого золотом, показано на рис. 1 (см. четвертую сторону обложки). Видно, что поверхность гладкая. Контакты образованы волокнами, ориентированными крест-накрест. Таким образом в области скрещивания волокон с площадью $S \approx r^2$, т. е. в области протекания тока, электрическое поле близко к однородному. Золото было выбрано в качестве материала покрытия по причине его химической устойчивости. Другие материалы контактов при работе на воздухе могут подвергаться анодному окислению, что приводит к нестабильности и быстрому выходу устройства из рабочего режима. При изготовлении датчика использовались также материалы с более низкой работой выхода, такие, как нитрид титана. При этом нитридом титана покрывался только катод, а анод — золотом во избежание анодного окисления. Это позволяло получить датчик с меньшей работой выхода, устойчивый к деградации на воздухе.

Схематичное устройство датчика с такими электродами показано на рис. 2 (см. четвертую сторону обложки).

Металлизированные оптические волокна (1) приклеены к стеклянным основаниям (2) с помощью токопроводящего клея (3). Этим же клеем к ним приклеены провода, идущие на предусилитель. Одно стеклянное основание приклеено к корпусу, а

второе — к мембране пьезодвигателя (4). Пьезодвигатель состоит из медной мембраны (4) и пьезокерамики (5), на которую и подается управляющее напряжение.

На рис. 3 (см. четвертую сторону обложки) представлена фотография датчика. Датчик может работать как в туннельном, так и в эмиссионном режимах токопереноса. Выбор режима определяется заданием тока и напряжения. Удержание осуществляется системой обратной связи по току с помощью биморфного пьезодвигателя. Для исследования свойств датчика в режиме холодной эмиссии он помещался в вакуум $P = 2 \cdot 10^{-4}$ Торр.

Зависимость порога обнаружения от частоты для различных режимов приведена на рис. 4. Видно, что на частотах до 6 кГц датчик имеет порог обнаружения порядка 10^{-4} г/Гц^{1/2} в туннельном режиме (напряжение смещения $V = 0,1$ В) и порядка 10^{-3} г/Гц^{1/2} в эмиссионных режимах (напряжение смещения $V = 100$ В). Понижение порога обнаружения датчика во всех режимах на частоте 3,5 кГц связано с резонансом пьезодвигателя датчика. Для обеспечения механического коэффициента связи, близкого к единице, корпус датчика приклеивался к вибростенду. Кроме того, вышеприведенные пороги обнаружения являются характеристикой системы "датчик плюс измерительная система". Измерения чувствительности и уровня шумов проводились с помощью спектроанализатора (Bruel&Kjer, type 2033) без дополнительного малошумящего усилителя. Шум спектроанализатора определял порог обнаружения в режиме малых туннельных токов. В режиме больших токов (~100 нА) шум собственно датчика был выше шума спектроанализатора и имел фликкерный характер вплоть до 10 кГц.

При работе датчика в эмиссионном режиме расстояние между электродами может быть существенно больше, чем в туннельном режиме. Можно ожидать, что рабочий режим акселерометра будет долго сохраняться при не очень сильных предосторожностях. Для проверки этой гипотезы обратная связь была отключена. Electroды сближались в ручном режиме путем подачи постоянного на-

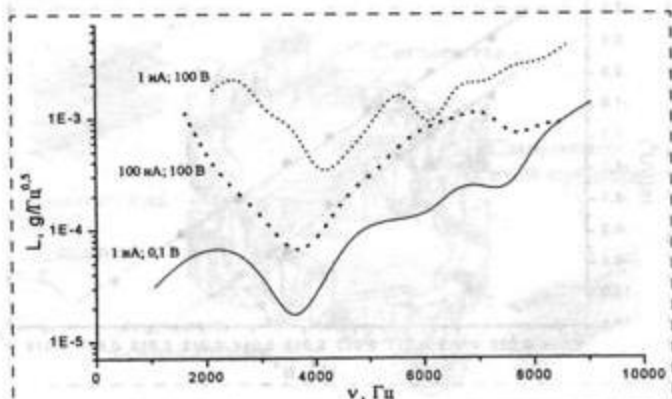


Рис. 4. Зависимость порога обнаружения акселерометра от частоты для различных режимов работы

пряжения на пьезодвигатель до возникновения эмиссионного тока. Оказалось, что заданный таким образом ток без специальных мер вибро- и шумоизоляции и термостатов может сохраняться по крайней мере в течение десятков минут, несмотря на то, что данная конструкция датчика не была оптимизирована для работы без обратной связи. На рис. 5 показаны ВАХ датчика без обратной связи при двух разных расстояниях между электродами (l_1 и l_2). Видно, что данные ВАХ хорошо совпадают с теоретическими прямыми Фаулера—Нордхейма, что обычно свидетельствует об эмиссионном характере тока. Разницу в расстояниях $\Delta l = l_2 - l_1$ можно измерить по разнице напряжений на пьезодвигателе (для прямых на рис. 3 $\Delta l = 14$ нм). Используя соотношение [11]

$$\frac{d[\ln(j/E^2)]}{d[E^{-1}]} \approx -0,683\phi^{3/2},$$

где j — плотность тока, А/см²; E — напряженность поля, В/нм; ϕ — работа выхода, эВ, и считая, что $j = \frac{I}{S}$; $S \approx \pi r^2$; $E \approx \frac{V}{l}$, где r — радиус волокон, получим:

$$\frac{d[\ln(I/V^2)]}{d[V^{-1}]} \ln\left(\frac{l}{0,06}\right) \frac{1}{l} = K \ln\left(\frac{l}{0,06}\right) \frac{1}{l} = -0,06\phi^{3/2},$$

здесь K — наклон прямых Фаулера—Нордхейма на рис. 3; l — расстояние между электродами, нм; I — сила тока, нА; V — напряжение, В. Решив систему уравнений

$$K_1 \ln\left(\frac{l_1}{0,06}\right) \frac{1}{l_1} = -0,06\phi^{3/2},$$

$$K_2 \ln\left(\frac{l_2}{0,06}\right) \frac{1}{l_2} = -0,06\phi^{3/2},$$

$$l_2 - l_1 = 140 \text{ нм},$$

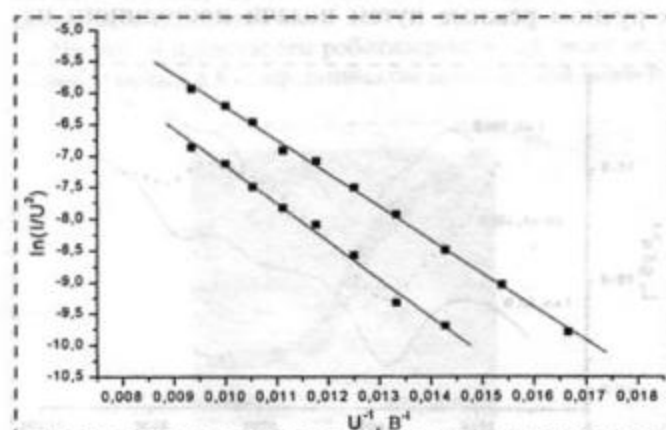


Рис. 5. ВАХ акселерометра с отключенной обратной связью при двух разных расстояниях между электродами (l_1 и l_2)

вычислим l_2 , l_1 и работу выхода. Получим $\phi = 4$ эВ, $l_1 = 93$ нм, $l_2 = 107$ нм. Значения l_1 и l_2 следует воспринимать как оценочное значение расстояния между контактами.

Заключение

Показано, что для обеспечения максимальной чувствительности акселерометра при работе в режиме эмиссионного тока, целесообразно отказаться от традиционной для эмиссионных устройств геометрии с игольчатыми катодами и использовать плоские электроды.

Изготовлен туннельно-эмиссионный датчик с порогом обнаружения менее $10^{-4} \text{ г} \cdot (\text{Гц})^{-1/2}$ в туннельном режиме и менее $10^{-3} \text{ г} \cdot (\text{Гц})^{-1/2}$ в эмиссионном режиме и диапазоне частот до 6 кГц. Данная конструкция может быть усовершенствована и использована в системе с обратной связью для различных специальных применений, например, в гидроакустике [2].

Показано, что при работе датчика в эмиссионном режиме при напряжениях смещения < 100 В через контакты могут протекать токи ~ 100 нА. Характерные расстояния между контактами при этом ~ 100 нм. Такой рабочий режим без особых мер предосторожности сохраняется долгое время (десятки минут) без обратной связи. В случае миниатюризации подобной системы появляется принципиальная возможность изготовления дешевого и надежного датчика акселерометра.

Авторы выражают благодарность О. Д. Савицкому за помощь в написании статьи.

Список литературы

1. Zavracky P. M., McClennand B., Warner K. et al. Design and process considerations for a tunneling tip accelerometer // J. Micromech. Microeng., 6. P. 352 (1996).
2. Liu C. H., Barzilai A. M., Reynolds J. K. et al. Characterization of high-sensitivity micromachined tunneling accelerometer with micro-g resolution // J. of Microelectromech. System. 7. P. 235 (1998).
3. McCord M. A., Dana A., Pease R. F. The micromechanical tunneling transistor. J. Micromech. Microeng., 8. P. 209 (1998).
4. Kubena B. L., Atkinson G. M., Robinson W. P., Stratton F. P. A new miniaturized surface micromachined tunneling accelerometer // IEEE Electron Dev. Lett., 17. P. 306 (1996).
5. Daniel J. H., Moore D. F. A microaccelerometer structure fabricated in silicon-on-insulator using a focused ion beam process // Sensors and Actuators, 73. P. 201 (1999).
6. Liu C. H., Kenny T. W. A high-precision, wide-bandwidth micromachined tunneling accelerometer // J. of Microelectromech. System, 10. P. 425 (2001).
7. Gabrielson T. B. Mechanical-thermal noise in micromachined acoustic and vibration sensors // IEEE Transactions on Electron Devices, 40. P. 903 (1993).
8. Vatannia S., Schiano J. L., Gildenblat G., Ginsberg D. M. Resonant tunneling displacement transducer // IEEE Transactions on Electron Devices, 45. P. 1616 (1998).
9. Marques M. I., Serena P. A., Nicolaescu D., Itoh J. Modeling of a pressure sensor based on an array of wedge emitters. Applied Surface Science, 146. P. 239 (1999).
10. Nicolaescu D. Modeling of the field emitter triode (FET) as a displacement/pressure sensor // Applied Surface Science, 87/88. P. 61 (1995).
11. Модинос А. Авто-, термо- и вторично-электронная эмиссионная спектроскопия. М.: Наука, 1990.
12. Туннельные явления в твердых телах / Под ред. Э. Бурштейна и С. Лундквиста. М.: Мир, 1973.

МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МСТ

УДК 621.865.8

П. Г. Михайлов, канд. техн. наук,
Пензенский государственный университет

УПРАВЛЕНИЕ СВОЙСТВАМИ МАТЕРИАЛОВ СЕНСОРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ МИКРОЭЛЕКТРОННЫХ ДАТЧИКОВ

Рассмотрены возможности управления свойствами материалов микроэлектронных датчиков (МЭД) для расширения диапазона и повышения точности измерения физических величин. Изложена концепция управления с помощью модификации свойств материалов, которая позволяет усилить или подавить те или иные эффекты, присущие материалам, в целях увеличения избирательности и повышения стабильности МЭД.

Аксиоматично звучат общие утверждения о том, что основой надежного, стабильного микроэлектронного датчика (МЭД) является использование в нем материалов, обладающих такими свойствами, как коррозионная стойкость к агрессивным средам, теплостойкость, высокие значения механической прочности и пр.

При разработке любого прибора, а особенно МЭД, основным этапом является выбор для него конструктивных материалов. При назначении материалов необходимо учитывать действующие на МЭД внешние факторы (ВФ), предполагая при этом для некоторых из них наличие определенного запаса на случай перегрузки по данным параметрам. Но при этом не следует стремиться к n -кратным запасам по всем ВФ, так как вероятность сочетания одновременного превышения всех ВФ чрезвычайно мала и, кроме того, максимизация запаса экономически не выгодна, особенно при серийном производстве, так как стоимость материалов и комплектующих составляет в настоящее время от 30 до 40 % стоимости МЭД.

Это связано с тем, что в современных МЭД используются достаточно дорогостоящие материалы (драгоценные и цветные металлы и сплавы, полупроводники и т. д.), да и сами технологические процессы производства датчиков связаны с потреблением особо чистых химических реактивов, сложного технологического оборудования, реакционных газов и значительных энергоресурсов. В связи с этим замена дефицитных и редких элементов и материалов на менее дорогие и менее экологически вредные и энергоемкие является весьма

актуальной задачей. При этом такая замена, доработка материалов и технологических процессов не должна негативно влиять на качество МЭД, включая их метрологические и эксплуатационные характеристики.

В МЭД, в отличие от микросхем, задача замены драгоценных металлов решается с гораздо большей осторожностью, так как у МЭД условия эксплуатации гораздо жестче, чем у интегральных микросхем (ИМС) и полупроводниковых приборов. Кроме того, было обнаружено, что при эксплуатации МЭД в таких экстремальных областях, как криогенная техника, космос, атомные энергетические установки и т. п., некоторые традиционные материалы не отвечают эксплуатационным требованиям или их поведение при воздействии ВФ недостаточно исследовано. А те новые материалы, которые могли бы отвечать практически всем эксплуатационным требованиям (широкозонные полупроводники, аморфные металлы, структуры с диэлектрической изоляцией и т. п.), не могут быть пока применены в МЭД из-за их дефицитности и дороговизны, а также, что самое главное, из-за слабой отработанности технологических процессов формирования из них чувствительных элементов, пассивных и активных сенсорных структур. Это относится к таким перспективным для МЭД материалам, как арсенид галлия, карбид кремния, синтетический алмаз. Дело еще в том, что технологические процессы для них коренным образом отличаются от кремниевой технологии как в части технологических операций, реагентов и режимов, так и в части используемого оборудования. Поэтому применение новых материалов в МЭД пока реально в перспективе, хотя, судя по публикациям [1], отдельные экспериментальные образцы МЭД на основе широкозонных материалов уже существуют.

На основании вышеизложенного весьма перспективным является осуществление возможности улучшения характеристик уже известных материалов путем целенаправленного изменения структуры и свойств материалов или, иначе говоря, модификацией материалов.

Модификация материалов позволяет не только управлять, например, прочностными характеристиками, но осуществлять селекцию электрофизических эффектов, используемых в МЭД. Таким наглядным примером получения новых свойств являются полупроводниковые газовые датчики на основе диоксида олова (SnO_2) [2]. Легируя пленку SnO_2 в процессе ее формирования различными элементами (чаще всего металлами), добиваются избирательности (селективности) чувствительного

элемента к тому или иному анализируемому газу. Так, для измерения сероводорода слой SnO_2 легируется Al, пропана — Nb, водорода — Sb_2O_3 , оксида углерода — Cu, метана — Pt. Тот же материал (SnO_2), напыленный в кислороде, позволяет получить избирательную чувствительность к оксиду углерода.

В аналогичных газовых датчиках, в которых в качестве чувствительного элемента используется тонкая (20–100 нм) пленка монооксида олова (SnO), каталитическое действие пленки усиливается активаторами (Pb, Pd, Ag), которые формируются в виде очень тонкой (несколько нанометров) пленки, расположенной на поверхности SnO или в пограничном слое (между подложкой и пленкой SnO) [3]. При этом действие активирующих пленок аналогично действию легирующих добавок. По всей видимости, активирующие пленки создают мелкозалегающие донорные поверхностные уровни, способствующие повышению концентрации носителей заряда. Обнаружено, что высокая концентрация свободных зарядов стабилизирует характеристики датчика, уменьшает дрейф, улучшает чувствительность и избирательность.

При введении в поверхность монопримесей можно ослабить реакцию того или иного газа, а при поверхностном легировании полипримесями, наоборот, чувствительность к аналогичным газам повышается. Введение примесей La + Zn заметно повысило чувствительность пленки SnO к углекислому газу, а монопримесь Ga существенно снижает чувствительность к CO_2 .

В первом случае лантан выступает в роли активатора, а индий — в качестве катализатора.

Исследования датчиков с модифицированными SnO -пленками показали, что они отличаются высокой долговременной стабильностью.

Другой характерный, но негативный пример модификации свойств сплавов, используемых для упругих элементов измерительных приборов, приведен в [4].

Отрицательный эффект защитного гальванопокрытия на основе кадмия, нанесенного на металлический упругий элемент, проявляется в форме резкого повышения температурных погрешностей вследствие значительной разницы в температурных коэффициентах линейного расширения (ТКЛР) стали ($\alpha = 12,5 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$) и кадмия ($\alpha = 31 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$). Особенно это сказывается для точных упругих элементов датчиков, эксплуатирующихся в широком температурном диапазоне.

Вместе с тем, используя соответствующие подслои (или несколько подслоев) под кадмиевым покрытием и оптимизируя их толщины, можно минимизировать погрешности, обеспечивая одновременно необходимую стойкость защищаемого упругого элемента к агрессивным средам (солевой туман, морская вода и т. п.).

Улучшения характеристик металлических упругих элементов датчиков можно добиться упрочнением приповерхностных слоев силовых материалов, используя при этом высокоэнергетическое воздействие на поверхность этих элементов. Таким воздействием может быть ионная имплантация, пластическая деформация, лазерная закалка, формирование регулярного рельефа и т. д. [5–7].

Показательным параметром влияния модификации материалов путем введения различных легирующих примесей на электрофизические и эксплуатационные характеристики датчиков являются пьезоэлектрические пленки и пьезокерамика. Введение легирующих элементов (Nb, Ti и др.) способствует повышению температуры Кюри, пьезочувствительности, улучшению термостабильности [8, 9]. Легирующие элементы вводятся во время изготовления шихты или в процессе формирования пьезопленки методом термовакuumного, магнетронного или электронно-лучевого напыления.

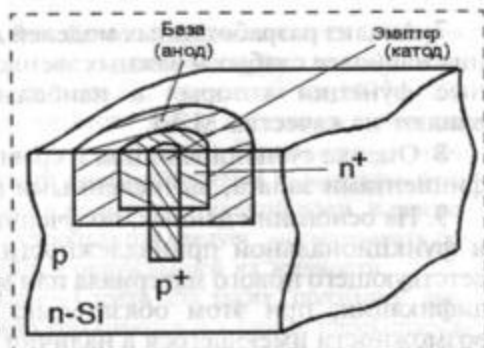
На основе локальной модификации поверхности кремния путем термодиффузии и ионного легирования могут быть созданы многофункциональные сенсоры с управляемыми характеристиками. Примером тому является широко разрекламированный в научных журналах так называемый Z-сенсор [10], который представляет собой p - n -структуру, в которой путем целенаправленного легирования, компенсацией или перекомпенсацией исходного полупроводникового материала, увеличением или уменьшением объемных или поверхностных рекомбинационных процессов, получают управляемую S -характеристику.

Следует отметить, что такая комплексная модификация материала, включающая различные аспекты физической организации зонной структуры путем формирования мелкозалегающих акцепторных и донорных уровней, потенциальных ям и т. п., топологические и технологические решения и пр., позволяет добиться качественно новых результатов.

Подтверждением этому может служить конструктивно-технологические решения, использованные при изготовлении стабилитронных структур интегральных стабилизаторов напряжения [11]. Для повышения технологической воспроизводимости напряжения пробоя и уменьшения уровня собственных шумов используется подлегирование базовой области (анода) акцепторной примесью с уровнем концентрации, на порядок большей (p^+), чем у базы. При этом область пробоя локализуется между зоной подлегирования (p^+) и эмиттерной областью (катод) n^+ -типа проводимости. Схематически строение указанной интегральной структуры приведено на рис. 1, где изображена физическая модель стабилитронной структуры интегрального стабилизатора напряжения.

Как показали исследования, такая структура имеет высокую стабильность, временной дрейф

Рис. 1. Модифицированная стабилитронная структура МЭД



напряжения у них составляет около $2 \cdot 10^{-5} \%$ вместо 0,3 % у обычных стабилитронов, сформированных на эмиттерном переходе интегрального транзистора. Эти конструктивно-технологические решения вполне могут использоваться при разработке МЭД, так как стабилитронные структуры широко применяются в микроэлектронных датчиках температуры — AD5907 и AD520M (Analog Devices, USA); LK5700; LM139, 135, 234, 335; LM39M (National Semiconductor); K1019EH1 (Россия) и др. Кроме того, такие структуры используются в качестве термочувствительных элементов в схемах тепловой защиты интегральных стабилизаторов напряжения и мощных интегральных усилителей [12–14]. В таких структурах основные характеристики — напряжение пробоя и температурный коэффициент напряжения — определяются степенью легирования кремния.

Приведенные выше примеры наглядно показывают потенциальные возможности модификации материалов как действенного средства управления их свойствами в направлении повышения стабильности и расширения функциональных возможностей МЭД. Механизмами такого управления являются обратные связи (как постоянные, так и временные), организованные на всех функциональных уровнях МЭД. Формирование обратных связей на атомном и кристаллическом уровнях осуществляется путем энергетических воздействий на функциональные материалы МЭД, а на уровне полупроводниковых, чувствительных элементов (ПЧЭ) — путем использования различных компенсаторов, о чем будет сказано ниже.

Методика выбора методов модификации

Ведущее место технологии в методах модификации материалов неоспоримо. Анализ тематики ежегодных международных научно-технических конференций по сенсорам и микромеханическим устройствам и технологиям показывает, что в 15–20 % всех докладов затрагиваются вопросы создания новых материалов и совершенствования существующих путем модификации их состава, внедрения примеси, активации или, наоборот, пассивации поверхности и пр. [15, 16]. В целях оптимизации методов модификации материалов МЭД и для

учета функциональной принадлежности того или иного материала целесообразно разделить их на группы функциональных, проводящих, силовых и защитных материалов. При этом, конечно, следует понимать некоторую условность такого деления, так как на практике некоторые материалы могут одновременно выполнять несколько задач. Например, кремний в МЭД может быть и силовым, и функциональным материалом, что математически можно выразить в виде пересекающихся множеств:

$$M_{\Sigma} = M_1 \cup M_2 \cup M_3 \cup M_4;$$

$$M_1 \cap M_2 \cap M_4, \quad M_2 \cap M_3,$$

где M_{Σ} — множество всех материалов МЭД; M_1 , M_2 , M_3 , M_4 — соответственно множества функциональных, силовых, защитных и проводящих материалов.

Графическое взаимодействие множеств материалов может быть изображено в виде диаграмм Вена (рис. 2).

Из всего множества методов и способов модификации материалов МЭД целесообразно выбирать те, которые направлены в первую очередь на обеспечение временной стабильности параметров, хотя зачастую подтвердить улучшение эксплуатационных характеристик достаточно сложно.

Примеры модификации материалов и СЭ:

- использование высоколегированных шин, заменяющих металлические коммутационные пленки в ПЧЭ, позволяет исключить контактные переходные сопротивления металл—полупроводник, которые являются источниками нестабильности в МЭД;
- формирование поверх оксидной пленки SiO_2 нитридной пленки (Si_3N_4) уменьшает уровень механических напряжений в системе Si-SiO_2 , увеличивая тем самым прочность ПЧЭ. Этой же цели служат одно- и многослойные пленочные покрытия, переводящие растягивающие механические напряжения в упругих элементах в сжимающие;
- рекристаллизация поликремниевых пьезорезисторов повышает их тензочувствительность в 2–3 раза, что позволяет снизить уровень рабочих деформаций и тем самым повысить ресурс МЭД.

Выбирая те или иные методы и способы модификации материалов МЭД, необходимо учитывать

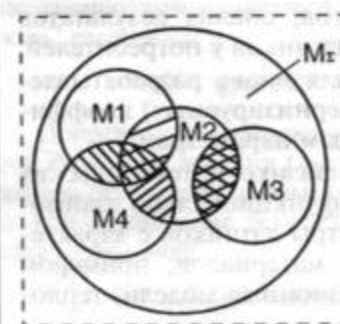


Рис. 2. Множество материалов МЭД

ухудшение некоторых параметров МЭД, оценивать их влияние на стабильность последних и в случае значительного негативного влияния или не применять их, или изменить технологические режимы таким образом, чтобы уменьшить отрицательное влияние модификации. Для пояснения данного взвешенного подхода к выбору методов приведем несколько характерных примеров:

- увеличение уровня легирования пьезорезисторов приводит, с одной стороны, к снижению их температурных коэффициентов, повышая термостабильность МЭД, а с другой стороны — уменьшает пьезочувствительность, вынуждая эксплуатировать чувствительные элементы при более высоких механических нагрузках, что снижает ресурс и надежность МЭД;
- низкотемпературные пиролизные пленки поликремния (ППК) позволяют, с одной стороны, защитить схему чувствительного элемента МЭД, а с другой стороны, имея высокий уровень механических напряжений, которые релаксируют в процессе эксплуатации МЭД, они приводят к дрейфу его выходного сигнала.

В первом примере для оптимизации соотношения термо- и пьезочувствительности используют двойное легирование, формируя ступенчатый профиль, а также применяют примеси-компенсаторы и т. д.

Во втором примере путем уменьшения температуры пиролиза, выбора рабочего газа, скорости роста и толщины ППК, а также легируя ее в процессе роста, можно минимизировать механические напряжения и повысить сплошность самой пленки.

Делая вывод из вышеизложенного, можно предложить следующий порядок выбора метода (или методов) модификации материалов при разработке новых или модернизации существующих МЭД:

1. Анализ технического задания и конструкторской документации на вновь разрабатываемый или на модернизируемый МЭД в целях оценки уровня ВФ, достижения требуемых метрологических и эксплуатационных характеристик.
2. Создание базы данных по материалам.
3. Анализ физико-химических свойств материалов модернизируемого датчика (прочностных свойств, стойкости к агрессивным средам, динамические характеристики материалов и пр.).
4. Исследование результатов ресурсных, периодических и специальных испытаний МЭД данного типа или близких аналогов, анализ результатов эксплуатации указанных датчиков у потребителей.
5. Прогнозирование (для вновь разрабатываемых) и вычисление (у модернизируемых) коэффициентов запаса по основным параметрам.
6. Синтез комплекса физико-математических моделей МЭД, в которых функционально взаимосвязаны основные параметры датчиков с характеристиками используемых материалов, примером чему могут быть деформационные модели, тепловые и пр.

7. Анализ разработанных моделей для определения наиболее слабых и важных звеньев, передаточные функции которых в наибольшей степени влияют на качество МЭД.

8. Оценка степени влияния и сравнение с коэффициентами запаса, вычисленными ранее.

9. На основании данных, полученных в пп. 6 и 7, и функциональной принадлежности выбор соответствующего нового материала или метода его модификации; при этом обязательно учитываются возможности имеющегося в наличии технологического оборудования.

10. Разработка экспериментальной технологии и ее апробирование.

11. Изготовление экспериментальных образцов деталей, узлов и МЭД, в которых используются модифицированные материалы.

12. Разработка методики испытаний и контроля деталей, узлов и готовых изделий.

13. Испытания и исследования экспериментальных образцов.

14. Выводы об эффективности модификации и возможности внедрения ее в изделие, о корректировке конструкторской (КД) и технологической (ТД) документации на основании исследований.

Из приведенного перечня наименее исследованными являются пп. 6, 7 и п. 9 в части выбора наиболее эффективного с точки зрения обеспечения стабильности модификации. Последнее объясняется тем, что часто технологические режимы, приемы и операции являются "know-how" производителей и зависят от используемого оборудования, основных и вспомогательных технологических и конструктивных материалов и не могут быть повторены без соответствующих исследований, освоения соответствующих процессов и без соответствующего технологического оснащения. Известные в научно-технической и патентной литературе технические решения в части модификации материалов имеют в основном описательный характер, оценка их качественная и в них не приводятся какие-либо количественные или функциональные взаимосвязи модификации с техническими и эксплуатационными характеристиками МЭД.

Технологические аспекты модификации материалов

Из всего перечня мероприятий, изложенного выше, наиболее существенны этапы выбора материалов, а также выбора технологических процессов, обеспечивающих модификацию материалов, так как в настоящее время бесспорен тот факт, что новые материалы и прогрессивные технологии в основном определяют стабильность и надежность микросистемных систем.

В этом плане использование как традиционных для МЭД технологических процессов (термовакuumное напыление, термодиффузия и пр.), так и сравнительно новых (ионное легирование, магне-

тронное напыление, плазмохимическая обработка, лазерная рекристаллизация и т. д.) и новейших (микролегирование с помощью атомных силовых микроскопов, глубинное окисление и пр.) позволяет модифицировать значительное число материалов, используемых в МЭД. При этом обеспечивается достаточная управляемость и повторяемость процессов модификации. Сочетание различных технологических процессов и технологий при модификации одного и того же материала дает возможность получать в нем казалось бы несовместимые свойства (полупроводник — изолятор, отрицательное или положительное значение ТКС и т. п.). Кроме того, используя комплексную модификацию материалов, можно сформировать многофункциональный материал, который может служить основой многопараметрических датчиков.

Как было отмечено ранее, наиболее важной задачей модификации является управление электрофизическими характеристиками материалов электростатического соединения МЭД. Умение управлять этими характеристиками монокристаллического кремния и его полиморфов — поликристаллического и аморфного — позволяют создавать на их основе различные функциональные элементы. Данный аспект модификации наиболее интенсивно реализуется в новом направлении — микромеханике, вобравшей в себя последние достижения в областях схемотехники, технологии, физики твердого тела [16].

Список литературы

1. Корляков А. В. Микромеханические структуры на основе композиции "карбид кремния — нитрид алюминия" // Микроэлектроника. Т. 28. № 3. С. 201—212.
2. Виглеб Г. Датчики. Устройство и применение. М.: Мир, 1989. 196 с.
3. Газоанализаторы отработанных газов автомобилей // Обзор Информ. Прибора // Приборы и системы управления. 1997. № 1. С. 33.
4. Феликсон Е. И. Упругие элементы силоизмерительных приборов. М.: Машиностроение, 1977. 160 с.
5. Поляк М. С. Технология упрочнения. В 2 томах. М.: Машиностроение. ЛВМ-Скрап. 1995.
6. Крылов К. И., Прокопенко В. Т. Применение лазеров в машиностроении. Л.: Машиностроение. 1978.
7. Модификация и легирование поверхности лазерными, ионными и электронными потоками / Под ред. Дж. Поути. М.: Машиностроение, 1987.
8. Пьезоэлектрические приводы и датчики // Докл. международной научно-практической конф. (г. Обнинск). 1993.
9. Речицкий В. А. Акустоэлектронные радиокомпоненты. М.: Радио и связь, 1987.
10. Зотов В. Д. Полупроводниковые многофункциональные сенсоры (Z-сенсоры) // Датчики и системы. 1999. № 1. С. 44.
11. Полякин К. П. Интегральные стабилизаторы напряжения. М.: Энергия, 1979. 190 с.
12. Каталог датчиков фирмы Motorola, USA.
13. 750 практических электронных схем: Справочное руководство. М.: Мир, 1986. 584 с.
14. Сопряжение датчиков и устройств ввода данных с компьютерами IBM PC / Под ред. У. Томпкинса и Дж. Уэстера. М.: Мир, 1992.
15. Розенблат М. А. Конференция "Евросенсор" // Приборы и системы управления. 1997. № 5. С. 57.
16. Соколов Л. В. Основы исследования и разработки в области сенсорных МЭМС-устройств // SENSOR & SYSTEMS. 1999. № 3. С. 58.

УДК 548.536

В. И. Алтухов¹, д-р физ.-мат. наук, проф.,
Б. А. Струков², д-р физ.-мат. наук, проф.,
М. В. Катрышева¹,

¹Северо-Кавказский государственный
технический университет,

²Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

КРИТИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ ФОНОНОВ И ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ

Представлены результаты теоретического и экспериментального изучения фононного рассеяния и аномалий теплового сопротивления вблизи температуры фазового перехода T_c . Дана интерпретация и развит количественный подход описания аномалий температурной зависимости теплопроводности $\lambda(T)$ вблизи T_c с учетом наиболее реальных механизмов рассеяния.

Согласно экспериментальным данным [1—3], теплопроводность $\lambda(T)$ сегнетоэлектрических кристаллов сильно уменьшается в широкой области температур около температуры структурного фазового перехода T_c . Кроме того, на кривой $\lambda(T)$ вблизи T_c часто наблюдаются аномалии следующих типов:

a — явно выраженный широкий отрицательный (минимум) пик;

b — излом или особенность типа (отрицательного, положительного) каспа;

θ — аномалия типа ступеньки—шаг, точка разрыва I рода;

z — положительный (отрицательный) более или менее симметричный пик;

d — разрыв или точка разрыва II рода при $T \rightarrow T_c$.

В теории [4—8] аномалии типов a , b , d обычно связывают с неупругим рассеянием акустических фононов на критических фононах (мягких ТО-фононах: $\omega_0 \rightarrow 0$) или с квазиупругим рассеянием тепловых акустических фононов на центральном пике, наблюдающемся в спектрах критического рассеяния света и нейтронов при $T \rightarrow T_c$ [9—10]. При этом часто рассматривают четыре механизма рассеяния фононов:

1) неупругое при $\Gamma_0 \ll \omega$ (где Γ — критическое затухание мягкой моды ω) [6];

2) релаксационное при $\omega \leq \Gamma_0$ [11, 12];

3) квазиупругое рассеяние на центральном пике ($\omega \rightarrow 0$) [7];

4) взаимодействие критических флуктуаций (колебаний) с дефектами [13, 17].

В настоящей статье представлена общая теория наиболее актуальных механизмов (неупругого и квазиупругого) критического рассеяния фононов и приведены типичные особенности $\lambda(T)$ при $T \rightarrow T_c$.

тронное напыление, плазмохимическая обработка, лазерная рекристаллизация и т. д.) и новейших (микролегирование с помощью атомных силовых микроскопов, глубинное окисление и пр.) позволяет модифицировать значительное число материалов, используемых в МЭД. При этом обеспечивается достаточная управляемость и повторяемость процессов модификации. Сочетание различных технологических процессов и технологий при модификации одного и того же материала дает возможность получать в нем казалось бы несовместимые свойства (полупроводник — изолятор, отрицательное или положительное значение ТКС и т. п.). Кроме того, используя комплексную модификацию материалов, можно сформировать многофункциональный материал, который может служить основой многопараметрических датчиков.

Как было отмечено ранее, наиболее важной задачей модификации является управление электрофизическими характеристиками материалов электростатического соединения МЭД. Умение управлять этими характеристиками монокристаллического кремния и его полиморфов — поликристаллического и аморфного — позволяют создавать на их основе различные функциональные элементы. Данный аспект модификации наиболее интенсивно реализуется в новом направлении — микромеханике, вобравшей в себя последние достижения в областях схемотехники, технологии, физики твердого тела [16].

Список литературы

1. Корляков А. В. Микромеханические структуры на основе композиции "карбид кремния — нитрид алюминия" // Микроэлектроника. Т. 28. № 3. С. 201—212.
2. Виглеб Г. Датчики. Устройство и применение. М.: Мир, 1989. 196 с.
3. Газоанализаторы отработанных газов автомобилей // Обзор Информ. Прибора // Приборы и системы управления. 1997. № 1. С. 33.
4. Феликсон Е. И. Упругие элементы силоизмерительных приборов. М.: Машиностроение, 1977. 160 с.
5. Поляк М. С. Технология упрочнения. В 2 томах. М.: Машиностроение. ЛВМ-Скрап. 1995.
6. Крылов К. И., Прокопенко В. Т. Применение лазеров в машиностроении. Л.: Машиностроение. 1978.
7. Модификация и легирование поверхности лазерными, ионными и электронными потоками / Под ред. Дж. Поути. М.: Машиностроение, 1987.
8. Пьезоэлектрические приводы и датчики // Докл. международной научно-практической конф. (г. Обнинск). 1993.
9. Речицкий В. А. Акустоэлектронные радиокомпоненты. М.: Радио и связь, 1987.
10. Зотов В. Д. Полупроводниковые многофункциональные сенсоры (Z-сенсоры) // Датчики и системы. 1999. № 1. С. 44.
11. Полякин К. П. Интегральные стабилизаторы напряжения. М.: Энергия, 1979. 190 с.
12. Каталог датчиков фирмы Motorola, USA.
13. 750 практических электронных схем: Справочное руководство. М.: Мир, 1986. 584 с.
14. Сопряжение датчиков и устройств ввода данных с компьютерами IBM PC / Под ред. У. Томпкинса и Дж. Уэстера. М.: Мир, 1992.
15. Розенблат М. А. Конференция "Евросенсор" // Приборы и системы управления. 1997. № 5. С. 57.
16. Соколов Л. В. Основы исследования и разработки в области сенсорных МЭМС-устройств // SENSOR & SYSTEMS. 1999. № 3. С. 58.

УДК 548.536

В. И. Алтухов¹, д-р физ.-мат. наук, проф.,
Б. А. Струков², д-р физ.-мат. наук, проф.,
М. В. Катрышева¹,

¹Северо-Кавказский государственный
технический университет,

²Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

КРИТИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ ФОНОНОВ И ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ

Представлены результаты теоретического и экспериментального изучения фононного рассеяния и аномалий теплового сопротивления вблизи температуры фазового перехода T_c . Дана интерпретация и развит количественный подход описания аномалий температурной зависимости теплопроводности $\lambda(T)$ вблизи T_c с учетом наиболее реальных механизмов рассеяния.

Согласно экспериментальным данным [1—3], теплопроводность $\lambda(T)$ сегнетоэлектрических кристаллов сильно уменьшается в широкой области температур около температуры структурного фазового перехода T_c . Кроме того, на кривой $\lambda(T)$ вблизи T_c часто наблюдаются аномалии следующих типов:

a — явно выраженный широкий отрицательный (минимум) пик;

b — излом или особенность типа (отрицательного, положительного) каспа;

θ — аномалия типа ступеньки—шаг, точка разрыва I рода;

z — положительный (отрицательный) более или менее симметричный пик;

d — разрыв или точка разрыва II рода при $T \rightarrow T_c$.

В теории [4—8] аномалии типов a , b , d обычно связывают с неупругим рассеянием акустических фононов на критических фононах (мягких ТО-фононах: $\omega_0 \rightarrow 0$) или с квазиупругим рассеянием тепловых акустических фононов на центральном пике, наблюдающемся в спектрах критического рассеяния света и нейтронов при $T \rightarrow T_c$ [9—10]. При этом часто рассматривают четыре механизма рассеяния фононов:

1) неупругое при $\Gamma_0 \ll \omega$ (где Γ — критическое затухание мягкой моды ω) [6];

2) релаксационное при $\omega \leq \Gamma_0$ [11, 12];

3) квазиупругое рассеяние на центральном пике ($\omega \rightarrow 0$) [7];

4) взаимодействие критических флуктуаций (колебаний) с дефектами [13, 17].

В настоящей статье представлена общая теория наиболее актуальных механизмов (неупругого и квазиупругого) критического рассеяния фононов и приведены типичные особенности $\lambda(T)$ при $T \rightarrow T_c$.

Результаты численных расчетов сопоставляются с данными соответствующих экспериментов.

Фононная функция Грина в ферроэлектрических кристаллах с водородными связями и для кристаллов с парамагнитными примесями, как обычно, рассчитывается в модели Кобаяши для псевдоспиновых фононных мод [14–17]. Запаздывающая функция Грина найдена с учетом гидродинамической области ($\omega\tau \ll 1$, τ — среднее время жизни теплового фонона), когда поведение теплопроводности вблизи точки Кюри или температуры T_c структурного фазового перехода можно рассчитать по формуле Кубо.

Цель работы показать подходы к объяснению различных особенностей поведения теплопроводности $\lambda(T)$ сегнетоэлектриков около T_c с учетом наиболее важных механизмов критического рассеяния фононов в этих системах.

Фононная теплопроводность кристалла

Общее выражение теплового сопротивления $\lambda^{-1}(T)$ для кубического кристалла можно записать в виде интеграла Лапласа [18, 19] от коррелятора потоков тепла $j(t)$ в моменты времени t и $t = 0$:

$$\lambda(T) = \frac{1}{3Vk_B T^2} \lim_{\gamma \rightarrow +0} \int_0^{\infty} e^{-\gamma t} \langle j(t)j(0) \rangle dt, \quad (1)$$

где V — объем кристалла; γ — параметр; k_B — постоянная Больцмана.

В случае решетки со слабым ангармоническим взаимодействием фононов теплопроводность $\lambda(T)$ выражается через запаздывающую функцию Грина, и в τ -приближении, когда транспортное время релаксации аппроксимируется временем жизни отдельного фонона $\tau(\omega)$, получаем для $\lambda(T)$ обычную (газокинетическую) формулу [20]:

$$\lambda(T) = \frac{1}{3V} \sum_v \frac{(\hbar\omega_v)^2}{k_B T^2} (\nabla_k \omega_v)^2 \frac{n_v(n_v + 1)}{\Gamma_v(\omega_v)}. \quad (2)$$

Здесь n_v — фононные числа заполнения; $n_v(n_v + 1)\hbar^2\omega_v^2/(k_B T^2) = C(\omega_v)$ — теплоемкость отдельной моды; $\Gamma_v(\omega) = \tau^{-1}(\omega)$ — обратное одно-фононное время релаксации; $\nabla_k \omega_v$ — групповая скорость фононов; ω_v — частота фонона; ∇_k — оператор "набла" в k -пространстве квазиимпульсов фононов k ; $v = (k, s)$.

Критическое неупругое и квазиупругое рассеяние фононов

Обратное время релаксации акустических фононов в кристалле со слабым ангармонизмом (с малы-

ми постоянными связи $\Phi(v, 1, 2)$ можно представить в виде [19]

$$\Gamma_v(\omega) = \frac{\pi\hbar}{2} \sum_{1,2} |\Phi(v, 1, 2)|^2 \rho_2(\omega - \omega_1) \times \\ \times \frac{\Delta(k-2-1)}{\omega\omega_1} \frac{n(\omega - \omega_1)}{n(\omega)}, \quad (3)$$

где $\pi\rho_v(\omega) = \text{Im } G_v(\omega)$; $G_v(\omega)$ — функция Грина кристалла; для удобства введены обозначения $1 \equiv v_1 = (k_1, s_1)$, $2 \equiv v_2$, $n_v \equiv n(\omega_v) = [\exp(\hbar\beta\omega_v) - 1]^{-1}$, $\beta = 1/(k_B T)$; k и s — квазиимпульс и колебательная ветвь фонона соответственно.

Вблизи температуры фазового перехода T_c мягкая мода (для $q = k$) $\omega_q(T) \rightarrow \omega_0(T_0)$ и спектральная плотность $\rho_2(\omega)$ для критических (мягких) фононов $2 \equiv v_2 = (q, s)$ определяется из транспортного управления [8, 20] и имеет вид

$$\pi\rho_q(\omega) = \frac{\omega\Gamma_0(T)}{[\omega_q^2(T) - \omega^2]^2 + \omega^2\Gamma_0^2(T)} + \\ + \frac{1}{\omega_c^2(q)} \frac{\omega\gamma(q)}{\omega^2 + \gamma^2(q)}. \quad (4)$$

Здесь $\Gamma_0(T)$ — затухание мягких критических фононов; $\omega_c^2(q) = \omega_q^2(T) - \delta^2(T)$; $\gamma(q) = \gamma_0\omega_c^2/\delta_0^2$; $\delta_0 = \delta(T_c) = \omega_0(T_c)$; $\omega_c(q = 0, T = T_c) = 0$; $\delta^2(T)$ — сдвиг квадрата частоты за счет ангармонического взаимодействия; $T_0 \neq T_c$; $\gamma(q)$ — ширина центрального пика; γ_0^{-1} — среднее время жизни тепловых фононов. Подставляя (4) в (3), находим

$$\tau_v^{-1}(\omega, T) = \tau_{in}^{-1}(\omega, T) + \tau_c^{-1}(\omega, T), \quad (5)$$

где τ_{in}^{-1} и τ_c^{-1} — соответственно сечение неупругого и квазиупругого рассеяния фононов.

Неупругое рассеяние. Неупругое рассеяние более актуально в области $\omega \ll \omega_0 = \omega_0(T)$ и играет важную роль, когда критическая ветвь близка к акустической и может иметь место вырождение ветвей. В этом случае $q_1 - q_2 = q$, и для $\omega_1 = \omega_0(q_1)$, $\omega_2 = \omega_0(q_2) = \omega_0(q_1 - q)$, учитывая, что $\omega_v \ll \omega_0 \ll k_B T$, получаем

$$\omega_0(q_1 - q) - \omega_0(q_1) \approx r\omega_v \cos\theta,$$

где $r = v_0/v$ — отношение средней скорости критических и акустических фононов; $\omega_v = vq$; θ — угол между q_1 и q_2 .

Если пренебречь затуханием мягкой моды ($\Gamma_0 \ll \omega$), то согласно (3)–(5) можно записать

$$\tau_{in}^{-1}(\omega) = \frac{\pi B}{\beta} \frac{\omega}{\omega_0}, \quad (6)$$

где B — постоянная порядка единицы.

В случае $\Gamma_0 \gg \omega$ для τ_{in}^{-1} получаем релаксационную формулу

$$\tau_{in}^{-1}(\omega) = \frac{\pi A \omega}{\beta \omega_0} \frac{\omega \tau_0}{1 + (\omega \tau_0)^2}, \quad (7)$$

где A — постоянная порядка единицы и $\tau_0 = \Gamma_0^{-1}$.

Критическое затухание мягкой моды $\Gamma_0 = \tau_0^{-1} = \Gamma_0(\tau)$ было получено в микроскопической теории [21] и согласно скейлингу $\Gamma_0(\tau) \sim \tau^{-\lambda}$, где $\tau = |1 - T/T_c|$ и $\lambda = \nu = \frac{1}{2}$, где ν — критический индекс длины корреляции $\xi(\tau) \sim \tau^{-1/2}$.

Квазиупругое рассеяние фононов. При $T \rightarrow T_c$ и $q \rightarrow 0$ получаем $\omega_c(0, T_c) = 0$, $\omega = \omega_v \approx \omega_2$, и квазиупругое рассеяние становится актуальным в (4). Вблизи $q = 0$ дисперсию мягкой моды можно представить в виде $\omega_q(T) = D(q_0^2 + q^2)$, где D не зависит от температуры, тогда как затравочный волновой вектор мягкой моды q_0 зависит от температуры и стремится к нулю при $T = T_0$. Пусть $\omega_1 = \omega(q - q_2)$ и ω_v принадлежат акустической ветви ($s_1 = s$). Тогда, выражая постоянные $|\Phi(\nu, 1, 2)|^2$ в виде $\Phi^2 \omega_v^4$, после вычислений находим

$$\begin{aligned} \tau_c^{-1}(\omega) &= \frac{a^3 \Phi^2}{8\beta \pi^2 \gamma^2} \frac{\omega^2 \gamma_0}{\omega_0 \delta_0} \frac{\pi}{2\mu} \ln \left(1 + \frac{q_m^2}{k^2} \right) \approx \\ &\approx \frac{\pi A}{\beta} \frac{\omega^2 \gamma_0}{\delta_0 \mu} \ln \xi(\tau). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $\mu = 2D\gamma_0/(\nu\delta_0)$; $q_m = \pi/a$; $A = a^3 \times \Phi^2/(16\pi^2 \nu^2)$; $\xi(\tau) = k^{-1}$ — корреляционная длина; $k^2 = c\tau$; $\tau = |1 - T/T_c|$, где c — постоянная, связанная с параметром дисперсии D ; a — постоянная решетки.

Таким образом, из (6)–(8) получаем $\tau_{in}/\tau_c \sim \ln(\tau)$ и ясно, что квазиупругое рассеяние доминирует при $T \rightarrow T_c$. Выражения (7) и (8) для τ^{-1} были использованы для численных расчетов $\lambda(T)$ ряда сегнетоэлектрических кристаллов. Сопоставление результатов вычислений с экспериментом подтверждает ряд важных заключений теории.

Некоторые применения и обсуждения

Известно, что задача переноса тепла даже в τ -приближении все еще остается сложной. Для количественного анализа удобно использовать простую модель. В этой модели для дебаевской плотности

квадратов частот имеем $\rho(\omega^2) = 3\omega/(2\omega_D^3)$, где $\omega_D = k_B\Theta/\hbar$ — частота акустических фононов; Θ — температура Дебая. Рассмотрим простую модель кристалла с фазовым переходом, дебаевским акустическим спектром и оптической мягкой модой ω_0 .

Тогда выражение для $\lambda(T)$ согласно (3) ($\tau_s^{-1} = \Gamma_v$) имеет вид

$$\lambda(T) = \frac{1}{3} \int d\omega^2 C(\omega) v^2(\omega) \tau(\omega) \rho(\omega^2); \quad (9)$$

$$\tau^{-1}(\omega) = \sum_i \tau_i^{-1}(\omega). \quad (10)$$

Здесь τ_i — однофононное время релаксации i -го механизма рассеяния фононов; $\nabla_k \omega_v \approx v(\omega)$ — скорость акустических фононов.

Основные механизмы рассеяния фононов входят в $\tau_n^{-1} = \tau_1^{-1} + \tau_2^{-1} + \tau_3^{-1}$, где $\tau_1^{-1} = A_1 T \omega^2 \exp(-\alpha/T)$ обусловлено трехфононным рассеянием, $\tau_2^{-1} = A_2 \omega^4$ — рассеянием на дефектах, $\tau_3^{-1} = A_3$ — на границах кристалла (A_1, A_2, A_3, α — постоянные параметры [5, 8, 16]). С учетом критического рассеяния $\tau_s^{-1} = \Gamma_v$ согласно (5) и (8) для $\tau^{-1}(\omega)$ получаем:

$$\tau^{-1}(\omega) = \tau_n^{-1}(\omega) + \tau_s^{-1}(\omega), \quad (11)$$

где $\tau_s^{-1} = \tau_{in}^{-1} + \tau_c^{-1}$.

В ходе вычислений теплового сопротивления были получены кривые $\lambda(T)$, типичные для кристаллов SrTiO_3 и KDP-типа (рис. 1). Параметры мягкой моды $\omega_q(T) = D(q_0^2 + q^2)$, $\omega_0^2 = D^2 q_0^2 = r|T - T_0|$, $A_1, A_2, A_3, \alpha, \Phi = \Phi_1$ при $T < T_c$ и $\Phi = \Phi_2$

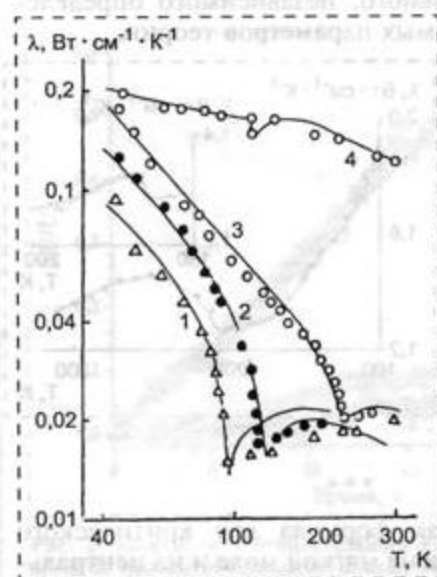


Рис. 1. Температурная зависимость $\lambda(T)$ для кристаллов KH_2AsO_4 (1), KH_2PO_4 (2), KD_2PO_4 (3) [2] и SrTiO_3 (4) [3]. Непрерывные линии — теория; точки — эксперимент. Особенности σ - и δ -типа

Характеристики кристаллов типа KDP и SrTiO_3 , использованные в расчетах $\lambda(T)$

Кристалл	T_c , К	T_0 , К	T'_0 , К	Θ , К	Φ_1^2 , МэВ	Φ_2^2 , МэВ
KH_2PO_4	122	118	126	325	0,082	0,204
KD_2PO_4	220	216	224	323	0,096	0,083
KH_2PO_4	96	92	100	298	0,162	0,356
SrTiO_3	108	103	—	700	—	0,840

при $T > T_c$ были получены [8] в соответствии с данными опыта [2, 3]. Соответственно значения T_c , Θ , Φ приведены в таблице. Значение T_0 определяется из уравнения для мягкой моды $\omega_0(T_0) = 0$ при $\omega_0(T_c) = \delta_0$ и $T_0 < T_c$; $\omega_0(T'_0) = 0$ при $T'_0 > T_c$ (T_0 и T'_0 — температуры, при которых затравочная мягкая мода обращается в ноль слева и справа от T_c соответственно).

Результаты расчетов согласуются с данными опытов (рис. 1). Согласие это достигается путем подбора величин A_1 , A_2 , A_3 , α , Φ . Однако тип особенности (a , b , v , z , d) при $T \rightarrow T_c$ не всегда, как видно на рис. 1 и 2, определяется однозначно. Тем не менее ясно, что для SrTiO_3 и KDP-типа кристаллов квазиупругое рассеяние доминирует при $T \rightarrow T_c$.

Аномалия z -типа показана на рис. 2. Этот тип поведения обсуждается в [22, 23]. Можно показать, что поведение этого типа связано с интерференцией различных механизмов теплового сопротивления. При наличии резонансного механизма рассеяния поведение $\lambda(T)$ подобно эффекту фононного τ -спектрометра, реализующемуся в кристаллах с парамагнитными примесями [16]. Ясно, что трудности вычислений даже в простой модели кристалла связаны с необходимостью более точного расчета $v = \partial\omega/\partial k$, $C(\omega_v)$, $\rho(\omega)$. Ситуацию можно значительно улучшить путем измерений величин v , C , ρ , τ и $\lambda(T)$ на одном и том же образце кристалла и параллельного, независимого определения всех необходимых параметров теории.

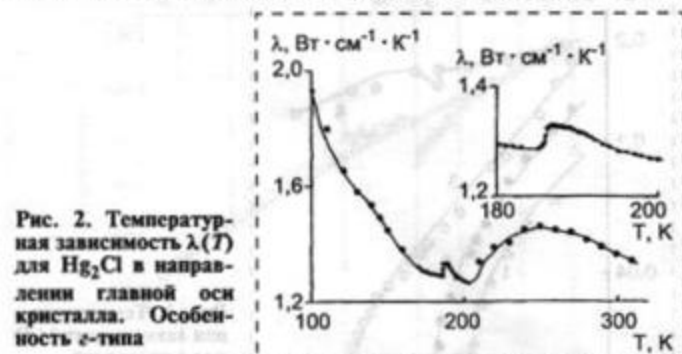


Рис. 2. Температурная зависимость $\lambda(T)$ для Hg_2Cl_2 в направлении главной оси кристалла. Особенность z -типа

Получена общая формула для критического рассеяния фононов на мягкой моде и на централь-

ном пике. Показано, что квазиупругое рассеяние может доминировать над неупругим при $T \rightarrow T_c$. Кривая $\lambda(T)$ около T_c может иметь особенности a , b , v , z и d -типа. На рис. 1 и 2 представлены аномалии z , $v(b)$ и d -типа, которые согласуются с данными экспериментов. Особенности другого типа не всегда удается идентифицировать однозначно и они требуют особого рассмотрения.

Список литературы

1. Strukov B. A. and Belov A. A. Heat transport properties of ferroelectrics and related materials // Phase transition. 1994. 51. P. 175—197.
2. Suemne Y. J. Thermal conductivity of some ferroelectric crystals with hydrogen bonds // Phys. Soc. Jap. 1967. 22. P. 735.
3. Steigmeier E. F. Field effect on the cochran mode in SrTiO_3 // Phys. Rev. 1968. 168. P. 523.
4. Inoue M. J. Thermal conductivity of some ferroelectrics // J. Phys. Soc. Jap. 1969. 26. P. 420.
5. Nottelton R. E. Ferroelectric phase transitions: a review of theory and experiment. Part 2—Thermal conductivity // Ferroelectrics. 1970. 1. P. 87.
6. Балагуров Б. Я. Затухание высокочастотного звука и теплопроводность в сегнетоэлектриках типа смещения // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. Вып. 4. С. 1627—1635.
7. Altukhov V. I. Quasi-elastic scattering of phonon and thermal conductivity of crystal presenting a structural phase transition // Phys. Stat. Sol. (b). 1979. 93. P. K115.
8. Алтухов В. И. Особенности теплового сопротивления кристаллов, испытывающих структурный фазовый переход // Изв. АН ЭССР, сер. Физ. мат. 1980. Т. 29. С. 46.
9. Mermelstein M. D. and Cummins H. Z. The lith scattering in ferroelectrics // Phys. Rev. 1977. B 16. P. 2177.
10. Аксенов В. Л., Плакида Н. М., Стаменкович С. Рассеяние нейтронов сегнетоэлектриками. М.: Энергоатомиздат, 1984. 256 с.
11. Алтухов В. И. Количественная теория явлений фононного и электронного переноса в ионных кристаллах с дефектами и структурными фазовыми переходами: Автореф. дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. М.: МГУ (1990).
12. Levanyuk A. P., Sigov A. C., Yermolov A. F. Anomalies of the heat conductivity in structural phase transitions in perfect and imperfect crystals // The third Soviet-Japanese symposium on ferroelectricity. Novosibirsk. 1984. P. 87—89.
13. Леванюк А. П., Осипов В. В., Ситов А. Г., Собянин А. А. Изменения структуры дефектов и обусловленные ими аномалии свойств веществ вблизи фазовых переходов // ЖЭТФ. 1977. Т. 76. № 1. С. 345—368.
14. Kobayashi K. K. Dynamics of crystal fluctuations // J. Phys. Soc. Jap. 1968. 24. P. 497.
15. Иolini Е. М. Влияние спин-фононного взаимодействия на теплопроводность парамагнетика // ФТТ. 1970. Т. 12. Вып. 4. С. 1159—1166.
16. Алтухов В. И., Завт Г. С. Резонансное рассеяние фононов на парамагнитных ионах // ФТТ. 1977. Т. 19. № 4. С. 1057—1064.
17. Кантес В. Н. О критических аномалиях теплопроводности сегнетоферромагнетиков // Изв. АН Латв. ССР, сер. физ. и техн. наук. 1985. 6. Вып. 20. С. 110.
18. Кубо Р. Термодинамика необратимых процессов / Под ред. Д. Н. Зубарева. М.: ИЛ. 1962. С. 345.
19. Altukhov V. I. Theory of lattice thermal conductivity of anharmonic crystal with impurities. I. General // Phys. Stat. Sol. (b). 1974. 64. P. 403—412.
20. Altukhov V. I. and Zavt G. S. II Interference Effects // Phys. Stat. Sol. (b). 1974. 65. P. 83—92.
21. Pytte E. The critical damping of the soft mode // Phys. Rev. 1920. B 1. P. 924.
22. Strukov B. A., Belov A. A. and Altukhov V. I. Study of phonon scattering processes in displacive ferroelectrics by means of heat conductivity measurements // Ferroelectrics. 1994. 159. P. 25—30.
23. Strukov B. A. and Belov A. A. Heat transport properties of order-disorder type ferroelectrics // Ferroelectrics. 1992. 126. P. 299.

КОНСТРУИРОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ МСТ

УДК 004.085

Ю. Н. Слесарев, канд. техн. наук,
Пензенский государственный университет,
г. Пенза

МОДЕЛИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ НОСИТЕЛЯ ПРИ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ЗАПИСИ

Проведен анализ моделей переключения носителей при термомангнитной записи с использованием двух основных способов: запись при нагревании выше точки Кюри, на температурном спаде коэрцитивной силы, а также смешанный тип записи. Выявлены недостатки известных способов определения намагниченности в области записи. Предложены модели, увеличивающие точность описания.

Запись информации при термомангнитной записи (ТМЗ) осуществляется при воздействии тепловых и магнитных полей. Источником теплового поля является излучение сфокусированного пучка лазера. Источниками магнитного поля являются внешнее относительно носителя записи магнитное поле $H_{\text{внеш}}$, создаваемое намагничивающей катушкой, и внутреннее "размагничивающее" поле $H_{\text{разм}}$, уменьшающее значение исходной намагниченности.

Существуют два основных способа переключения состояния намагниченности носителя при ТМЗ [1]. Первый способ заключается в нагревании материала выше точки Кюри и последующем охлаждении его в присутствии магнитного поля. Во втором способе ТМЗ используется уменьшение коэрцитивной силы с увеличением температуры T до значения, меньшего значения порогового поля записи. Возможен также и смешанный тип записи, когда часть области записи нагревается выше точки Кюри, а в другой части наблюдается запись на температурном спаде коэрцитивной силы.

Так как ТМЗ осуществляется при участии тепловых и магнитных полей, возникает задача исследования вида функции $M_{\text{зап}} = f(H_{\text{зап}})$ отдельно для перечисленных способов переключения носителя, не принимая во внимание на первом этапе рассмотрения размеры следа записи, временные характеристики процесса записи.

Бинарная модель переключения носителя информации при записи с нагреванием выше точки Кюри. В известной литературе [2, 3] состояние намагниченности носителя описывается пороговой моделью, непосредственно вытекающей из факта существования точки Кюри и предполагающей в реги-

стрирующей среде наличие порогового эффекта переключения с двумя состояниями намагниченности насыщения. Такой вывод можно сделать из анализа выражений эффективности магнитооптического воспроизведения информации, записанной термомангнитным способом, в которых присутствует двойной угол магнитооптического вращения.

Согласно этой модели, названной пороговой моделью бинарного типа (МБТ), намагниченность материала в переключенных участках определяется безгистерезисной ступенчатой кривой [4] (рис. 1). По горизонтальной оси отложено поле записи $H_{\text{зап}} = H_{\text{разм}} + H_{\text{внеш}}$, по вертикальной оси — намагниченность переключенного при ТМЗ носителя. Точка 1 на кривой переключения соответствует исходной намагниченности материала, точка 2 — переключенному материалу. Выходной сигнал зависит от разности намагниченности в точках 1 и 2, т. е. $+M_s - (-M_s) = 2M_s$. На горизонтальной оси следует отметить точку H_T , соответствующую излому характеристики и полю записи, при превышении которого происходит переключение материала до состояния магнитного насыщения. Это поле можно назвать полем насыщения магнитного материала при ТМЗ. Для данной модели $H_T = 0$.

Компонентное уравнение такой модели описывается функцией

$$M_{\text{зап}} = M_s \operatorname{sign}(H_{\text{зап}}).$$

Из рассмотрения пороговой модели бинарного типа можно вывести основные признаки, ее характеризующие:

1. Намагниченность переключенного участка зависит от знака приложенного поля и в "малых" полях достигает намагниченности насыщения. Критерием "малого" поля служит, очевидно, выполнение не-

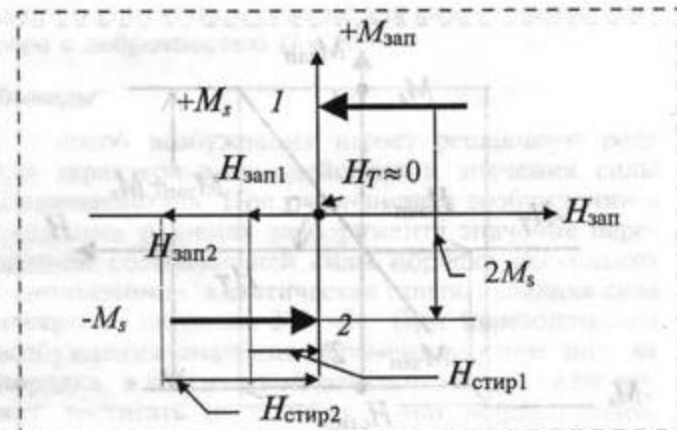


Рис. 1. Кривая переключения материала при ТМЗ для пороговой модели бинарного типа

равенства $H_{\text{зап}} > H_T \approx 0$. Значение поля не рассматривается при анализе записи.

2. Сигнал воспроизведения определяется значением $2M_s$.

3. Процесс стирания повторяет процесс записи, но с приложенным полем, направленным противоположно полю записи. Поле стирания должно компенсировать (быть больше) поле записи: $H_{\text{зап}} = H_{\text{разм}} + H_{\text{внеш}}$ и так как $H_{\text{внеш}} = 0$, то $H_{\text{стир}} > H_{\text{разм}}$.

Недостатки этой модели проявились в плохом согласовании экспериментальных данных с теоретическими при стирании и данными измерений эффективности воспроизведения как при побитовой, так и при голографической записи информации [4].

Более тщательные эксперименты по стиранию областей записи показали, что для стирания информации, кроме компенсации размагничивающего поля $H_{\text{разм}}$, необходимо приложить некоторое дополнительное поле H_T (не равное нулю так же, как и для МБТ), названное полем насыщения при ТМЗ, т. е. для стирания необходимо приложить поле

$$H_{\text{стир}} > H_{\text{разм}} + H_T.$$

Непрерывная модель переключения носителя при записи с нагреванием выше точки Кюри. В работе [4] обоснована модель переключения носителя при записи, названная пороговой непрерывной моделью (ПНМ), в которой намагниченность носителя изменяется в некоторых пределах непрерывно в зависимости от поля записи в соответствии с функцией передачи: $M_{\text{зап}} = M_s f_H(H_{\text{зап}})$. Модель данного типа можно проиллюстрировать линеаризованной кривой изменения намагниченности (рис. 2). По горизонтальной и вертикальной оси отложены соответственно поле записи и намагниченность в области записи.

Точка 1 соответствует области исходной намагниченности. Намагниченность переключенного участка в общем случае не соответствует намагниченности

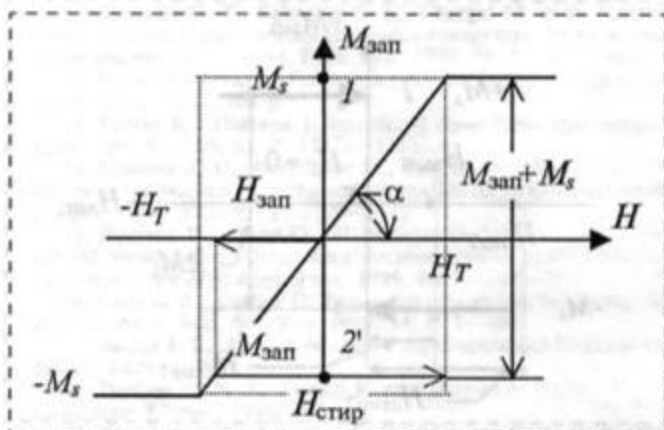


Рис. 2. Линеаризованная кривая переключения материала при ТМЗ для пороговой непрерывной модели

насыщения (точка 2'), а является функцией поля записи $H_{\text{зап}}$.

Из кривой переключения, иллюстрирующей рассмотренную модель, можно сделать следующие выводы:

1) намагниченность переключенных участков зависит от поля записи и в общем случае не достигает состояния насыщения;

2) сигнал воспроизведения зависит от поля записи и связан с выражением $M_s + M(H_{\text{зап}}) < 2M_s$;

3) поле стирания должно быть такого значения, чтобы компенсировать максимальное поле записи и обеспечить насыщение носителя (прикладывая дополнительно поле $H_T > 0$):

$$H_{\text{стир}} \geq H_{\text{зап}} + H_T,$$

поле стирания в предельном случае может достигать значения $2H_T$;

4) рассмотренная модель при $H_T = 0$ переходит в МБТ.

Функция передачи достаточно хорошо описывается компонентным уравнением [5]

$$f_H(H_{\text{зап}}) = \frac{M_{\text{зап}}(H_{\text{зап}})}{M_s} = \text{th}\left(\frac{H_{\text{зап}}}{H_T} k_f\right),$$

где $k_f = \pi/1,3$ — эмпирический коэффициент. Эксперименты, описанные в работе [5], показывают, что ПНМ значительно точнее описывают переключение носителя, чем МБТ.

Модель переключения носителя при записи на температурном спаде коэрцитивной силы. Для второго способа записи при определении остаточной намагниченности носителя необходимо описать оператор m (моделирующая функция), связывающий остаточную намагниченность $M(x, t)$ в момент времени t с напряженностью суммарного намагничивающего поля $H(x, t)$, действующего на носитель. Для моделирования ТМЗ желательно аналитически определить зависимость [5]

$$M(x, t) = m(H(x, t), M(x, t - \Delta t)),$$

где $M(x, t - \Delta t)$ — намагниченность элемента по координате x , определяемая в предшествующий момент времени $t - \Delta t$.

Практически такое распределение намагниченности вычисляется итерационными методами, в основе которых лежит описание петли гистерезиса материала носителя.

Для описания петель гистерезиса известны следующие методы аппроксимации [6]: кусочно-линейные, нелинейные, полиномиальные.

В материалах для магнитной записи головками влияние перпендикулярной анизотропии слабое и не имеет существенного значения для формирования формы статической петли гистерезиса, которая существует в материалах для ТМЗ.

Рассмотрим типичное описание, основанное на нелинейных методах, аппроксимирующее петлю

гистерезиса гиперболическим тангенсом [6] и определяемое зависимостью

$$M(H, \alpha_1) = M_s \left[\text{sign}(\alpha_1) - \alpha_1 \left(1 + \text{th} \left(\frac{H_c - H \text{sign}(\alpha_1)}{H_c} \text{arctg}(s_p) \right) \right) \right], \quad (1)$$

где α_1 — индекс петли гистерезиса, знак которого определяет направление изменения намагничивающего поля, а значение — предельную или частную петлю гистерезиса; s_p — коэрцитивная прямоугольность.

Графической иллюстрацией выражения (1) служит рис. 3, описывающий предельные ветви петли гистерезиса со следующими параметрами: $H_c = 2000$ Э; $M_s = 1$; $s_p = 0,9$; $M_r = s_p M_s$.

Недостатком модели является слабый учет влияния размагничивающего поля на процесс переключения носителя [7], что проявляется в наличии пологих ветвей петли.

Примером полиномиального метода аппроксимации петель гистерезиса служит зависимость

$$M_i(H, \alpha_1) = M_s(T_i) \text{sign} \alpha_{1i} + M_s \alpha_{1i} f(H_i \text{sign} \alpha_{1i}), \quad (2)$$

где $f(H)$ — функция, описывающая предельную петлю гистерезиса [8].

Графики, построенные по формулам (2) приведены на рис. 4 (кривые 3, 4). Из рис. 4 видно, что ветви петли гистерезиса, соответствующие индексам $\alpha_1 = 1$ и $\alpha_1 = -1$, не совпадают (расходятся) при возрастании поля в положительном и отрицательном направлениях. Кроме того, при приближении к состоянию насыщения носителя наблюдается резкий переход его намагниченности в насыщенное состояние при полях, незначительно превышающих H_c , что противоречит присутствию размагничивающего поля и его влиянию на процесс намагничивания [7]. Для устранения отмеченных недостатков в функцию $f(H)$ формулы (2) вве-

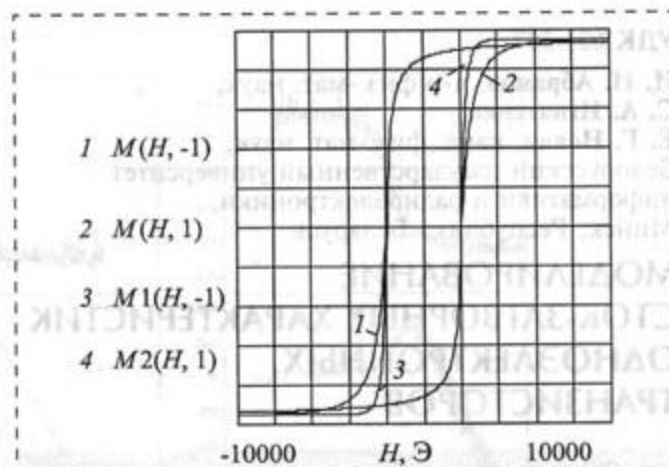


Рис. 4. Сравнение исходной (кривые 3 и 4) и модернизированной (кривые 1 и 2) моделей петли гистерезиса: $H_c = 2000$ Э, $M_s = 1$, $s_p^* = 0,9$, $M_r = s_p M_s$, $k_p = 0,25$.

ден дополнительный коэффициент $k_p < 1$, который оказывает существенное влияние на поведение петли в магнитных полях, больших H_c (рис. 4, кривые 1 и 2).

$$f(H) = \begin{cases} \left(\frac{H_c - H}{H - \frac{H_c}{s_p^*}} \right) & \text{при } H < H_c; \\ \left(1 - \left(\frac{H_c}{H} \right)^{\left(\frac{s_p^*}{1-s_p^*} \right) k_p} \right) & \text{при } H > H_c. \end{cases}$$

Модели переключения носителя использовались для разработки согласованных моделей ТМЗ, позволяющих изучать переходные процессы при ТМЗ и стирании.

Список литературы

1. Рандошкин В. В., Червоненский А. Я. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990. 300 с.
2. Китович В. В. Магнитные и магнитооптические оперативные запоминающие устройства. М.: Энергия, 1975. 432 с.
3. Звездин А. К., Котов В. А. Магнитооптика тонких пленок. М.: Наука, 1988. 190 с.
4. Слесарев Ю. Н., Евтихий Н. Н., Назаров Ф. М. Модели терромагнитной записи для ЗУ с побитовой и голографической организацией // Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. "ЭВМ-76". Москва, 1976. Ч. 1. С. 180—181.
5. Слесарев Ю. Н. Терромагнитная запись для оптических дисковых накопителей информации. Пенза: Изд-во Пенз. гос. ун-та, 2000. 142 с.
6. Вичес А. И., Горон А. И., Смирнов В. А. Моделирование канала магнитной записи на ЭВМ / Под. ред. А. И. Вичеса. М.: Радио и связь, 1984. 184 с.
7. Jeannot D., Desserre J. A transition metal rare alloy for perpendicular magnetic recording // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 5. P. 2820—2823.
8. Nichimoto K., Nagao Y., Suganuma Y., Tonako H. Computer simulation of high-density multiple transition in magnetic disk recording // IEEE Trans. Magn. 1974. MAG. 10. N 3. P. 769—775.

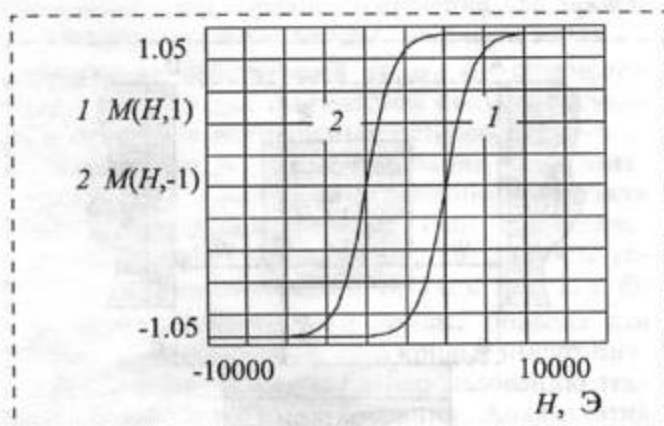


Рис. 3. Модель петли гистерезиса с аппроксимацией гиперболическим тангенсом: $H_c = 2000$ Э, $M_s = 1$, $s_p = 0,9$, $M_r = s_p M_s$

УДК 621.382

И. И. Абрамов, д-р физ.-мат. наук,
С. А. Игнатенко,
Е. Г. Новик, канд. физ.-мат. наук,
Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники,
Минск, Республика Беларусь

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТОК-ЗАТВОРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОДНОЭЛЕКТРОННЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

С использованием системы моделирования нанозлектронных приборов NANODEV проведено исследование влияния на сток-затворные характеристики одноэлектронных транзисторов ряда конструктивно-технологических и электрофизических параметров, фоновых зарядов и температуры окружающей среды. Показано, что наиболее существенно влияющими на эти характеристики факторами являются ширина туннельных переходов, высота потенциального барьера и температура окружающей среды.

Введение

В ближайшие несколько десятилетий кремниевый МОП-транзистор (в будущем нанотранзистор), судя по всему, будет оставаться главным элементом твердотельной электроники, в частности для построения ультрабольших интегральных схем (УБИС) следующих поколений [1, 2]. Несмотря на это, уже в настоящее время ведется интенсивный поиск достойных альтернативных приборных структур с нанометровыми размерами активных областей, т. е. в области нанозлектроники. Анализ показывает, что одними из главных кандидатов для этого будут одноэлектронные структуры. Хотя на этом пути бесспорно встретятся значительные практические сложности и проблемы [3], прогнозируется, что в первых УБИС гибридной нанозлектроники будет осуществляться функциональная интеграция МОП-транзисторов и именно одноэлектронных структур, например одноэлектронных транзисторов. Это может также произойти в результате дальнейшей миниатюризации элементов традиционной флэш-памяти микроэлектроники [2], т. е. достаточно естественно. Последнее представляется чрезвычайно важным не только в технологическом плане, но и с точки зрения применения средств автоматизированного проектирования и моделирования. К сожалению, приходится констатировать, что средства моделирования непосредственно приборных структур нанозлектроники в настоящее время разработаны крайне слабо. Это может в дальнейшем представить достаточно серьезную проблему при разработке УБИС гибридной нанозлектроники.

Цель данной статьи — иллюстрация возможностей системы моделирования нанозлектронных

приборов NANODEV [4, 5] на примере расчета вольт-амперных характеристик (ВАХ) одноэлектронных транзисторов.

Результаты моделирования и их обсуждение

Одной из основных электрических характеристик одноэлектронных транзисторов является сток-затворная ВАХ. Тем не менее в настоящее время фактически отсутствуют исследования этих характеристик в зависимости от электрофизических и конструктивно-технологических параметров транзисторов. В связи с этим в данной работе продемонстрируем возможности системы моделирования нанозлектронных приборов NANODEV на примере теоретического исследования именно таких характеристик в зависимости от указанных выше параметров. Используемая физико-топологическая модель, базирующаяся на решении уравнения Пуассона и основного уравнения, достаточно подробно описана в литературе [6, 7]. Одноэлектронный транзистор с одним островком в модели представляется в виде, показанном на рис. 1, где W_d , W_s — ширина туннельных переходов стока и истока соответственно; W_g — расстояние от островка до электрода затвора; W_i — смещение островка; L_x , L_y — длина и ширина островка; L_d , L_s , L_g — ширина электродов стока, истока и затвора соответственно. Помимо геометрических размеров исходными данными являются: параметры материалов; фоновый заряд на островке; управляющие воздействия — напряжения истока, стока и затвора; температура T .

Сначала для оценки адекватности модели было проведено сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными. На рис. 2, а приведено семейство сток-затворных характеристик одноэлектронного транзистора на основе переходов Al/Al₂O₃ [8]. На рис. 2, б показаны результаты моделирования. Приведенные данные свидетельствуют об адекватности предложенной модели [6, 7]. Это вселяет уверенность в том, что приводимые ниже результаты и установленные закономерности соответствуют действительности.



Рис. 1. Структура одноэлектронного транзистора

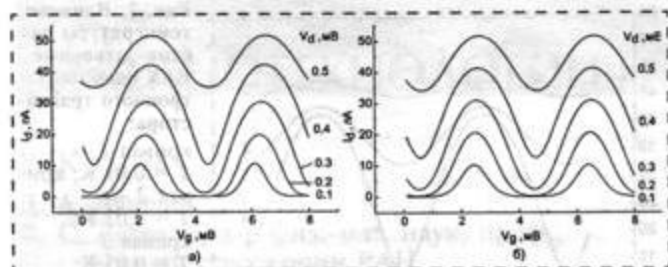


Рис. 2. Сток-затворные ВАХ одноэлектронного транзистора: а — экспериментальные данные [8]; б — результаты моделирования

Так, из рис. 2 следует, что сток-затворная ВАХ носит осциллирующий характер. При увеличении напряжения на стоковом электроде V_d с 0,1 до 0,4 мВ происходит сначала увеличение амплитуды осцилляций, а затем (при $V_d = 0,5$ мВ) амплитуда начинает уменьшаться. Данное поведение объясняется периодичностью явлений одноэлектронного туннелирования и кулоновской блокады в зависимости от значения фонового заряда на островке, а также напряжений стока и затвора V_g . Естественно, значение амплитуды также зависит как от конструктивно-технологических, так и электрофизических параметров, т. е. материалов приборной структуры.

Следовательно, параметрами, влияющими на сток-затворные характеристики, являются: геометрические размеры, диэлектрическая проницаемость изолятора, высота потенциального барьера, фоновый заряд и температура. В связи с этим проанализируем и установим закономерности именно их влияния на рассматриваемые характеристики. Для определенности исследования проводились при $V_d = 0,4$ мВ.

На рис. 3 проиллюстрировано влияние девиации ширины туннельного перехода стока W_d на сток-затворные характеристики. Кривая 2 соответствует одинаковой ширине переходов стока и истока $W_d = W_s = 3,0$ нм; кривая 1 — $W_d = 2,9$ нм, $W_s = 3,0$ нм; кривая 3 — $W_d = 3,1$ нм, $W_s = 3,0$ нм. Как следует из рис. 3, даже незначительное изме-

нение W_d на $\pm 0,1$ нм (около 3 %) приводит к очень ощутимым изменениям амплитуды осцилляций (приблизительно в 2 раза по сравнению с кривой 2 и в ту и в другую стороны). Кроме того, характеристики становятся несимметричными (с наклоном, причем тоже в разные стороны).

Данная закономерность связана с существенным изменением вероятности туннелирования электронов через потенциальный барьер в случае девиации его ширины. Следовательно, чем выше вероятность, тем больше амплитуда осцилляций. При несимметричных переходах электроны чаще туннелируют через более узкий переход, поэтому изменяется крутизна и на ВАХ появляется наклон. Уменьшение W_d также приводит к увеличению среднего тока, проходящего через систему, т. е. транзистор.

По сток-затворной характеристике, как известно, можно судить об усилительных свойствах транзистора. В частности, чем сильнее изменяется ток стока I_d при увеличении напряжения на затворе (больше крутизна), тем лучше эти свойства. Приведенные на рис. 3 результаты свидетельствуют о том, что с помощью небольшой девиации ширины одного из переходов можно очень сильно изменять усилительные свойства транзистора, причем значение крутизны по модулю может также варьироваться на разных участках ВАХ.

На рис. 4 показано влияние расстояния от затвора до островка W_g на сток-затворные ВАХ. Кривая 1 соответствует $W_g = 300$ нм, кривая 2 — $W_g = 330$ нм, а кривая 3 — $W_g = 270$ нм. Из рисунка видно, что при изменении W_g на 10 % амплитуда осцилляций изменяется незначительно (~3 %), а период изменяется примерно на 12 %. Данные трансформации, так же как и вариации ширины туннельных переходов, приводят к изменению усилительных свойств одноэлектронного транзистора. Причем уменьшение расстояния затвор—островок приводит к увеличению крутизны ВАХ. Данную закономерность можно объяснить следующим образом: чем ближе затвор к островку, тем

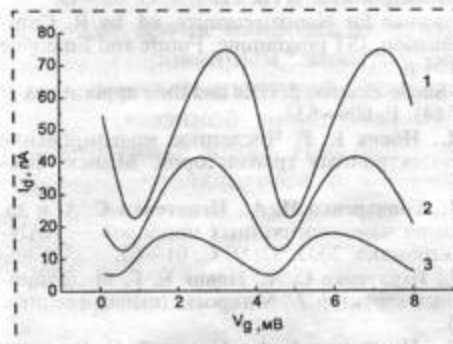


Рис. 3. Влияние ширины туннельного перехода стока на сток-затворные ВАХ одноэлектронного транзистора (для всех кривых $W_s = 3,0$ нм): кривая 1 — $W_d = 2,9$ нм; кривая 2 — $W_d = 3,0$ нм; кривая 3 — $W_d = 3,1$ нм

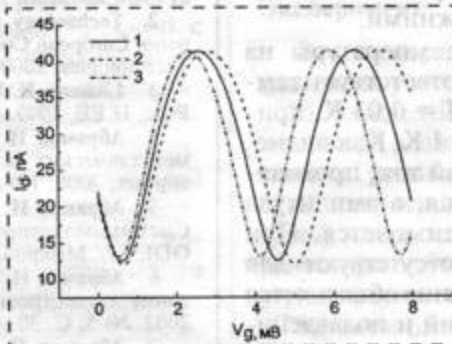


Рис. 4. Влияние расстояния затвор—островок на сток-затворные ВАХ одноэлектронного транзистора: кривая 1 — $W_g = 300$ нм; кривая 2 — $W_g = 330$ нм; кривая 3 — $W_g = 270$ нм

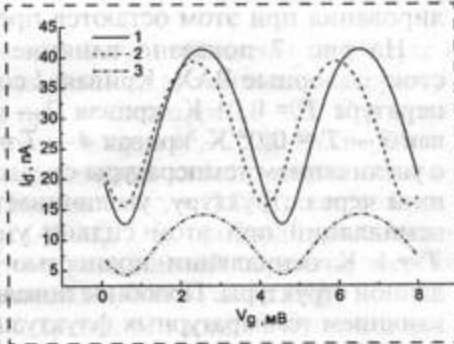
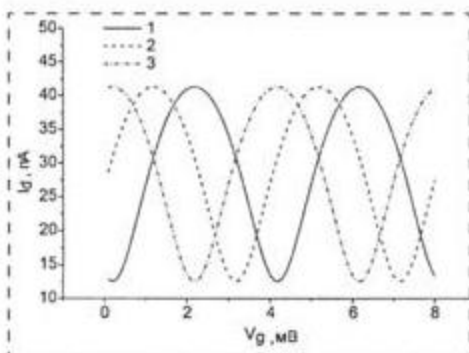


Рис. 5. Влияние электрофизических параметров материала диэлектрика (ϵ_d и ϕ) на сток-затворные ВАХ одноэлектронного транзистора: кривая 1 — $\epsilon_d = 10$, $\phi = 2,0$ эВ; кривая 2 — $\epsilon_d = 9$, $\phi = 2,0$ эВ; кривая 3 — $\epsilon_d = 10$, $\phi = 2,1$ эВ

Рис. 6. Влияние фонового заряда на сток-затворные ВАХ одноэлектронного транзистора:

кривая 1 — $Q_0 = 0$;
кривая 2 — $Q_0 = 0,25$;
кривая 3 — $Q_0 = 0,5$



сильнее он влияет на заряд, находящийся на островке, и следовательно, чаще будет возникать условие наступления кулоновской блокады.

На рис. 5 показано влияние относительной диэлектрической проницаемости изолятора ϵ_d и высоты потенциального барьера ϕ на сток-затворные ВАХ. При уменьшении ϵ_d с 10 (кривая 1) до 9 (кривая 2) амплитуда осцилляций и их период уменьшается не сильно. Объяснить это можно небольшим перераспределением значений падающих в структуре напряжений. В то же время увеличение ϕ с 2,0 эВ (кривая 1) до 2,1 эВ (кривая 3), т. е. на 5 %, приводит к существенному уменьшению как амплитуды осцилляций (приблизительно в 2,5 раза), так и среднего проходящего через структуру тока. Это связано с существенным уменьшением вероятности туннелирования электронов даже при незначительном увеличении высоты потенциального барьера переходов.

Рис. 6 иллюстрирует влияние фонового заряда Q_0 на островке на сток-затворные ВАХ. Как следует из рисунка, изменение Q_0 приводит к сдвигу характеристики. При $Q_0 = 0,5$ характеристика как бы находится "в противофазе", а при $Q_0 = 1$ — "в фазе", т. е. полностью повторяется. Это согласуется с известными данными. Таким образом, фоновый заряд является своеобразной "фазой" осцилляций сток-затворных характеристик одноэлектронных транзисторов. Так, при увеличении фонового заряда на единицу количество электронов на островке, хотя и изменяется, однако условия туннелирования при этом остаются прежними.

На рис. 7 показано влияние температуры на сток-затворные ВАХ. Кривая 1 соответствует температуре $T = 0,01$ К, кривая 2 — $T = 0,03$ К, кривая 3 — $T = 0,05$ К, кривая 4 — $T = 1$ К. Как видно, с увеличением температуры средний ток, проходящий через структуру, увеличивается, а амплитуда осцилляций при этом сильно уменьшается. При $T = 1$ К осцилляции полностью отсутствуют для данной структуры. Подобное поведение объясняется влиянием температурных флуктуаций и подавлением эффекта одноэлектронного туннелирования.

Заключение

Таким образом, разработанная модель позволяет получить хорошее согласование с эксперимен-

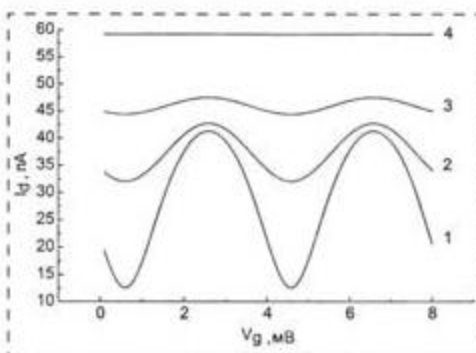


Рис. 7. Влияние температуры на сток-затворные ВАХ одноэлектронного транзистора:

кривая 1 — $T = 0,01$ К; кривая 2 — $T = 0,03$ К; кривая 3 — $T = 0,05$ К; кривая 4 — $T = 1$ К

тальными данными при расчете сток-затворных характеристик одноэлектронных транзисторов. С помощью модели были установлены основные закономерности влияния ряда конструктивно-технологических и электрофизических параметров на рассматриваемые ВАХ данных приборных структур. Закономерности объяснены физически. При этом показано, что наиболее существенно влияющими на ВАХ факторами являются ширина туннельных переходов, высота потенциального барьера и температура окружающей среды. К самым разнообразным трансформациям ВАХ приводят изменения расстояния от затвора до островка, диэлектрической проницаемости изолятора, фонового заряда на островке и нарушение симметричности структуры. В целом одноостровковые одноэлектронные транзисторы являются приборными структурами, чувствительными к изменениям различных конструктивно-технологических и электрофизических параметров, что подчеркивает важность разработки моделей рассмотренной разновидности, т. е. физико-топологических.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Республиканских программ научных исследований: "Электроника", "Нанoeлектроника" и гранта Министерства образования Республики Беларусь.

Список литературы

1. Валиев К., Орликовский А. Новое поколение элементной базы микроэлектроники: кремниевый нанотранзистор сохраняет свои позиции // Электроника: НТБ. 2000. 4. С. 46—49.
2. Technology Roadmap for Nanoelectronics, ed. by R. Compagno. European Commission, IST programme, Future and Emerging Technologies, 2000. 104 p.
3. Likharev K. K. Single-electron devices and their applications // Proc. IEEE. 1999. 87 (4). P. 606—632.
4. Абрамов И. И., Новик Е. Г. Численное моделирование металлических одноэлектронных транзисторов. Минск: Беспринт, 2000. 164 с.
5. Абрамов И. И., Гончаренко И. А., Игнатенко С. А. и др. Система моделирования нанoeлектронных приборов — NANODEV // Микроэлектроника. 2003. 32(1). С. 61—69.
6. Абрамов И. И., Игнатенко С. А., Новик Е. Г. Моделирование двухостровковых структур // Микросистемная техника. 2002. № 5. С. 30—33.
7. Абрамов И. И., Игнатенко С. А., Новик Е. Г. Влияние параметров конструкции и материалов на вольт-амперные характеристики двухостровковых одноэлектронных цепочек // ФТП. 2002. 36(10). С. 1272—1277.
8. Berman D., Zhitenev N. B., Ashoori R. C. et al. Single-electron transistor as a charge sensor for semiconductor applications // J. Vac. Sci. Technol. B. 1997. 15(6). P. 2844—2847.

НАНОТЕХНОЛОГИИ И ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

УДК 531.78

Д. А. Лапшин,
В. С. Летохов, д-р физ.-мат. наук, проф.,
Институт спектроскопии РАН,
Моск. обл., г. Троицк
Г. Т. Шубейта, С. К. Секацкий, Дж. Дитлер,
Институт физики твердого тела,
Лозаннский университет, Швейцария

ПРЯМОЕ ИЗМЕРЕНИЕ АБСОЛЮТНОГО ЗНАЧЕНИЯ СИЛЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ ПОВЕРХНОСТЬЮ И ОПТОВОЛОКОННЫМ ЗОНДОМ СКАНИРУЮЩЕГО МИКРОСКОПА БЛИЖНЕГО ПОЛЯ

С помощью атомно-силового микроскопа измерено абсолютное значение силы воздействия на поверхность со стороны волоконного зонда оптического микроскопа ближнего поля, работающего в режиме квазитрения. Показано, что статическая сила притяжения доминирует при малых амплитудах колебаний и может достигать 300 нН; переменная составляющая силы имеет значение порядка наноньютона как для системы на основе камертонного пьезоэлектрического сенсора, так и для системы с оптическим методом детектирования амплитуды колебаний зонда. Проведено сравнение этих режимов работы с методом на основе нерезонансного возбуждения зонда.

Введение

Сканирующая оптическая ближнепольная микроскопия широко используется в исследованиях по физике поверхности, в нанотехнологиях, а также в биологии и смежных областях [1, 2, 3]. В настоящее время наиболее популярен микроскоп с металлизированным заостренным оптоволоконным зондом и апертурой субмикронных размеров, сформированной металлической пленкой на самом кончике зонда. При приближении к поверхности колеблющегося с небольшой амплитудой (порядка нескольких нанометров) зонда наблюдается плавное уменьшение амплитуды. Этот эффект, который можно наблюдать как оптическими методами, так и с использованием пьезоэлектрического кварцевого камертонного датчика, широко используется для контроля расстояния между поверхностью и зондом. Этот метод обычно называют методом квазитрения, или в английской транскрипции методом "shear force". Название связано с тем, что поскольку колебания зонда направлены

вдоль поверхности, то логично предположить, что должны существовать силы, направленные вдоль поверхности и приводящие к затуханию колебаний. С первых работ [4, 5] в качестве источника этих сил были предложены силы Ван-дер-Ваальса, а также капиллярные силы.

Позднее была предложена простая модель на основе представления о прерывистом контакте зонда с поверхностью как следствие небольшого наклона зонда относительно нормали к поверхности [6]. В этой модели пренебрегают диссипативными силами и рассматривают передачу энергии от зонда к поверхности только как результат упругого взаимодействия. Согласно этой модели для амплитуд колебаний зонда в пределах 0,1...1 нм (достижимых при использовании кварцевого сенсора) рассчитанные [7, 8] значения сил составляют 50...500 пН, а при амплитудах порядка 10 нм (характерных для оптического детектирования) — порядка нескольких наноньютонов.

Однако, несмотря на всю популярность метода, абсолютные значения сил никогда не измерялись, поэтому исследователи вынуждены полагаться только на расчетные значения, зависящие от используемой модели, которая всегда в общем случае является лишь приближенным отражением действительности. В этой статье описаны результаты прямых экспериментальных измерений силы взаимодействия между зондом и поверхностью с использованием атомно-силового микроскопа как измерительного инструмента. Измерения выполнены в популярных резонансных режимах с оптическим контролем амплитуды колебаний зонда [4, 5], а также с электронным контролем за счет применения камертонного кварцевого сенсора [8]. Кроме того, выполнены измерения в нерезонансном режиме с оптическим контролем [9, 10].

Эксперимент

Все эксперименты были выполнены на воздухе в типичных условиях зимнего времени для лабораторного помещения при температуре 18–20 °С и относительной влажности воздуха 15–25 %. Экспериментальная установка содержит сканирующий оптический микроскоп ближнего поля (МБП) и атомно-силовой микроскоп (АСМ). Оба прибора применялись ранее при изучении резонансной передачи энергии между флуоресцентными молекулами [11].

Кончик оптоволоконного зонда в процессе эксперимента располагался точно над плоским участком кантилевера АСМ как показано на рис. 1. Использовались металлизированные оптоволоконные зонды с номинальной апертурой 200 нм (Nanonics Supertips, Израиль), изготовленные из волокна

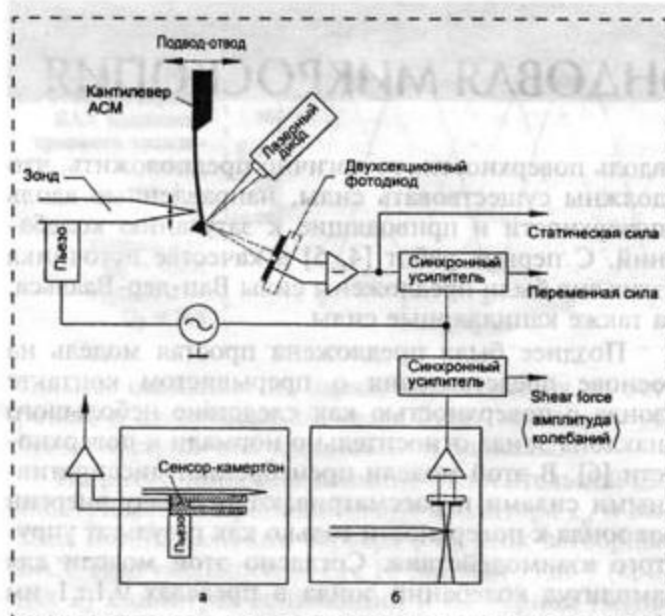


Рис. 1. Схема эксперимента (пропорции изменены). Механические колебания зонда создаются пьезоэлектрической трубкой, к которой приложен гармонический электрический сигнал. В нижней части показаны варианты детектирования амплитуды колебаний зонда:

а — с помощью пьезоэлектрического сенсора; б — оптический метод с использованием луча полупроводникового лазера и двухсекционного фотодиода

диаметром 125 мкм. Кантилевер был выбран достаточно жестким для того, чтобы избежать его скачков при приближении и удалении зонда [12]. Благодаря этому оптоволоконный микроскоп работал в своем обычном режиме и воспринимал поверхность кантилевера как поверхность стандартного жесткого образца. В то же время эластичность кантилевера была достаточной для того, чтобы отклоняться при воздействии силы со стороны зонда, это контролировалось, как обычно, оптическим способом за счет отклонения сфокусированного светового пучка от обратной поверхности кантилевера.

При оптическом детектировании (рис. 1, б) механические колебания зонда возбуждались с помощью отдельной калиброванной пьезотрубки, а кончик волокна освещался сфокусированным пучком света от полупроводникового лазера. Свет, рассеянный на кончике, детектировался двухсекционным фотодиодом, а сигнал переменного тока на частоте возбуждения механических колебаний преобразовывался в сигнал постоянного тока методом синхронного детектирования (синхронный усилитель SR850, Stanford Research Instruments).

В схеме на основе кварцевого камертонного сенсора (рис. 1, а) волокно приклеивалось к одному из плеч камертона (частота резонанса около 32 кГц) с помощью канифоли. Колебания сенсора возбуждались, как и прежде, с помощью той же пьезотрубки, а электрический сигнал сенсора на частоте резонанса детектировался с помощью синхронного

усилителя. Как обычно, этот сигнал постоянного тока будем называть сигналом "shear force" или сигналом квазитрения. Калибровка амплитуды колебаний выполнена с использованием волоконного интерферометра ("Физоптика," г. Москва).

Сигнал АСМ пропорционален изгибу кантилевера за счет отклонения сфокусированного светового пучка от обратной поверхности кантилевера. Отклонение светового пучка измеряется сегментированным фотодиодом. Его выходное электрическое напряжение может быть легко преобразовано в значение абсолютной силы с использованием известной константы Гука для применяемого кантилевера и перемещение, определяемое по напряжению на пьезотрубке, к которой прикреплен зонд. Линейная часть зарегистрированной силовой кривой использовалась для калибровки. Константа Гука для волокна существенно больше, чем для кантилевера и поэтому ею можно пренебречь [11]. Мы использовали два типа прямоугольных кантилеверов: покрытые алюминием кремниевые кантилеверы (NSC12/50, НТ-МДТ, г. Москва) с номинальной константой упругости, равной 14 Н/м, и кремниевые кантилеверы без покрытия (RTESP7, Digital Instruments, Santa Barbara, USA) с номинальной константой упругости 40 Н/м. Номинальные константы упругости были скорректированы для того, чтобы учесть, что точка приложения силы смещена относительно края кантилевера. Для прямоугольного кантилевера константа упругости обратно пропорциональна кубу его длины, поэтому эффективная константа упругости определяется выражением

$$k_{\text{eff}} = k_{\text{пот}} \left(\frac{l}{l_{\text{contact-base}}} \right)^3. \text{ Отношение } l/l_{\text{contact-base}}$$

было измерено с помощью оптического микроскопа.

Результаты и их анализ

В сигнале отклонения детектора можно выделить два компонента. Первый компонент — это стандартный статический сигнал, обусловленный статическим взаимодействием между зондом и поверхностью. Этот сигнал представлен на рис. 2, б, в, е. Второй компонент — это сигнал переменного тока на частоте механических колебаний зонда. Будем называть его сигналом переменной силы. В частном случае, когда кончик зонда находится в непосредственной близости к поверхности, этот сигнал обусловлен периодическими касаниями зондом поверхности кантилевера, что иллюстрируется сигналом осциллографа на вставке рис. 3, б. Видно, что форма сигнала существенно отличается от синусоидальной формы возбуждающего сигнала. Ясно, что пики сигнала отклонения появляются в моменты "удара" кончика по кантилеверу [6]. Однако сигнал переменной силы регистрировался также и на относительно больших расстояниях (до 100 нм)

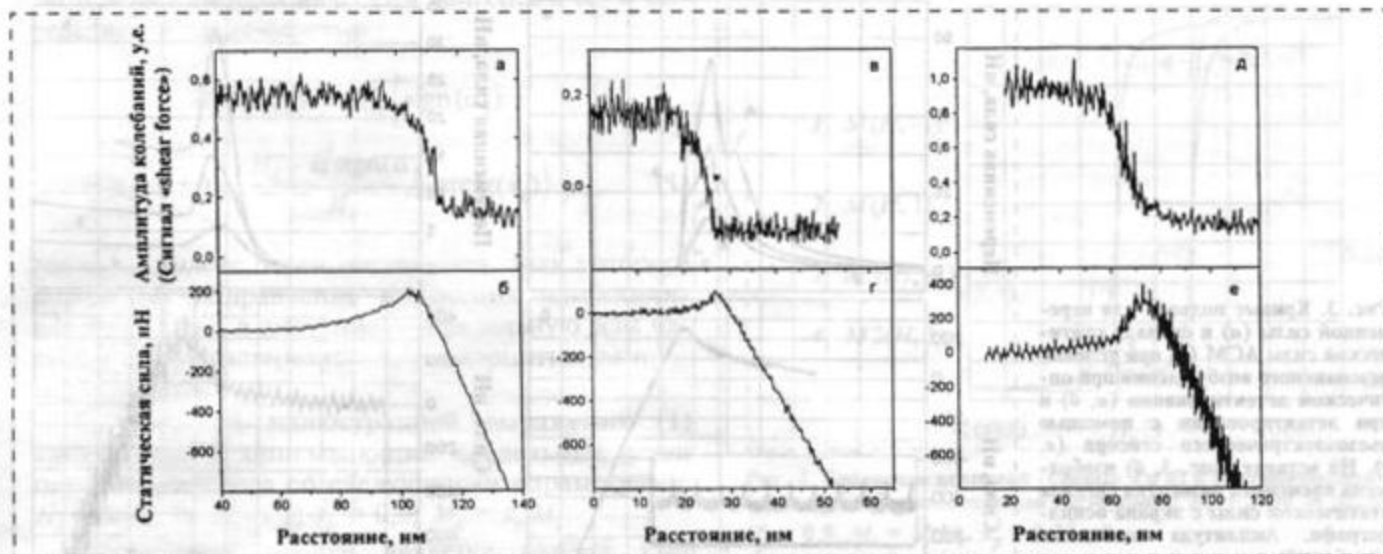


Рис. 2. Кривые подвода для сигнала "shear force" (амплитуда колебаний зонда) и для сигнала силы АСМ (отклонение кантилевера): а, б — нерезонансное возбуждение ($f = 8$ кГц), оптическое детектирование, амплитуда свободных колебаний 4 нм; в, г — резонансное возбуждение, оптическое детектирование амплитуды колебаний зонда ($f = 13,8$ кГц, $Q = 800$), амплитуда свободных колебаний 6 нм; д, е — резонансное возбуждение, детектирование колебаний с помощью камертонного пьезосенсора ($Q = 500$), амплитуда свободных колебаний 3,5 нм.

от поверхности кантилевера вследствие существования дальнедействующих электростатических сил.

Сигнал переменной силы тесно связан с математической производной dF/dz статической силы как функции расстояния. Он отражает изменение силы при изменении расстояния Δz между зондом и поверхностью. Таким образом, для малой амплитуды колебаний a_{dither} вариация Δz за период колебаний составляет $2\phi a_{dither}$, следовательно, $\Delta F \sim F a_{dither}$, где ϕ — угол между нормалью к поверхности и зондом. Поскольку значение угла мало, мы заменили $\sin \phi$ на ϕ . Если амплитуда колебаний не меняется (вдали от поверхности), то сигнал переменной силы пропорционален производной функции силы. На малых расстояниях вблизи поверхности это простое соотношение уже не выполняется вследствие падения амплитуды колебаний, связанной с касанием зондом поверхности. Таким образом, сигнал переменной силы отражает изменения как производной силы, так и амплитуды колебаний зонда.

Измерение действующей силы. Из сравнения кривых подвода для статической силы и сигнала "shear force" для резонансных методов видно (см. рис. 2, в—е), что амплитуда колебаний зонда падает вплоть до установления постоянного контакта между зондом и поверхностью. При нерезонансном возбуждении переход заканчивается после установления постоянного контакта (см. рис. 2, а, б).

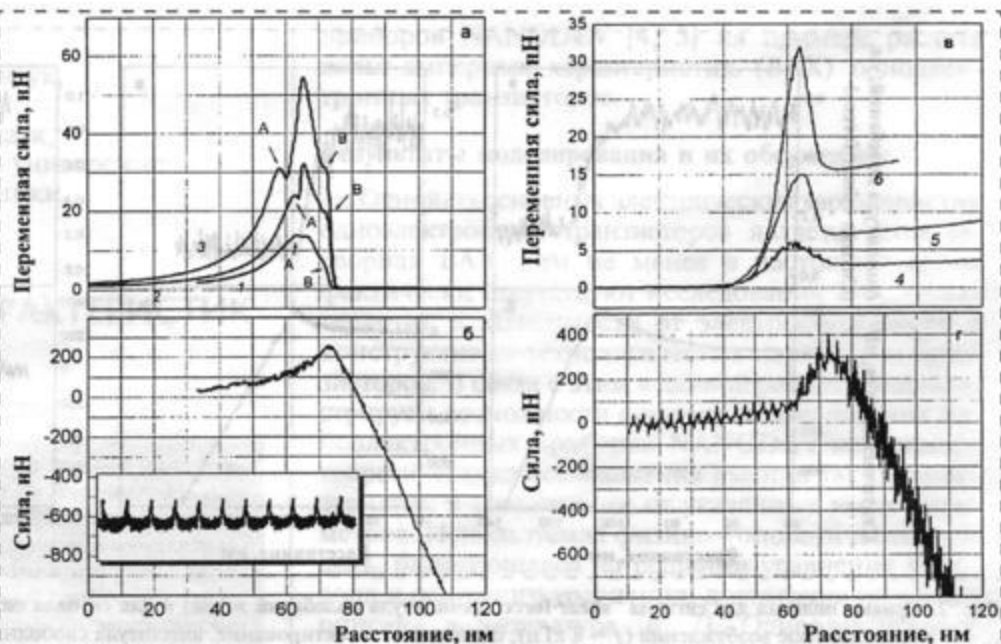
На рис. 3 представлены кривые подвода для сигнала переменной силы. Эти кривые имеют низкий уровень шума благодаря использованию техники синхронного детектирования. Анализ этих кривых и их сравнение с кривыми подвода для сигнала квазитрения (не показаны на рис. 3) позволяют выделить хорошо воспроизводимые особенно-

сти, отражающие определенные физические процессы. Так, на серии кривых точка А (рис. 3, а) соответствует началу изменения сигнала квазитрения, а точка В — концу перехода. Единичный максимум силы существует вблизи середины перехода. Расстояние А—В вдоль оси z равняется ширине перехода сигнала квазитрения. Зависимость ширины перехода от амплитуды колебаний носит ярко выраженный нелинейный характер (рис. 4.). Видно, что при малых амплитудах ширина перехода не опускается ниже 9 нм, что явно противоречит теории [6] прерывистого контакта: при угле наклона 3° ширина перехода должна была бы составлять около 0,2 нм. Противоречие легко объясняется существованием на поверхности жидкого слоя адсорбата, например, молекул воды. Это неоднократно обсуждалось ранее и были найдены косвенные свидетельства в пользу этой гипотезы [13—15]. Таким образом, при подводе кончик зонда сначала касается поверхности адсорбата и только по мере дальнейшего продвижения достигает твердой поверхности. Ясно, что за счет взаимодействия с жидким слоем должна существовать диссипация энергии колебаний за счет вязкого трения, а это не учитывалось в модели упругого взаимодействия. Итак, для малых амплитуд ширина перехода полностью определяется толщиной адсорбированного слоя.

На представленных кривых (см. рис. 3, а) обращают на себя внимание длинные "хвосты" в левой части кривой подвода. Видно, что сигнал переменной силы можно зарегистрировать задолго до первого контакта зонда с поверхностным слоем. Логично предположить, что эта сила связана с дальнедействующим электростатическим взаимодействием между локализованными зарядами на

Рис. 3. Кривые подвода для переменной силы (а) и сигнала статической силы АСМ (б) при условии резонансного возбуждения при оптическом детектировании (а, б) и при детектировании с помощью пьезоэлектрического сенсора (в, г). На вставке (рис. 3, б) изображена временная развертка сигнала статической силы с экрана осциллографа. Амплитуда свободных колебаний:

1 — 6 нм, 2 — 16 нм, 3 — 30 нм, 4 — 3,5 нм, 5 — 14 нм, 6 — 18 нм



поверхности кантилевера и зонда и разностью электрических потенциалов между ними. Известно, что на расстояниях порядка десятков нанометров значение этой силы существенно выше, чем значения других известных сил [16]. Как известно из практики атомно-силовой микроскопии, эта сила может быть минимизирована путем регулировки разности потенциалов. Результат такого подхода представлен на рис. 3, в, г. В этих измерениях поверхность кантилевера была покрыта тонким слоем платины толщиной 10 нм. В результате этой процедуры "хвосты" на кривых подвода исчезли, что подтверждает нашу гипотезу.

Из полученных кривых можно определить переменную силу, действующую на поверхность со стороны зонда оптического ближнепольного микроскопа. В таблице результаты представлены в виде максимального значения силы вблизи середины перехода. Ясно, что если установить рабочую точку

слева или справа от максимума, то можно заметно снизить значение действующей силы.

Важное для практики наблюдение состоит в том, что статическая притягивающая сила, которой обычно пренебрегают, довольно велика и в наших измерениях достигала значения 300 нН, это существенно превышает значение переменной силы (см. рис. 2, б, г, е). Обычно "горб" подобной величины не наблюдается на кривых подвода в атомно-силовой микроскопии при использовании таких же жестких кантилеверов, какие применяли в данном случае. Это можно объяснить существенно большими радиусами (100—500 нм) обычных оптоволоконных зондов по сравнению с типичными для игл АСМ (5—10 нм). В результате суммарная сила, действующая на поверхность со стороны зонда (включая в себя Ван-дер-Ваальсовы, капиллярные и электростатические силы), также на 2—4 порядка больше.



Рис. 4. Зависимость ширины перехода по сигналу "shear force" (амплитуда колебаний) от амплитуды свободных колебаний зонда

Измеренные значения переменной составляющей силы при заданной амплитуде колебаний и заданном угле наклона волоконного зонда

Метод детектирования	Амплитуда колебаний, нм	Угол наклона	Переменная сила, нН
Оптический (в резонансе)	6	3° (+/-1°)	13
	16	3° (+/-1°)	32
	30	3° (+/-1°)	55
Оптический (вне резонанса)	4	3° (+/-1°)	5
	9	3° (+/-1°)	12
	14	3° (+/-1°)	23
	18	3° (+/-1°)	33
Пьезоэлектрический	3,5	2° (+/-1°)	6
	14	2° (+/-1°)	15
	18	2° (+/-1°)	32

Из экспериментальных данных следует, что значение переменной силы может быть легко снижено до 1 нН. Дальнейшее снижение в принципе возможно при субнанометровых амплитудах колебаний и тщательном выборе рабочей точки. Однако в общем случае это имеет смысл, если статический компонент также уменьшен до тех же пределов.

Сравнение между нерезонансным и резонансными методами. Итак, при резонансном возбуждении (см. рис. 2, в–е) переход по каналу квазитрения заканчивается сразу после того, как установлен постоянный контакт зонда с поверхностью. При нерезонансном возбуждении наблюдается другая картина: сигнал квазитрения остается заметным и продолжает падать уже после установления контакта (см. рис. 2, а, б). Это означает, что зонд продолжает механические колебания, находясь в контакте с поверхностью. Такое поведение уже было нами ранее предсказано на основе других косвенных экспериментальных данных [10].

Наиболее отчетливо физические фазы поведения колеблющегося зонда видны из кривой подвода для сигнала переменной силы (рис. 5, а). Она может быть условно разделена на две части: 1) от точки А (начало перехода по квазитрению) до точки С (точка контакта, определяемая по кривой статической силы АСМ); 2) от точки С до точки В (конец перехода). Очевидно первая часть ассоциируется с поведением по модели прерывистого контакта, что дополнительно подтверждалось сигналом на экране осциллографа, аналогичным изображенному на вставке рис. 3, б. Отметим, что даже по форме этот участок аналогичен кривой рис. 3, а. В точке М нормальная сила отталкивания минимальна и зонд скользит по поверхности с максимальной амплитудой. Далее наблюдается линейный спад, обусловленный, очевидно, затуханием амплитуды за счет контактного трения. При дальнейшем подводе сила давления увеличивается, а в точке В сила трения уже превышает силу со стороны изогнутого волокна, что приводит к резкому прекращению колебаний. Можно оценить коэффициент трения из соотношения $F_{N\mu} = k a_{dither}$, которое должно выполняться в точке В, где k — упругая константа для зонда. Получаемое из этого соотношения значение $\mu = 0,6$ находится в хорошем согласии с опубликованными данными [17, 18].

Отметим, что для нерезонансного возбуждения в начале кривой подвода, когда мы имеем режим прерывистого контакта, значение переменной силы того же порядка, что и для резонансного возбуждения. В контактом режиме доминирует статическое отталкивание. Подчеркнем, что суммарная действующая сила даже уменьшается при работе в этом режиме, как очевидно из рис. 5. Например, работая вблизи точки В с амплитудой колебаний около 4 нм, можно получить полную силу около 30 нН, что дает одно из самых малых значений для всех изученных режимов. Такая возможность отсутствует у резонансных режимов: очевидно, что

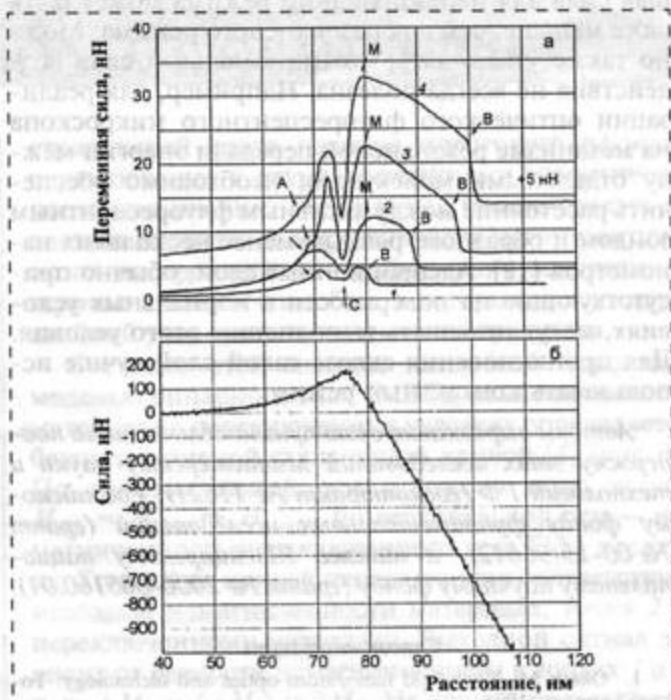


Рис. 5. Кривые подвода для сигнала "shear force" (амплитуда колебаний зонда) и для сигнала силы АСМ (отклонение кантилевера) при нерезонансном возбуждении ($f = 8$ кГц) и оптическом детектировании амплитуды колебаний зонда. Амплитуды свободных колебаний:

1 — 4 нм; 2 — 9 нм; 3 — 14 нм; 4 — 18,5 нм

переход по квазитрению уже закончен в момент максимальной притягивающей силы. Определенно, это обстоятельство может рассматриваться как преимущество нерезонансного метода.

Также необходимо подчеркнуть, что для нерезонансного режима наблюдался прерывистый контакт в начале кривой подвода, а затем перманентный контакт. Для резонансного возбуждения наблюдался только режим прерывистого контакта. Очевидно, что баланс между этими двумя режимами может быть смещен, если перестраивать частоту вдоль плеча резонансной кривой зонда. В [19] мы нашли подтверждение этой мысли: авторы сообщают о контактом режиме для камертонного сенсора с добротностью $Q \approx 20$.

Выводы

Способ возбуждения играет решающую роль для характера взаимодействия и значения силы взаимодействия. При резонансном возбуждении в типичных условиях эксперимента значение переменной составляющей силы порядка нескольких наноньютонов, а статическая притягивающая сила достигает значения 300 нН. При нерезонансном возбуждении значение переменной силы того же порядка, а статической отталкивающей силы может достигать нескольких сотен наноньютонов. Оба режима могут быть использованы в ближнепольной микроскопии: разница в значениях сил не слишком велика, а в некоторых случаях действующая

шая сила для нерезонансного режима может быть даже меньше, чем для резонансного режима. Можно также утверждать, что минимальная сила воздействия не всегда полезна. Например, для реализации оптического флуоресцентного микроскопа на механизме резонансной передачи энергии между отдельными молекулами необходимо обеспечить расстояние между активным флуоресцентным зондом и образцом, равным менее нескольких нанометров [12]. Адсорбционные слои, обычно присутствующие на поверхности в нормальных условиях, могут помешать выполнению этого условия. Для проникновения сквозь такой слой лучше использовать контактный режим.

Авторы выражают свою признательность за поддержку этих исследований Министерству науки и технологий РФ (госконтракт № 11621), Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 00-15-96612), а также Швейцарскому национальному научному фонду (грант № 2000-065160.01).

Список литературы

1. Ohtsu M. Near-field nano/atom optics and technology. Tokyo: Springer, 1998.
2. Paesler M. A., Moyer P. J. Near Field Optics. Theory: Instrumentation and Applications. New York: John Wiley and Sons, 1996. 355 p.
3. Dunn R. C. Near field scanning optical microscopy // Chem. Rev. 1999. 99. P. 2891.
4. Betzig E., Finn P. L., Weiner J. S. Combined shear force and near-field scanning optical microscopy // Appl. Phys. Lett. 1992. 60. P. 2484—2486.
5. Toledo-Crow R., Yang P. C., Chen Y., Vaez-iravani M. Near-field differential scanning optical microscope with atomic force regulation // Appl. Phys. Lett. 1992. 60. P. 2957—2959.
6. Gregor M. J., Blome P. G., Schofer J., Ulbrich R. G. Probe-surface interaction in near-field optical microscopy: the nonlinear bending force mechanism // Appl. Phys. Lett. 1996. 68. P. 307—309.
7. Wei P. K. and Fann W. S. J. The probe dynamics under shear force in near-field scanning optical microscopy // Appl. Phys. 1998. 83. P. 3461—3468.
8. Karrai K., Grober R. D. Piezoelectric tip-sample distance control for near-field optical microscopes // Appl. Phys. Lett. 1995. 66. P. 1842—1844.
9. Ланшин Д. А. Фотонный сканирующий туннельный микроскоп с нерезонансным атомно-силовым режимом // ЖТФ. 1998. 68. № 9. С. 51—58.
10. Lapshin D. A., Kobylkin E. E. and Letokhov V. S. Shear force distance control in near-field microscopy: experimental evidence of the frictional probe-sample interaction // Ultramicroscopy. 2000. 83. P. 17—23.
11. Shubeita G. T., Sekatskii S. K., Chergui M. et al. Investigation of nanolocal fluorescence resonance energy transfer for scanning probe microscopy // Appl. Phys. Lett. 1999. 74. P. 3453—3455.
12. Sarid D. Scanning Force Microscopy. London: Oxford University Press. 1991. 262 p.
13. Karrai K., Tiemann I. Interfacial shear force microscopy // Phys. Rev. B. 2000. 62. P. 13174—13181.
14. Schmidt J. U., Bergander H., Eng L. M. Shear force interaction in the viscous damping regime studied at 100pN resolution // J. Appl. Phys. 2000. 87. P. 3108—3112.
15. Brunner R., Marti O., Hollricher O. Influence of environmental conditions on shear-force distance control in near field optical microscopy // J. Appl. Phys. 1999. 86. P. 7100—7106.
16. Capella B., Dietler G. Force-distance curves by atomic force microscopy // Surf. Sci. Rep. 1999. 34. P. 1—104.
17. Singer I. L., Pollock M. eds. Fundamentals of Friction. Dordrecht: Kluwer, 1992.
18. Persson B. N. J., Tosatti E. eds. Physics of Sliding Friction. Dordrecht: Kluwer, 1996. 472 c.
19. Biryukov A. V., Gaponov S. V., Mironov V. L. et al. Probe-surface interaction in a piezoresonator "shear force" microscopy // Phys. Low-Dimens. Str. 2001. 3—4. P. 17—23.

УДК 537.533.2

Р. Г. Чесов, К. Н. Никольский,
А. С. Батурич, канд. физ.-мат. наук,
В. С. Бормашов, А. И. Князев,
Е. П. Шешин, д-р физ.-мат. наук, проф.,
Московский физико-технический институт
(государственный университет)

СРОК СЛУЖБЫ АВТОКАТОДОВ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Автокато́ды из углеродных нанотрубок имеют широкое применение в приборах вакуумной микроэлектроники. Важнейшим свойством является срок службы автоката́ода. Исследуются процессы деградации автоката́одов, изготовленных из углеродных нанотрубок. Предлагаются методика анализа зависимости тока и/или напряжения от времени и критерий сравнения автоката́одов с существенно различными рабочими напряжениями.

Введение

Большинство исследовательских центров и научных лабораторий направили свои усилия на изучение эмиссионных свойств углеродных нанотрубок сразу же после их открытия в 1991 г. [1]. К настоящему времени предложены различные приборы с автокатодом из углеродных нанотрубок, такие как микрорентгеновские трубки [2], дисплейные системы [3], источники света [4] и т. д. Автокато́ды из углеродных нанотрубок можно условно разделить на две большие группы.

Первая группа включает катоды, для которых эмитирующий слой углеродных нанотрубок формируется непосредственно на катодной подложке [5], например, матрица триодов, изготовленная с помощью микротехнологий [5]. Для получения такого типа структур в основном применяются методы газофазного осаждения [6, 7].

Вторая группа автоката́одов отличается тем, что сначала получают порошок, содержащий углеродные нанотрубки, например в дуговом разряде. Затем этот порошок очищают и наносят на катодную пластину. Наиболее дешевыми и технологичными методами нанесения являются печать [8] и электрофорез [9].

Важнейшим параметром автоката́ода является срок службы. Во многих работах авторами проводились исследования долговременной стабильности эмиссионного тока как одиночных нанотрубок, так и планарных автоката́одов. Однако данные, касающиеся срока службы автоката́одов из углеродных нанотрубок, часто оказываются противоречивыми. В [4] говорится о том, что катод, изготовленный из многослойных углеродных нанотрубок,

шая сила для нерезонансного режима может быть даже меньше, чем для резонансного режима. Можно также утверждать, что минимальная сила воздействия не всегда полезна. Например, для реализации оптического флуоресцентного микроскопа на механизме резонансной передачи энергии между отдельными молекулами необходимо обеспечить расстояние между активным флуоресцентным зондом и образцом, равным менее нескольких нанометров [12]. Адсорбционные слои, обычно присутствующие на поверхности в нормальных условиях, могут помешать выполнению этого условия. Для проникновения сквозь такой слой лучше использовать контактный режим.

Авторы выражают свою признательность за поддержку этих исследований Министерству науки и технологий РФ (госконтракт № 11621), Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 00-15-96612), а также Швейцарскому национальному научному фонду (грант № 2000-065160.01).

Список литературы

1. Ohtsu M. Near-field nano/atom optics and technology. Tokyo: Springer, 1998.
2. Paesler M. A., Moyer P. J. Near Field Optics. Theory: Instrumentation and Applications. New York: John Wiley and Sons, 1996. 355 p.
3. Dunn R. C. Near field scanning optical microscopy // Chem. Rev. 1999. 99. P. 2891.
4. Betzig E., Finn P. L., Weiner J. S. Combined shear force and near-field scanning optical microscopy // Appl. Phys. Lett. 1992. 60. P. 2484—2486.
5. Toledo-Crow R., Yang P. C., Chen Y., Vaez-iravani M. Near-field differential scanning optical microscope with atomic force regulation // Appl. Phys. Lett. 1992. 60. P. 2957—2959.
6. Gregor M. J., Blome P. G., Schofer J., Ulbrich R. G. Probe-surface interaction in near-field optical microscopy: the nonlinear bending force mechanism // Appl. Phys. Lett. 1996. 68. P. 307—309.
7. Wei P. K. and Fann W. S. J. The probe dynamics under shear force in near-field scanning optical microscopy // Appl. Phys. 1998. 83. P. 3461—3468.
8. Karrai K., Grober R. D. Piezoelectric tip-sample distance control for near-field optical microscopes // Appl. Phys. Lett. 1995. 66. P. 1842—1844.
9. Ланшин Д. А. Фотонный сканирующий туннельный микроскоп с нерезонансным атомно-силовым режимом // ЖТФ. 1998. 68. № 9. С. 51—58.
10. Lapshin D. A., Kobylkin E. E. and Letokhov V. S. Shear force distance control in near-field microscopy: experimental evidence of the frictional probe-sample interaction // Ultramicroscopy. 2000. 83. P. 17—23.
11. Shubeita G. T., Sekatskii S. K., Chergui M. et al. Investigation of nanolocal fluorescence resonance energy transfer for scanning probe microscopy // Appl. Phys. Lett. 1999. 74. P. 3453—3455.
12. Sarid D. Scanning Force Microscopy. London: Oxford University Press. 1991. 262 p.
13. Karrai K., Tiemann I. Interfacial shear force microscopy // Phys. Rev. B. 2000. 62. P. 13174—13181.
14. Schmidt J. U., Bergander H., Eng L. M. Shear force interaction in the viscous damping regime studied at 100pN resolution // J. Appl. Phys. 2000. 87. P. 3108—3112.
15. Brunner R., Marti O., Hollricher O. Influence of environmental conditions on shear-force distance control in near field optical microscopy // J. Appl. Phys. 1999. 86. P. 7100—7106.
16. Capella B., Dietler G. Force-distance curves by atomic force microscopy // Surf. Sci. Rep. 1999. 34. P. 1—104.
17. Singer I. L., Pollock M. eds. Fundamentals of Friction. Dordrecht: Kluwer, 1992.
18. Persson B. N. J., Tosatti E. eds. Physics of Sliding Friction. Dordrecht: Kluwer, 1996. 472 c.
19. Biryukov A. V., Gaponov S. V., Mironov V. L. et al. Probe-surface interaction in a piezoresonator "shear force" microscopy // Phys. Low-Dimens. Str. 2001. 3—4. P. 17—23.

УДК 537.533.2

Р. Г. Чесов, К. Н. Никольский,
А. С. Батурич, канд. физ.-мат. наук,
В. С. Бормашов, А. И. Князев,
Е. П. Шешин, д-р физ.-мат. наук, проф.,
Московский физико-технический институт
(государственный университет)

СРОК СЛУЖБЫ АВТОКАТОДОВ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Автокато́ды из углеродных нанотрубок имеют широкое применение в приборах вакуумной микроэлектроники. Важнейшим свойством является срок службы автоката́ода. Исследуются процессы деградации автоката́одов, изготовленных из углеродных нанотрубок. Предлагаются методика анализа зависимости тока и/или напряжения от времени и критерий сравнения автоката́одов с существенно различными рабочими напряжениями.

Введение

Большинство исследовательских центров и научных лабораторий направили свои усилия на изучение эмиссионных свойств углеродных нанотрубок сразу же после их открытия в 1991 г. [1]. К настоящему времени предложены различные приборы с автокатодом из углеродных нанотрубок, такие как микрорентгеновские трубки [2], дисплейные системы [3], источники света [4] и т. д. Автокато́ды из углеродных нанотрубок можно условно разделить на две большие группы.

Первая группа включает катоды, для которых эмитирующий слой углеродных нанотрубок формируется непосредственно на катодной подложке [5], например, матрица триодов, изготовленная с помощью микротехнологий [5]. Для получения такого типа структур в основном применяются методы газофазного осаждения [6, 7].

Вторая группа автоката́одов отличается тем, что сначала получают порошок, содержащий углеродные нанотрубки, например в дуговом разряде. Затем этот порошок очищают и наносят на катодную пластину. Наиболее дешевыми и технологичными методами нанесения являются печать [8] и электрофорез [9].

Важнейшим параметром автоката́ода является срок службы. Во многих работах авторами проводились исследования долговременной стабильности эмиссионного тока как одиночных нанотрубок, так и планарных автоката́одов. Однако данные, касающиеся срока службы автоката́одов из углеродных нанотрубок, часто оказываются противоречивыми. В [4] говорится о том, что катод, изготовленный из многослойных углеродных нанотрубок,

работал на протяжении тысячи часов без уменьшения тока эмиссии. В то же время в работе [10] упоминается о том, что за первые несколько часов работы происходит значительная деградация, а далее эмиссионный ток меняется незначительно.

В работе [10] в качестве критерия сравнения срока службы автокатодов вводится полупериод деградации τ , который получается при аппроксимации зависимости напряжения от времени $U(t)$, измеренной в режиме стабилизации тока, функцией вида $\exp(-t/\tau)$.

Как показали проведенные нами эксперименты, не всегда аппроксимация функцией вида $\exp(-t/\tau)$ является оптимальной. Особенно это заметно при измерении зависимости $U(t)$ в течение 20–40 ч после включения. В данной статье предлагается другая методика анализа зависимости $U(t)$. На примере двух катодов, изготовленных с помощью различных технологий (печать, электрофорез), будет введен критерий сравнения долговременной стабильности автокатодов. Такое сравнение полезно с практической точки зрения, так как некоторые технологические параметры (например, отжиг при изготовлении катода методом печати) могут влиять на эмиссионные свойства исходного материала.

Изготовление автокатодов

Метод печати. Углеродный порошок, полученный в газовом разряде и содержащий более 80 % многослойных углеродных нанотрубок, смешивался с органическим биндером. Затем полученная паста через маску наносилась на проводящую подложку площадью 0,125 см². Для удаления органического биндера полученный автокатод подвергался термической обработке на воздухе при температуре 450–500 °С в течение 10–20 мин. Изображение поверхности автокатада показано на рис. 1, а.

Метод электрофоретического нанесения. Тот же самый углеродный порошок диспергировался с помощью ультразвука в изопропиловом спирте, при этом концентрация углеродных нанотрубок составила 0,02 г/л. Электрофоретическое нанесение проводилось в режиме стабилизации напряжения на уровне 400–500 В в течение 1–2 мин. В качестве зарядчика использовалась соль $\text{La}(\text{NO}_3)_3$. На рис. 1, б изображена поверхность автокатада, полученного методом электрофореза.

Автоэмиссионные испытания

Все автоэмиссионные испытания проводились в отпаянном приборе с расстоянием анод–катод 100 мкм и площадью катода 0,125 см². Пороговое поле включения автокатодов составляло 3–3,5 В/мкм. При электрическом поле 4,2–4,7 В/мкм получали эмиссионный ток 50 мкА. Порог включения и рабочие напряжения для серии автокатодов, изготов-

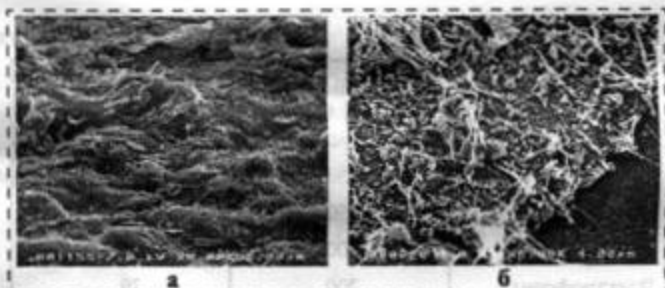


Рис. 1. РЭМ изображение поверхности автокатада, изготовленного из углеродных нанотрубок методом печати (а) и методом электрофореза (б)

ленных методом печати и электрофореза (по пяти автокатадам), не отличались в пределах разброса, указанного выше.

Долговременные испытания проводились в режиме стабилизации тока. При этом измерялась зависимость напряжения от времени $U(t)$ для трех различных токов эмиссии ($I_1 = 50$ мкА, $I_2 = 100$ мкА, $I_3 = 200$ мкА). Для тока $I_1 = 50$ мкА исследовались катоды, изготовленные методом печати и электрофореза. Для сравнения катодов, работавших при различном эмиссионном токе, удобнее использовать не зависимость напряжения от времени $U(t)$, а зависимость относительного изменения напряжения $\Delta U(t)/U_0$, где U_0 — напряжение в начальный момент, $\Delta U(t) = U(t) - U_0$. Полученная зависимость на начальном участке до 20 ч хорошо аппроксимируется прямой линией (рис. 2). Угол наклона данной прямой будет определять скорость деградации автокатада. Нетрудно заметить, что наклон прямой существенно зависит от эмиссионного тока. Таким образом, анализ скорости деградации автокатада и ее прогнозирование можно провести, используя эти данные (табл. 1). Кроме того, скорость деградации существенным образом зависит от вакуумных условий в приборе [11], но за

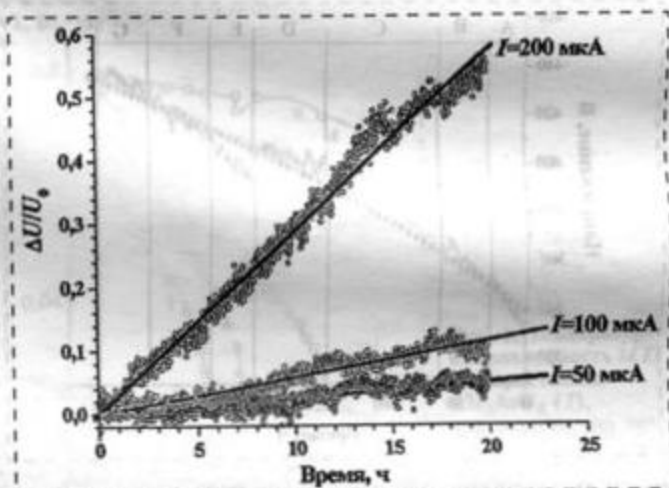


Рис. 2. Зависимость относительного изменения напряжения от времени при различном эмиссионном токе

Таблица 1

Способ изготовления	Эмиссионный ток, мкА	Скорость деградации, 10^{-3} , ч $^{-1}$
Печать	50	2,4
Электрофорез	50	2,3
Электрофорез	100	5,9
Электрофорез	200	29

время нашего эксперимента не происходит существенного увеличения давления в приборе.

В рамках данного эксперимента можно заключить, что способ изготовления не влияет на скорость деградации автокатада, изготовленного из углеродных нанотрубок (см. строку 1 и 2 в табл. 1).

Для катода, изготовленного методом печати, исследовалась долговременная стабильность на протяжении более 300 ч. Испытания проводились в режиме стабилизации тока на уровне 50 мкА. График зависимости напряжения от времени приведен на рис. 3. Изменение напряжения от времени на участке более 300 ч носит явно нелинейный характер. Зависимость $U(t)$ удовлетворительно аппроксимируется функцией вида $\exp(-t/\tau)$, как предлагается в работе [10]. Однако такая аппроксимация не отражает некоторые характерные особенности, например интервал E . Данный участок соответствует работе автокатада после выключения автокатада и непродолжительной (несколько часов) "отлежки" в неработающем состоянии. Нетрудно видеть, что "отлежка" привела к снижению рабочих напряжений приблизительно на 10–20 В. Предположительно причиной уменьшения рабочих напряжений является изменение работы выхода автокатада в результате адсорбции молекул ос-

таточных газов. Данный эффект также наблюдался и при исследовании автокатадов из других углеродных материалов.

Нам представляется удобным разбить эксперимент на интервалы и на каждом из них аппроксимировать зависимость $U(t)$ прямой линией. Угол наклона данной прямой будет определять скорость деградации автокатада на этом участке. Нетрудно видеть, что скорость деградации уменьшается (табл. 2).

Наибольшая скорость деградации наблюдается сразу после включения автокатада (участок A , рис. 3), а также после выключения и последующего включения (участок E , рис. 3). Далее скорость деградации уменьшается (участки B , F , D).

В данном эксперименте измерялись вольт-амперные характеристики в разные моменты времени: в начале участка A (характеристика 1, рис. 4), в конце участка D (характеристика 2, рис. 4) и в конце участка G (характеристика 3, рис. 4).

Вольт-амперная характеристика хорошо описывается уравнением Фаулера—Нордгейма

$$I = \frac{SaU^2\beta^2}{\phi t^2(y)} \exp\left(-\frac{b\phi^{3/2}}{U\beta} v(y)\right),$$

где S — площадь эмитирующей поверхности, см 2 ; ϕ — работа выхода, эВ; β — форм-фактор в нм $^{-1}$; $t(y)$ и $v(y)$ — специальные функции [12]; $y = 3,79\phi^{-1}(\beta U)^{1/2}$; $a = 0,683$; $b = 1,537 \cdot 10^{10}$; I — ток эмиссии, А; U — напряжение, В.

Воспользовавшись этим уравнением, из экспериментальных данных можно восстановить площадь эмитирующей поверхности S , форм-фактор β и/или работу выхода материала ϕ .

Предположим, что после продолжительной работы автокатада (более 100 ч) процессы адсорбции и десорбции достигли равновесия, работа выхода

Таблица 2

Участок	Скорость деградации, В/ч
A	0,85 ±1 %
B	0,5 ±1 %
C	Нет измерений
D	0,15 ±1 %
E	0,65 ±3 %
F	0,39 ±1 %
G	0,24 ±1 %

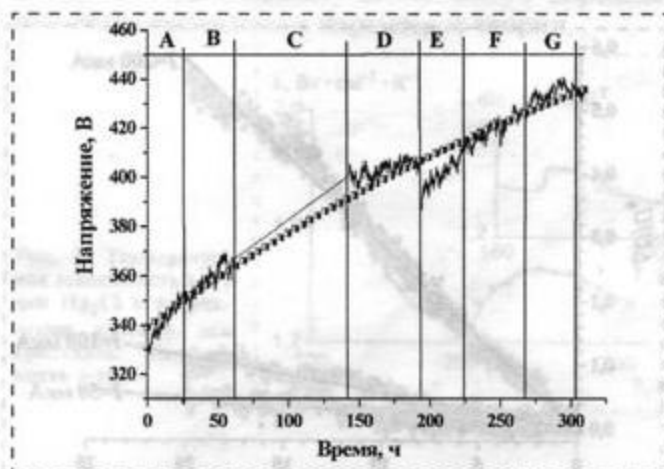


Рис. 3. Экспериментальная зависимость $U(t)$ в режиме стабилизации тока $I = 50$ мкА (сплошная линия); квадраты — аппроксимация $U(t)$ функцией вида $\exp(-t/\tau)$; A, B, C, D, E, F, G — участки с различной скоростью деградации

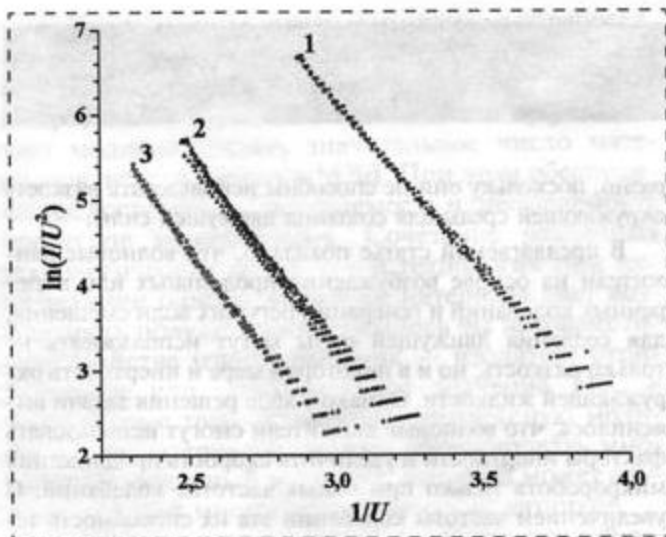


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики в координатах Фаулера—Нордгейма (ток в микроамперах, напряжение в киловольтах)

автокатода практически не меняется и равна работе выхода чистого графита 4,7 эВ. Определим S и β для характеристик 2 и 3 (рис. 4). Они соответственно равны $\beta_2 = 1,43 \cdot 10^{-2} \text{ нм}^{-1}$ и $S_2 = 47,3 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$, $\beta_3 = 1,47 \cdot 10^{-2} \text{ нм}^{-1}$ и $S_3 = 9,6 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$. Видно, что форм-фактор изменился незначительно, следовательно, увеличение рабочих напряжений в первую очередь вызвано уменьшением площади эмитирующей поверхности.

Полагая форм-фактор в точке 1 равным $\beta_2 = 1,43 \cdot 10^{-2} \text{ нм}^{-1}$, найдем $\phi_1 = 4,3 \text{ эВ}$, $S_1 = 104 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$.

Таким образом, для катода из углеродных нанотрубок адсорбция остаточных газов приводит к уменьшению работы выхода. Далее в процессе работы рабочее напряжение увеличивается, что может быть объяснено разрушением адсорбционной пленки под действием ионной бомбардировки. Через некоторое время процессы десорбции и адсорбции достигают равновесия, и работа выхода практически не меняется. По-видимому, изменение работы выхода в начальный период работы автокатаода и определяет наличие участков с быстрой деградацией. Дальнейшая деградация обусловлена изменением площади эмитирующей поверхности, зависящей только от отбираемого тока и вакуумных условий в приборе.

Заключение

В данной статье было установлено, что способ изготовления (печать или электрофорез) не влияет

на срок службы автокатаодов из углеродных нанотрубок. Скорость деградации определяется в основном током катода. Предложенная методика анализа зависимости напряжения от времени позволила облегчить сравнение экспериментальных данных. Она также может быть полезной при сравнении срока службы автокатаодов со значительно различающимися рабочими напряжениями.

Было установлено, что в выключенном состоянии изменяются эмиссионные свойства автокатаода. Это обусловлено процессами адсорбции и десорбции молекул остаточных газов в приборе, приводящими к уменьшению работы выхода и наличию участков с большей скоростью деградации сразу после включения прибора. При длительной работе автокатаода (более 100 ч) основной причиной деградации является уменьшение площади эмитирующей поверхности, а форм-фактор практически не меняется.

Список литературы

1. Iijima S. Helical microtubes of graphitic carbon // *Nature*. 1991. 354. P. 56.
2. Sugie H., Tanemura M., Valeriu F., Iwata K., Takahashi K., Okuyama F. Carbon nanotubes as electron source in an X-ray tube // *Applied Physics Letters*. 2001. 78. P. 2578.
3. Xu N. S., Deng S. Z., Chen Jun, Wu Z. S. High-voltage triode flat-panel display using field-emission nanotube-based thin films // *Journal of Vacuum Science and Technology B*. 2002. 19. P. 1370.
4. Hamaguchi K., Mizushima R., Sashiro U., Nagasako T., Yotani J., Shimojo T., Saito Y. Field emission from carbon nanotubes and its application to cathode ray tube lighting elements // *Applied Surface Science*. 1999. 146. P. 305.
5. Zhu W., Bower C., Jin S., Rao A. M., Jacques D., Haddon R. C. In situ-grown carbon nanotube array with excellent field emission characteristics // *Applied Physics Letters*. 2000. 76. P. 3813.
6. Lee C.-J., Park J., Han S., Ihm J. Growth and field electron emission of vertically aligned multiwalled carbon nanotubes // *Chemical Physics Letters*. 2001. 337. P. 398.
7. Song Y.-H., Cho K. I., Sohn J. I., Lee S., Choi S.-Y., Nam K.-S. Patterned selective growth of carbon nanotubes and large field emission from vertically well-aligned carbon nanotube field emitter arrays // *Applied Physics Letters*. 2001. 78. P. 901.
8. Chuang F.-Y., Lin I.-N., Kwo J.-L., Yokoyama M., Lee C.-Ch. Numerical indicator field emission display using carbon nanotubes as emitters // *Journal of Vacuum Science and Technology B*. 2001. 19. P. 1023.
9. Choi W. B., Lee N. S., Jin Y. W., Park N. S., Kim H. Y., Lee S. J., Yun M. J., Kang J. H., Choi Y. S., Kim J. M. Electrophoresis deposition of carbon nanotubes for triode-type field emission display // *Applied Physics Letters*. 2001. 78. P. 1547.
10. Bonard J.-M., Salvétat J.-P., Stockli Th., Forro L., Chatelain A. Field emission from carbon nanotubes: perspectives for applications and clues to the emission mechanism // *Applied Physics A: Materials Science & Processing*. 1999. 69. P. 245.
11. Baturin A. S., Sheshin E. P., Mousa M. S., Kelly T. F., Martins R., Gribb T. Life time and emission stability of carbon fiber cathodes // *Proc. 47th IFES*. 2001. EP20.
12. Murphy E. L., Good R. H., Jr. Thermionic emission, field emission functions, transition region // *Phys. Rev.* 1956. 102. P. 1464.

ПРИМЕНЕНИЕ МСТ

УДК 621.3

Л. Ф. Фомин,
Институт проблем механики РАН

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАВАНИЯ МИКРОРОБОТОВ

Исследуется проблема продвижения в жидкостях микроэлектромеханических систем — МЭМС (микро-роботов) за счет возбуждения в них волновых продольных колебаний при совместном учете факторов инерционности и факторов вязкого трения.

В предлагаемой статье продолжается обсуждение вопроса о том, на основе каких концепций наиболее целесообразно разрабатывать движители микроэлектромеханических систем — МЭМС (микророботов), плавающих в замкнутых объемах, сосудах, трубках, заполненных вязкими жидкостями, такими как воздух, вода, растворы, суспензии и т. п.

Предельный случай плавания микророботов в замкнутых объемах вязкой несжимаемой жидкости при числах Рейнольдса порядка 10^{-3} – 10^{-5} , рассмотрен в работе [1] с использованием работ по микромеханике [2–4]. В качестве концепции движения микророботов предлагалось заимствовать принцип самопродвижения жгутиковых микроорганизмов, перемещающихся в вязких средах с помощью возбуждения поперечных колебаний, и некоторых бактерий, генерирующих продольные колебания. Было показано, что движители на основе волновых колебаний могут создавать движущую силу, используя имеющиеся факторы вязкого трения в тех случаях, когда факторы инертности пренебрежимо малы и в несколько тысяч раз меньше факторов вязкости.

Однако оставался невыясненным вопрос о том, смогут ли подобные движители использовать кроме факторов вязкости еще и факторы инертности в тех случаях, когда оба этих фактора соизмеримы между собой при числах Рейнольдса, приблизительно равных единице.

Если на плавающие в водной или воздушной среде микророботы устанавливать движители на основе микровинтов, микропропеллеров или микрореактивных двигателей, то они смогут создавать эффективную движущую силу только до чисел Рейнольдса около одной тысячи или нескольких сотен. Действительно, все указанные движители разрабатывались и совершенствовались в течение более века в целях максимального использования факторов инертности и максимального снижения влияния сил вязкого трения. При уменьшении числа Рейнольдса до нескольких единиц эффективность подобных движителей снижается, и для продвижения микророботов при числах Рейнольдса около единицы применение подобных движителей было бы нецелесооб-

разно, поскольку они не способны использовать вязкость окружающей среды для создания движущей силы.

В предлагаемой статье показано, что волновые движители на основе возбуждения продольных или поперечных колебаний и генерации бегущих волн смещения, для создания движущей силы могут использовать не только вязкость, но и в некоторой мере и инертность окружающей жидкости. Однако в ходе решения задачи выяснилось, что волновые движители смогут использовать факторы инертности и увеличить скорость продвижения микроробота только при малых частотах колебаний. С увеличением частоты колебаний эта их способность теряется, а на высоких частотах колебаний действие факторов инертности может понизить скорость продвижения микроробота примерно в 2 раза. Полученные результаты показали отличие движений и взаимодействий в микромеханике от движений больших тел при больших числах Рейнольдса.

При движении таких крупных тел, как корабли и самолеты, окружающая их жидкость считается идеальной, не имеющей внутреннего вязкого трения. Это объясняется тем, что движение крупных тел с большими скоростями происходит при числах Рейнольдса, имеющих порядок 10^{10} . Поскольку числа Рейнольдса характеризуют отношение факторов инертности к факторам вязкости, то для столь больших чисел Рейнольдса факторами вязкого трения можно пренебречь.

При движении рыб число Рейнольдса имеет порядок менее 10^4 . Рыбы или крупные морские обитатели, самоперемещающиеся в воде, используют, как и в случае движения кораблей и самолетов, инертность окружающей жидкости. Механизм движения рыб заключается в том, что с помощью мускульных усилий они вызывают волны поперечного смещения, распространяющиеся по их телу от головы к хвосту. Эти волновые движения рыбы вызывают появление циркуляции скорости вокруг ее тела, в результате чего возникает движущая сила [5].

Другими словами, способность самопродвижения рыб в водной среде всецело обусловлена факторами инертности.

Для объектов с характерным размером d в несколько миллиметров,двигающихся с поступательной скоростью порядка $v = 0,01$ м/с в воде, кинематический коэффициент вязкости ν которой составляет 10^{-6} м²/с (или $0,01$ см²/с) безразмерное поступательное число Рейнольдса

$$Re = vd/\nu$$

может снизиться до нескольких единиц. При этом факторы вязкого трения уже сопоставимы с факторами инертности, и окружающую среду уже нельзя считать идеальной, лишенной трения, но ее следует рассматривать как вязкую ньютоновскую жидкость, движение объектов в которой описывается полными уравнениями Навье—Стокса.

Для объектов еще более микроскопических размеров, перемещающихся в воде медленными, "ползущими" движениями, число Рейнольдса снижается до 10^{-3} – 10^{-4} . При этом фактор вязкости уже в несколько тысяч раз превышает фактор инерционности. При движении микрообъектов с такими малыми числами Рейнольдса факторы инерционности не играют никакой роли, и движение подобных микрообъектов следует рассматривать совместно с движением окружающей их жидкости.

Уравнения Навье—Стокса для таких "ползущих" движений существенно упрощаются и в случае плоскопараллельного движения сводятся к бигармоническому уравнению для функции тока [1–7].

Анализ имеющихся достижений в области МЭМС позволяет сделать вывод о том, что в настоящее время или в ближайшем будущем на основе точной механики или на основе новых технологий массового производства микросистем могут быть созданы гибкие подводные микророботы, перемещающиеся в воде за счет возбуждения продольных или поперечных колебаний элементов или звеньев их гибких цилиндрических корпусов и генерации бегущих вдоль корпуса волн смещений. Диаметр цилиндрического корпуса микроробота (как его характерный размер d) может составить около 1 мм, а длина примерно 20–30 мм. Движение подобных микророботов может происходить при числах Рейнольдса, равных нескольким единицам.

Поскольку при этом факторы инертности сопоставимы с факторами вязкого трения, в предлагаемой статье на основе работ [6, 7] исследуется задача самопродвижения в водной среде волнообразно колеблющихся микророботов с одновременным учетом факторов инертности и факторов вязкого трения. Основное внимание уделяется варианту генерации продольных колебаний элементов корпуса микроробота.

Рассматриваются микророботы (микроэлектромеханические устройства), имеющие гибкий многозвенный цилиндрический корпус диаметра d и длины L , передний и задний концы которого оканчиваются одинаковыми продолговатыми головками такого же диаметра d . Внутри головок находятся системы управления и питания. В концевых точках головок расположены одинаковые рули, с помощью которых осуществляется изменение направления движения и маневрирование микроробота. Симметричность микроробота необходима для возможности осуществления реверсивных движений вперед—назад без разворотов.

Корпус микроробота состоит из большого числа N элементов, соединенных между собой упругими звеньями. Каждый элемент может колебаться около своего положения равновесия. Для возбуждения колебаний элементов на обоих концах корпуса в местах соединения его с концевыми головками устанавливаются передатчики-излучатели или виброгенераторы (электромагнитные, пьезоэлектрические или основанные на любом другом принципе) мощностью $P(t)$, генерирующие на выходе смещения конечных точек корпуса микроробота в виде гармонической функции времени $A \cos \omega t$, где ω и A — угловая частота и амплитуда колебаний излучателей-виброгенераторов. При работе излучателей в корпусе микроробота возбуждаются продольные колебания элементов и распространяется бегущая волна смещений [8, 9].

Для исследования задачи заменяем конструкцию микроробота с гибким корпусом длины L механической схемой, состоящей из концевых головок с излучателями и цепочки той же длины L , составленной из N бусинок-масс, соединенных невесомыми пружинками. В цепочке с помощью одного из излучателей (например, заднего) возбуждаются волновые продольные колебания с частотой ω и распространяется бегущая продольная волна с амплитудой колебаний частиц A и длиной волны λ . При этом второй излучатель, расположенный у передней головки, служит гасителем колебаний, поглощающим бегущую волну, и одновременно может служить электрогенератором.

Если бы в реальных конструкциях микророботов удалось получить одинаковые элементы корпуса, то в рассматриваемой цепочке можно было бы считать все бусинки одинаковыми с массой M . В общем случае бусинки имеют массы M_i ($i = 1, 2, \dots, N$). Аналогично, жесткость одной пружинки в цепочке одинаковых пружинки обозначим K , а в общем случае будем иметь пружинки с жесткостями K_i ($i = 1, 2, \dots, N + 1$). Расстояние между центрами одинаковых бусинок обозначим a , а для общего случая — a_i .

Рассмотрим, прежде всего, случай цепочки бусинок одинаковой массы M , соединенных невесомыми пружинками жесткости K .

Если бы в конструкциях микророботов расстояние a между элементами было бы во много раз меньше длины волны λ или в пределе $a/\lambda \rightarrow 0$, то можно было бы перейти к новой механической модели гибкого корпуса микроробота, представляющей собой одну пружину с непрерывно распределенной вдоль нее массой. Роль величины a теперь будет играть шаг одного витка спиральной пружины. Параметрами M и K будут соответственно масса и коэффициент жесткости одного витка пружины.

Вместо сложной пространственной трехмерной задачи рассмотрим упрощенную плоскопараллельную задачу о самопродвижении в жидкостях некоторого микрообъекта в виде цепочки из N одинаковых бусинок-масс, соединенных пружинками или, в предельном случае, в виде одной пружины с непрерывно распределенной вдоль ее длины массой. Начало координат возьмем в точке соединения одного из излучателей (например, заднего) с цепочкой и направим ось Ox вдоль продольной оси корпуса микроробота.

При работе излучателя вдоль корпуса распространяется бегущая волна, и смещение элемента с координатой x в момент времени t равно смещению на выходе передатчика при $x = 0$ в более ранний момент времени t_0 . Разность $t - t_0$ равна времени, которое нужно волне, распространяющейся с фазовой скоростью c , чтобы "пробежать" расстояние x :

$$(t - t_0)c = x; \quad t_0 = t - x/c. \quad (1)$$

Приравняв смещение $\psi(x, t)$ элемента с координатой x в момент времени t смещению $\psi(0, t_0)$ элемента на выходе передатчика в момент времени t_0 и учитывая (1), получим уравнение бегущей синусоидальной волны в следующем виде:

$$\begin{aligned} \psi(x, t) &= \psi(0, t_0) = A \cos \omega t_0 = A \cos \omega(t - x/c) = \\ &= A \cos(\omega t - \omega x/c) = A \cos(\omega t - kx). \end{aligned} \quad (2)$$

Для решения поставленной задачи считаем, что рассматриваемая цепочка является открытой, а не замкнутой, и что бегущая от задней головки волна поглощается и гасится передним излучателем, преобразующим в режиме генератора энергию бегущей волны в электроэнергию.

Если ввести лагранжевы координаты x_0, y_0 колеблющегося элемента цепочки, то уравнение (2) бегущей вдоль корпуса микроробота волны в интересующей нас некоторой плоскости x, y можно представить в таком виде:

$$\begin{aligned} y &= 0; \\ x &= x_0 + A \cos(\omega t - kx_0). \end{aligned} \quad (3)$$

Волновое число k связано с длиной волны λ соотношением

$$k = 2\pi/\lambda.$$

Вместо угловой частоты ω , измеряемой радианами в секунду (рад/с), можно использовать частоту колебаний n , измеряемую в герцах (Гц), т. е. как число колебаний или циклов в секунду и связанную с периодом колебаний T соотношением

$$n = 1/T = \omega/(2\pi).$$

При этом

$$\omega = 2\pi n.$$

Фазовая скорость c бегущей волны определяется формулами

$$c = \omega/k = \lambda, \quad n = \lambda/T = \lambda\omega/(2\pi).$$

При генерации продольных колебаний особое значение приобретает направление фазовой скорости распространения бегущей волны, которое должно быть одинаковым с желаемым направлением движения микроробота. При решении поставленных задач используются подвижные системы координат, связанные с бегущей волной.

Движения микроробота считаем только установившимися и происходящими либо в бесконечном объеме вязкой однородной жидкости, либо в некоторых объемах жидкости, ограниченных стенками, либо в некоторых трубах, сосудах, но без свободной поверхности. Для таких случаев массовые силы не учитываются.

Если считать среду несжимаемой и обозначить через v_x, v_y составляющие вектора скорости по координатным линиям x, y , то уравнение неразрывности среды запишется в следующем виде:

$$\partial v_x / \partial x + \partial v_y / \partial y = 0.$$

Если ввести функцию тока $\Psi(x, y)$, такую что

$$v_x = \partial \Psi / \partial y; \quad v_y = -\partial \Psi / \partial x,$$

то уравнения Навье—Стокса установившегося движения нашей плоскопараллельной задачи в терминах функции тока будут иметь вид

$$(\partial \Psi / \partial y) \partial (\nabla^2 \Psi) / \partial x - (\partial \Psi / \partial x) \partial (\nabla^2 \Psi) / \partial y = \nu \nabla^4 \Psi, \quad (4)$$

где использованы обычные обозначения операторов лапласа ∇^2 и ∇^4 :

$$\begin{aligned} \nabla^2 \Psi &= \partial^2 \Psi / \partial x^2 + \partial^2 \Psi / \partial y^2; \\ \nabla^4 \Psi &= \partial^4 \Psi / \partial x^4 + 2 \partial^4 \Psi / \partial x^2 \partial y^2 + \partial^4 \Psi / \partial y^4. \end{aligned}$$

Если бы микророботы имели характерный размер $d \approx 0,1$ мм и предназначались для обследования в жидкостях участков поверхностей сосудов с малыми скоростями v порядка $0,1-0,01$ мм/с при числах Рейнольдса порядка $10^{-3}-10^{-4}$, то конвективные члены ускорения в левой части уравнения (4) были бы бесконечно малыми высокого порядка малости относительно изменений основных параметров, и для таких установившихся движений уравнение (4) превратилось бы в бигармоническое уравнение для функции тока:

$$\nabla^4 \Psi = 0. \quad (5)$$

Полученное при решении уравнения (5) значение скорости v самопродвижения микроробота приведено в работе [4]. В принятых нами обозначениях значение скорости самоперемещения при генерации продольных колебаний с амплитудой A , частотой ω и волновым числом k будет иметь вид

$$v = (\omega/k)[0,508 A^2 k^2 - 0,03 A^4 k^4 / (1 - 1,224 A^2 k^2)]. \quad (6)$$

Формула (6) применима и для поперечных и для продольных колебаний микроробота.

При этом важным является тот факт, что при возбуждении поперечных волновых колебаний фазовая скорость бегущей волны должна быть противоположна желаемому направлению движения микроробота, а при генерации продольных колебаний направление фазовой скорости бегущей волны должно совпадать с направлением желаемого движения микроробота. Так, если микроробот перемещается в положительном направлении оси x , то при генерации поперечных колебаний фазовая скорость бегущей волны совпадает с отрицательным направлением оси x , а при генерации продольных колебаний фазовая скорость направлена по положительной оси x .

Полученное на основе решения бигармонического уравнения (5) значение (6) скорости перемещения микроробота применимо в тех случаях, когда факторами инерционности можно пренебречь по сравнению с факторами вязкого трения, что справедливо при движениях с числами Рейнольдса порядка 10^{-3} .

Однако для рассматриваемых нами реально осуществимых на основе новых технологий конструкций микророботов с диаметром цилиндрического корпуса $d \approx 1$ мм и длиной $20-30$ мм, перемещающихся со скоростью несколько миллиметров в секунду в водной среде с кинематическим коэффициентом вязкости $\nu = 0,01$ см²/с, число Рейнольдса составит несколько единиц, и поскольку при этом уже факторы инерционности сопоставимы с факторами вязкого трения, то приведенный анализ требует уточнения.

Теперь для решения задачи об установившемся движении микроробота необходимо решать уравнения На-

вье—Стокса (4). Метод исследования поставленной плоскопараллельной задачи о самопродвижении микроробота за счет генерации бегущих волн смещения при учете уравнений Навье—Стокса (4) установившегося движения остается прежним. Прежде всего разлагаем искомую функцию тока Ψ в ряд по малому параметру, в качестве которого можно принять произведение Ak амплитуды колебаний A на волновое число k или величину $(Ak)^2$. При этом профиль волны (2)—(3) и граничные условия в виде значений скоростей частиц колеблющегося микроробота также разлагаются в ряды по малому параметру $(Ak)^2$.

Разлагая функцию тока Ψ , профиль волн и граничные условия в ряды по малому параметру $(Ak)^2$, подставляя разложение Ψ в уравнение (4), приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях малого параметра и решая уравнения для каждого последовательного приближения с удовлетворением соответствующих граничных условий, можно получить значения скорости самоперемещения микроробота в вязкой несжимаемой ньютоновской жидкости при совместном учете факторов инертности и факторов вязкости.

Учет инерционных членов первого порядка, включающих только члены с локальной производной $\partial/\partial t$ в уравнениях Навье—Стокса увеличивает скорость самопродвижения микроробота, а конвективные члены второго порядка от функции тока Ψ стремятся уменьшить скорость продвижения микроробота. При этом наиболее заметное действие факторов инертности заключается в уменьшении скорости продвижения микроробота примерно в 2 раза на высоких частотах колебаний. На низких частотах колебаний факторы инертности увеличивают скорость продвижения микроробота.

Полученное значение скорости микроробота с учетом факторов инертности и факторов вязкости удобно преобразовать и представить в виде произведения выражения (6) для скорости без учета инертности и некоторого множителя, учитывающего фактор инертности. В литературе по микромеханике обычно принято оценивать влияние фактора инертности введением некоторой функции от числа Рейнольдса $f(Re)$. При этом для колебательных процессов, как это имеет место в нашем случае, используется колебательное число Рейнольдса

$$Re = \omega d^2/\nu.$$

В качестве функции $f(Re)$ обычно предлагается выражение вида

$$f(Re) = \{0,5[1 + (1 + Re^2)^{1/2}]\}^{1/2} = \\ = \{0,5[1 + (1 + \omega^2 d^4/\nu^2)^{1/2}]\}^{1/2}.$$

Теперь для абсолютной величины v скорости самопродвижения микроробота за счет генерации бегущих волн смещения при совместном учете факторов инертности и факторов вязкости может быть принято выражение

$$v = (\omega/k)[0,508A^2k^2 - 0,03A^4k^4/(1 - 1,224A^2k^2)] \times \\ \times [1 + f(Re)]/[2f(Re)].$$

Полученные результаты показывают, что при возбуждении колебаний вида (2)—(3) и генерации бегущих волн смещения микророботы могут самоперемещаться в покоящейся вязкой несжимаемой жидкости с некоторой ненулевой скоростью, используя не только факторы вязкого трения, но также и факторы инертности в случае не очень высоких частот колебаний. Поскольку в реальных условиях среда, в которой перемещаются микророботы, может обладать заранее неизвестными свойствами, то полученные формулы следует рассматривать только как некоторые приближенные, базовые результаты, показывающие качественную зависимость скорости перемещения микроробота от основных управляющих параметров, таких как частота колебаний ω , амплитуда A , волновое число k , а также от характерного размера микроробота, в качестве которого берется диаметр головки или корпуса d , и от характеристики окружающей среды — кинематического коэффициента вязкости жидкости ν .

Полученные теоретические результаты подтверждаются данными из научной литературы по экспериментальным наблюдениям за движениями микроскопических существ. Так, например, известно, что такие микроорганизмы, как навикулы и осциллятории, перемещаются в окружающих их средах за счет генерации продольных колебаний в их панцирях. Наибольшее число фактов и опытных данных в настоящее время получено по наблюдениям за движениями микроорганизмов типа жгутиковых, самоперемещающихся за счет возбуждения поперечных колебаний и генерации бегущих волн смещения в их жгутиках. Обычно подобные микроорганизмы перемещаются большими колониями, причем каждая особь генерирует волны в фазе с остальными соседями. Теоретические исследования с использованием расчета энергии, затрачиваемой микроорганизмами при их совместном движении действительно показывают, что их общие энергозатраты значительно снижаются, а общая скорость продвижения увеличивается в том случае, когда волновые движения их гибких жгутиков находятся в фазе. Однако в том случае, когда волновые движения их жгутиков находятся не в фазе или даже в противофазе, затраты энергии и ее диссипация значительно увеличиваются, а общая скорость продвижения микроорганизмов снижается. Расчеты показывают, что если бы близко расположенные друг к другу микроорганизмы генерировали колебания не в фазе, то им приходилось бы затрачивать в тысячу раз больше энергии, чем тогда, когда колебания происходят в фазе ("в унисон").

Еще одним важным для микроробототехники фактом из наблюдений в природе над микроорганизмами является то, что при возбуждении колебаний и генерации бегущих волн смещения у микроорганизмов отношение длины самого микроорганизма к длине волны колебаний составляет обычно примерно 1,4.

Теоретические расчеты показывают, что для микророботов оптимальными будут такие движения, при которых на длине корпуса L размещается от одной до двух длин волн колебаний λ или в среднем около $1,4\lambda$ (т. е. $L = 1,4\lambda$) [10].

Работа выполнялась в рамках Федеральной целевой научно-технической программы Минпромнауки "Ис-

следования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники" на 2002—2006 гг., блок "Ориентированные фундаментальные исследования", раздел "Фундаментальные исследования в области физических наук (Механика)", тема "Исследования движений и взаимодействий в микромеханике".

Список литературы

1. Фомин Л. Ф. Движущий эффект колебаний в микромеханике // Микросистемная техника. 2002. № 10. С. 26—30.
2. Taylor G. I. Analysis of the swimming of microscopic organisms // Proc. Royal Soc. Ser. A. 1951. Vol. 209. N 1099. P. 447—461.

3. Taylor G. I. The action of waving cylindrical tails in propelling microscopic organisms // Proc. Royal Society. Ser. A. 1952. Vol. 211. P. 225—239.
4. Drummond J. E. Propulsion by oscillating sheets and tubes in a viscous fluid // J. Fluid Mech. 1966. Vol. 25. N 4. P. 787—793.
5. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. 904 с.
6. Reynolds A. J. The swimming of minute organisms // J. Fluid Mech. 1965. Vol. 23. N 2. P. 241—260.
7. Tuck E. O. A note on a swimming problem // J. Fluid Mech. 1968. Vol. 31. N 2. P. 305—308.
8. Стрелков С. П. Введение в теорию колебаний. М.-Л.: ГИТТЛ, 1951. 344 с.
9. Крауфорд Ф. Волны // Берклевский курс физики. Т. III. М.: Наука, 1974. 528 с.
10. Pironneau O., Katz D. F. Optimal swimming of flagellated microorganisms // J. Fluid Mech. 1974. Vol. 66. N 2. P. 391—415.

УДК 621.3.049.77

В. И. Поспелов, В. В. Войнов,
МГТУ им. Н. Э. Баумана

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ МИКРОРОБОТОТЕХНИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Приведен обзор ряда перспективных мировых разработок в области микроробототехники. Выделены наиболее развивающиеся направления: микророботы медицинского назначения, микророботы для диагностики технологических полостей и микроманипуляционные системы. По каждому направлению приведены примеры экспериментальных разработок в данной области.

Развитие высоких технологий в XXI веке внесет существенные изменения в классические разделы механики, механики, электроники, гидрогазодинамики и другие научно-технические направления. Одна из задач мехатроники как направления интегрирующего достижения точной механики и электроники — уменьшение размеров технических устройств. В ряде случаев это уменьшение является условием применимости устройства в силу ограниченности пространства, в котором устройство должно выполнить свои функции.

Таковыми устройствами являются микророботы, создание которых стало возможным на базе разработок микроприводов, микротурбин, микрогирископов и микроакселераторов микродиагностических систем и ряда других технических систем [1], объединенных термином микроэлектромеханические системы (МЭМС) или, более широко, — микросистемная техника (МСТ).

На данный момент процесс развития микросистемной техники можно разделить на три основных этапа.

Первым этапом развития прецизионных технологий явилась микроэлектроника.

В настоящее время можно наблюдать развитие второго этапа микротехнологий — этапа сосредоточенных микроустройств и систем, когда происходит стремитель-

ный рост числа экспериментальных и внедряемых проектов, предназначенных для различных отраслей науки и техники, но объединенных единым технологическим подходом к изготовлению всех компонентов микросистемной техники — сенсорной, вычислительной и управляющей. Эти компоненты могут быть конструктивно разделены и представляют собой отдельные микросхемы различного назначения, объединенные только электрическими связями.

Третий этап — этап распределенных микросистем, во многом копирующих принципы структурных организаций живой природы (биоморфные структуры).

Поэтому нетрудно прогнозировать внедрение микросистемной техники во все без исключения сферы технической деятельности человека. Это и энергетика, и транспорт, и машиностроение, космос, авиация, робототехника, мониторинг среды обитания и промышленных объектов, активное воздействие на параметры среды обитания, переработка и утилизация отходов, медицинская диагностика, микрохирургия на клеточном уровне, биоморфное протезирование, жилищный комфорт и многое другое.

На данном этапе развития в микроробототехнике можно выделить следующие развивающиеся направления: микророботы медицинского назначения [2], микророботы для диагностики технологических полостей и микроманипуляционные системы (рис. 1).

Далее приводится обзор наиболее интересных разработок по данным направлениям.

Разработка медицинских микророботов ведется в ряде стран, в том числе в Японии, США, Канаде, Германии, Италии, Голландии и России. Это малоинвазивные микроробототехнические системы для колоноскопии в Италии и США, для внутрисосудистых операций в России [3] и Голландии, для лапароскопии в Канаде. Внедрение в клиническую практику микроробототехники значительно расширяет технические возможности малоинвазивной хирургии и диагностики, повышает качество и надежность оперативного вмешательства. Ряд хирургических операций требует высокой точности исполнения. Например, в микрохирургии глаза существует операция

следования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники" на 2002—2006 гг., блок "Ориентированные фундаментальные исследования", раздел "Фундаментальные исследования в области физических наук (Механика)", тема "Исследования движений и взаимодействий в микромеханике".

Список литературы

1. Фомин Л. Ф. Движущий эффект колебаний в микромеханике // Микросистемная техника. 2002. № 10. С. 26—30.
2. Taylor G. I. Analysis of the swimming of microscopic organisms // Proc. Royal Soc. Ser. A. 1951. Vol. 209. N 1099. P. 447—461.

3. Taylor G. I. The action of waving cylindrical tails in propelling microscopic organisms // Proc. Royal Society. Ser. A. 1952. Vol. 211. P. 225—239.
4. Drummond J. E. Propulsion by oscillating sheets and tubes in a viscous fluid // J. Fluid Mech. 1966. Vol. 25. N 4. P. 787—793.
5. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. 904 с.
6. Reynolds A. J. The swimming of minute organisms // J. Fluid Mech. 1965. Vol. 23. N 2. P. 241—260.
7. Tuck E. O. A note on a swimming problem // J. Fluid Mech. 1968. Vol. 31. N 2. P. 305—308.
8. Стрелков С. П. Введение в теорию колебаний. М.-Л.: ГИТТЛ, 1951. 344 с.
9. Крауфорд Ф. Волны // Берклевский курс физики. Т. III. М.: Наука, 1974. 528 с.
10. Pironneau O., Katz D. F. Optimal swimming of flagellated microorganisms // J. Fluid Mech. 1974. Vol. 66. N 2. P. 391—415.

УДК 621.3.049.77

В. И. Поспелов, В. В. Войнов,
МГТУ им. Н. Э. Баумана

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ МИКРОРОБОТОТЕХНИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Приведен обзор ряда перспективных мировых разработок в области микроробототехники. Выделены наиболее развивающиеся направления: микророботы медицинского назначения, микророботы для диагностики технологических полостей и микроманипуляционные системы. По каждому направлению приведены примеры экспериментальных разработок в данной области.

Развитие высоких технологий в XXI веке внесет существенные изменения в классические разделы механики, механики, электроники, гидрогазодинамики и другие научно-технические направления. Одна из задач мехатроники как направления интегрирующего достижения точной механики и электроники — уменьшение размеров технических устройств. В ряде случаев это уменьшение является условием применимости устройства в силу ограниченности пространства, в котором устройство должно выполнить свои функции.

Таковыми устройствами являются микророботы, создание которых стало возможным на базе разработок микроприводов, микротурбин, микрогирископов и микроакселераторов микродиагностических систем и ряда других технических систем [1], объединенных термином микроэлектромеханические системы (МЭМС) или, более широко, — микросистемная техника (МСТ).

На данный момент процесс развития микросистемной техники можно разделить на три основных этапа.

Первым этапом развития прецизионных технологий явилась микроэлектроника.

В настоящее время можно наблюдать развитие второго этапа микротехнологий — этапа сосредоточенных микроустройств и систем, когда происходит стремитель-

ный рост числа экспериментальных и внедряемых проектов, предназначенных для различных отраслей науки и техники, но объединенных единым технологическим подходом к изготовлению всех компонентов микросистемной техники — сенсорной, вычислительной и управляющей. Эти компоненты могут быть конструктивно разделены и представляют собой отдельные микросхемы различного назначения, объединенные только электрическими связями.

Третий этап — этап распределенных микросистем, во многом копирующих принципы структурных организаций живой природы (биоморфные структуры).

Поэтому нетрудно прогнозировать внедрение микросистемной техники во все без исключения сферы технической деятельности человека. Это и энергетика, и транспорт, и машиностроение, космос, авиация, робототехника, мониторинг среды обитания и промышленных объектов, активное воздействие на параметры среды обитания, переработка и утилизация отходов, медицинская диагностика, микрохирургия на клеточном уровне, биоморфное протезирование, жилищный комфорт и многое другое.

На данном этапе развития в микроробототехнике можно выделить следующие развивающиеся направления: микророботы медицинского назначения [2], микророботы для диагностики технологических полостей и микроманипуляционные системы (рис. 1).

Далее приводится обзор наиболее интересных разработок по данным направлениям.

Разработка медицинских микророботов ведется в ряде стран, в том числе в Японии, США, Канаде, Германии, Италии, Голландии и России. Это малоинвазивные микроробототехнические системы для колоноскопии в Италии и США, для внутрисосудистых операций в России [3] и Голландии, для лапароскопии в Канаде. Внедрение в клиническую практику микроробототехники значительно расширяет технические возможности малоинвазивной хирургии и диагностики, повышает качество и надежность оперативного вмешательства. Ряд хирургических операций требует высокой точности исполнения. Например, в микрохирургии глаза существует операция



Рис. 1. Направления современной микробототехники

(radial keratotomy), при которой глубина надреза оболочки глаза не должна превышать 20 мкм, в то время как даже опытный хирург может выйти за пределы 100 мкм. В Канаде разрабатывается специальный робототехнический комплекс для выполнения этой операции, обеспечивающий нужную точность.

Другой областью, где требуются микробототехнические системы, является микронейрохирургия. Робот для микрохирургии мозга разрабатывается в Великобритании. Микробот представляет собой многозвенное устройство, перемещающееся по перистальтическому принципу с использованием пьезоэлементов внутри звеньев. Основным недостатком разрабатываемой системы является возможность повреждения оперируемых органов и отсутствие непрерывной обратной связи о происходящем в ходе операции.

В последние годы наблюдается увеличение числа желудочно-кишечных заболеваний, что обуславливает необходимость разработок методов и систем для внутриполостных операций и диагностики.

Общим недостатком всех известных технических средств внутриполостной реканализации при минимально-инвазивной хирургии является то, что безопасность обеспечивается только опытом хирурга, а продвижение инструмента по сосудистому руслу отслеживается рентгеновскими снимками. Этим фактором, например, объясняется болезненность и дискомфортность процедуры, а также сложность определения точного местоположения патологического очага при колоноскопии.

В медицине существует сегодня очевидная потребность в создании устройства для реканализации кровеносных сосудов [4], которое обладало бы преимуществами известных ультразвуковых устройств, но могло бы быть введено в тело пациента и перемещалось бы в сосудах с минимальным травмированием тканей, а также свободно проходило через не подлежащие обработке стенозы (поражений внутренней стенки артерии тромбами). Такое устройство должно иметь возможность проходить через сосуды с изменяющимся в определенных пределах диаметром в процессе одного введения. Устройство должно быть универсальным и обеспечивать возможность использования хирургом различных способов разрушения стенозов, включая баллонную ангиопластику (операции по расширению русла артерии) и ультразвуковое воздействие. Устройство должно быть

безопасным для пациента и допускать свободное извлечение его из тела в случае возникновения непредвиденных ситуаций.

Очевидно, что использование относительно автономного устройства, способного перемещаться внутри тела пациента, требует использования соответствующих информационно-сенсорных систем, контролирующих как собственное движение устройства, так и обстановку в рабочей зоне. При этом необходимость обработки информации в реальном масштабе времени и представления ее хирургу-оператору в легко воспринимаемой им форме требует применения современных информационных технологий.

Одно из решений (A. Rovetta, etc.) представляет собой телеуправляемый робот-эндоскоп [5], предназначенный для диагностики трубчатых органов.

Для перемещения устройства внутри трубчатого органа здесь используется пьезоэлектрический движитель. Устройство состоит из нескольких пьезоэлектрических сегментов, соединенных с центральным стержнем из того же материала. Попарно расширяющиеся за счет пьезоэффекта сегменты играют роль фиксаторов; при этом за счет удлинения центрального стержня осуществляется поступательное перемещение конструкции внутри трубчатого органа. Трансформация элементов движителя происходит с высокой частотой (10...19 МГц), поэтому, несмотря на то, что микроперемещения совершаются на каждой фазе, движение осуществляется с приемлемой скоростью.

На рис. 2 представлено устройство для диагностики трубчатых органов. Устройство представляет собой капсулу длиной 5 см и диаметром 1,3 см; оно способно перемещаться вперед и назад, а также вращаться внутри трубчатого органа.

Капсула подключается микрокабелем к внешнему источнику электроэнергии и может нести аппаратуру для диагностики внутренней полости трубчатого органа различного типа (микровидеокамеру, лазер и др.). В перспективе предполагается использовать это устройство и для минимально-инвазивной хирургии трубчатых органов. Работа находится в стадии исследований, в которых участвуют ученые нескольких итальянских университетов, Литвы, а также специалисты компании "Филипп".

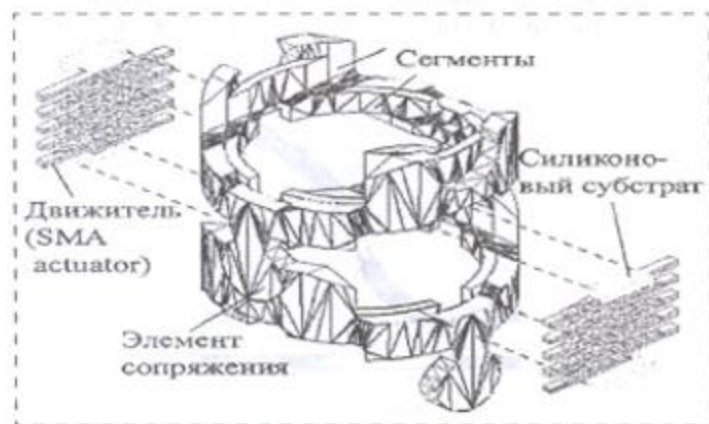


Рис. 2. Микробот для эндоскопии. Внутренний сегмент



Рис. 3. Диагностическая микрокапсула

Отметим, что принцип, заложенный в основу работы капсулы, опробован в лабораторных условиях с точки зрения процедуры управления с определением наиболее эффективных алгоритмов управления мини-роботом.

Еще одним развивающимся направлением медицинской робототехники являются мини-роботы для колоноскопии. Одним из примеров таких систем является медицинский мини-робот, предложенный итальянскими учеными (Caggozza M. C.). Его модель показана на рис. 3.

Двигатель мини-робота — пневматического типа; он представляет собой три камеры. Две крайние могут присасываться к стенкам трубчатого органа. Средняя представляет собой сифон, который может изменять длину за счет изменения давления со стороны источника энергии. Крайние камеры последовательно присасываются к стенкам, а за счет сокращения средней камеры происходит поступательное движение мини-робота внутри трубчатого органа. Управление роботом осуществляется с поста оператора, оснащенного ПЭВМ для обработки поступающей информации и формирования управляющих сигналов. Предусмотрена визуальная, тактильная и силовая обратная связь. Мини-робот снабжается аппаратурой для визуального наблюдения за состоянием внутренней полости органа, датчиками сил, датчиками проскальзывания, а также рабочим инструментом в виде микросхвата, аппаратом радиотерапии.

Основным недостатком данной системы является недостаточная маневренность двигателя мини-робота (сложность поворота).

На рис. 4 представлен роботизированный эндоскоп, разработанный в Калифорнийском техническом универ-

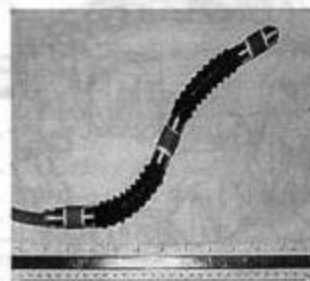


Рис. 4. Роботизированный эндоскоп Калифорнийского технического университета

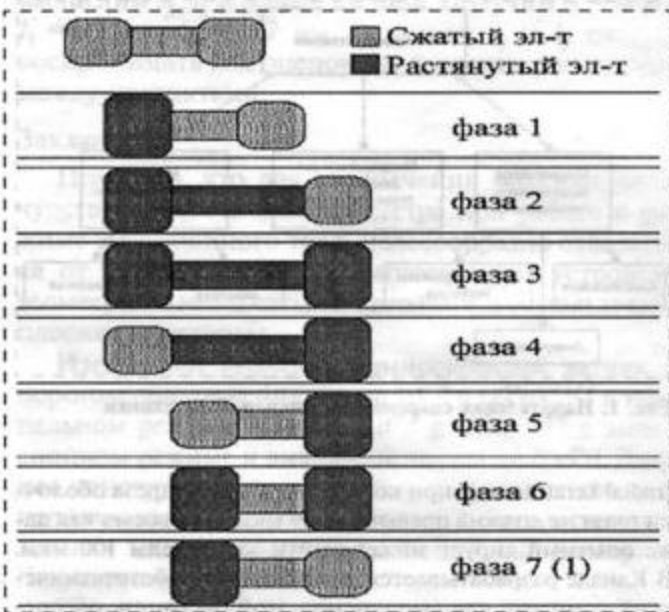


Рис. 5. Фазы движения роботизированного эндоскопа

ситете (США), состоящий из нескольких одинаковых элементов, соединенных гибкой связью между собой.

Движение микроробота по руслу диагностируемого органа осуществляется с помощью пневматического привода по определенной последовательности. На рис. 5 показаны основные фазы перемещения микроробота за один период. Один период движения состоит из шести фаз взаимоперемещения звеньев микроробота. Скорость движения устройства по руслу канала зависит от частоты фаз перемещения. На этапе первой фазы в русле фиксируется первое (заднее) звено микроробота, растягиваясь в поперечном направлении. На следующей фазе растягивается в продольном направлении второе (среднее) звено, первое остается зафиксированным. На третьей фазе фиксируется третье (переднее) звено, второе растянуто и первое по-прежнему зафиксировано в русле канала. На четвертой фазе происходит расжатие первого звена. На следующей фазе разжимается и среднее звено, третье остается зафиксированным. На заключающем периоде (шестая фаза) вновь фиксируется первое звено. Далее опять начинается первая фаза (второй период). Микроробот переместился на расстояние, определенное расчетами при проектировании конструкции.

Одним из серьезных недостатков данной системы является полное закрытие русла, а также недостаточная маневренность.

Еще одно оригинальное решение проблемы перемещения внутри трубчатого канала использует в качестве материала для транспортного модуля сплав с памятью формы [6]. Устройство состоит из последовательно соединенных одинаковых модулей, каждый из которых может находиться в двух состояниях. За счет последовательной трансформации формы модулей осуществляется поступательное перемещение конструкции.

К числу задач, которые особенно актуальны в медицинской практике, сегодня относится проблема внутрисосудистой диагностики и хирургии. Задача состоит в проникновении в полость кровеносных сосудов с целью

диагностики [7], введения лекарственных растворов, расширения артериального русла и т. д. В существующей практике подобные операции проводятся путем введения в сосуд катетера, на конце которого укреплен необходимый инструмент. Отсутствие непрерывной информации о состоянии сосуда приводит к известному риску, восполняемому только опытом врача. Опасность особенно велика, когда в качестве средства воздействия используется мощный и быстродействующий источник, такой как ультразвук или лазер.

В связи с этим в МГТУ им. Н. Э. Баумана ведутся работы над созданием роботизированной системы для внутрисосудистой хирургии и ранней диагностики состояния кровеносной системы организма [8]. Система включает внутриартериальный носитель — микроробот, способный самостоятельно перемещаться по кровеносному руслу. Он оснащен ультразвуковым микродатчиком, позволяющим хирургу судить о состоянии сосудов, а также рабочим инструментом. Хирург-оператор с учетом реального состояния сосуда, информация о котором обрабатывается в реальном времени, может назначить различные процедуры как медикаментозного, так и хирургического характера, которые заранее программируются и выполняются микророботом под его руководством [9].

Примером разработок подобных систем является японский микроробот. Японские исследователи из университета Тохоку в городе Сэндай сконструировали микроробот, предназначенный для прицельной доставки медикаментов в нужную точку организма или для поиска и уничтожения опухолей. Микроробот длиной 8 мм и диаметром 1 мм изготовлен из сплава неодайма, железа и бора и имеет внешнее сходство с шурупом без головки. Введение микроробота в организм предполагается осуществлять посредством обычного шприца. Воздействуя на робот внешним магнитным полем, можно заставить его вращаться и тем самым, благодаря винтовой поверхности, перемещаться внутри кровеносной системы. Лабораторные эксперименты подтвердили эффективность такого принципа приведения робота в движение. Робот также способен не только перемещаться по кровеносным сосудам, но и при необходимости внедряться в ткани. Наличие металлического шипа позволит ученым внедрять микромашину внутрь опухоли, а затем — путем соответствующего изменения параметров внешнего магнитного поля — разогревать его и таким образом термически уничтожать раковые клетки. Ученые надеются, что небольшие размеры устройства позволят ему проходить даже через достаточно мелкие сосуды. Однако ряд вопросов, остающихся нерешенными, не позволяют говорить об использовании таких систем на практике. В частности, неясно, как предотвратить его застревание в кровеносных сосудах, а также трудно в полной мере говорить о безопасности для организма пациента использования магнитного поля в качестве системы управления.

Другим примером таких разработок являются работы группы шведских ученых Линчепингского университета по созданию микророботов размером $670 \times 170 \times 240$ мкм. В отличие от большинства аналогичных устройств, эти микророботы могут работать в токопроводящих жидкостях (крови, урине и т. д.) благодаря покрытию слоем осо-

бого полимера — полипиррола (polypyrrole), в то время как кремниевые микророботы при работе в жидкостях быстро выходят из строя.

Детали, выполненные из полипиррола, способны изменять размеры при прохождении через них электрического тока (напряжение подается с помощью тончайшего провода). Это свойство использовано в манипуляторе робота, который может работать даже с отдельными клетками. Кроме того, устройство можно оборудовать сенсорным блоком.

На данный момент изготовлено 140 опытных экземпляров, возможности которых были продемонстрированы на примере транспортировки микрокапсул. Областью применения новых роботов исследователи видят прежде всего медицину, где смогут сыграть роль хирургического инструмента для бескровных операций — как крупных, в ходе которых группа роботов будет действовать сообща, так и локальных, на клеточном уровне.

Микроманипуляционные микророботы могут быть разделены на две основные группы: группа для микроманипулирования в объектах микромеханики и группа микророботов для биологических исследований.

Биологическое направление включает в себя манипуляции над клетками, которые имеют размерности порядка микрометра. Диапазон задач, решаемых в данной группе, очень широк: начиная от обычного перемещения клетки до инъекции определенного вещества внутрь клетки. Применение систем автоматического управления может позволить распознавать и определять места нахождения клетки. Решение таких задач позволяет упростить и автоматизировать возможности манипулирования.

Микромеханическое направление связано с манипулированием деталей, выполненных по технологии микроэлектромеханических систем (МЭМС) и имеющих миллиметровый или микрометровый диапазон размеров. Применение микророботов позволяет проводить сборку с повышенной точностью и качеством.

Так, совместными усилиями ученых из университета Карлсруэ и Уфимского государственного авиационного технического университета создается мобильный автономный микроробот MINIMAN (Miniaturized Mikromanipulator). Он может использоваться там, где людям приходится иметь дело с мелкими деталями или с маленькими дозами вещества, например, при сборке микроприборов, в химической промышленности (для смешивания веществ в маленьких объемах), в медицине (для микроинъекций). Миниатюрная рука робота может манипулировать микродеталью с разрешением 20 нм и точно переносить их под объектив микроскопа со скоростью 2 см/с. Существует большое число разработок микророботов для задач технической диагностики трубопроводов различного диаметра.

Примером таких разработок является робототехническая система "Труболаз", разработанная в России в ЦНИИ РТК. Система предназначена для перемещения с полезной нагрузкой (до 100 Н) в трубопроводах с диаметром до 100 мм, произвольно ориентированных в пространстве. Поступательное движение робота осуществляется за счет применения материалов с эффектом памяти формы.

Такие системы могут быть эффективны при работе в экстремальных условиях, например, в зонах повышенной радиации, в вакууме, в агрессивных средах.

Известные японские фирмы Mitsubishi Electric, Sumimoto и Matsushita представили опытный образец промышленного робота размерами с крупного муравья. Его длина составляет 9 мм, высота — 6,5 мм, а масса немногим превышает 4 г. Подобный микроробот, оснащенный сенсорами, будет применяться для инспекции состояния трубопроводов на ядерных электростанциях и химических предприятиях.

Интересен проект по созданию роботов Университетом Северной Каролины (США), способных перемещаться в завалах и спасать людей, оказавшихся под развалинами в результате различных катастроф. Робот Moccasin II может проползать в туннелях диаметром 20 см и поворачиваться на 90° в любых направлениях, анализируя информацию от видеокамеры с подсветкой и датчиков давления, с помощью которых он "определяет" стены и их изгибы. Moccasin II использует не электрический, а пневматический двигатель (потому что электрические искры могут спровоцировать взрыв скоплений газа) и передвигается, имитируя принцип "червяка" — сжимая и растягивая свое тело. Следующие модели робота можно будет без опаски применять при обследовании крупных технологических конструкций (танкеров, самолетов).

Другим примером разработки подобных систем является мобильный робот, созданный инженерами из Sandia National Laboratories (США), размером всего в 6 мм³ и массой в 30 г. Гусеничный мини-робот может бесшумно передвигаться по трубопроводам разрушенных землетрясением или взрывом зданий в поисках заваленных обломками людей или химически опасных веществ. При установке коммуникационного оборудования мини-робот способен общаться с базой, передавая важные сведения, или другими мини-роботами и выполнять поисковые, разведывательные задачи сообща. Робот передвигается со скоростью 50 см/мин на гусеницах, ведомых двумя независимыми микромоторчиками, и может самостоятельно преодолевать или обходить небольшие препятствия за счет интеллектуальной системы управления, включающей 8 К ROM процессор и сенсоры. Питается мини-робот тремя источниками по 1,5 В. Такие мини-роботы могли бы выполнять самые разные сложные задачи, например, обнаруживать и уничтожать наземные мины или детектировать химическое или биологическое оружие.

В России сотрудниками Института океанологии РАН завершена разработка малого осмотрового подводного аппарата нового поколения (микроробот). Все технические решения реализованы с использованием самой современной элементной базы. Микроробот включает в себя цветную видеокамеру, двигатель, подсветку и датчики. Видеоизображение отображается на телевизоре или мониторе. Благодаря малым размерам (порядка 1,5 дм³) и тонкому кабелю ($d = 1,2$ мм, длина 100 м) он может проникать во внутренние области затонувших кораблей и других подводных объектов. Напряжение питания 100 В — от источника постоянного тока. Управляющие команды от джойстика или клавиатуры и видеосигнал от камеры передаются через один коаксиальный кабель. Максимальная рабочая глубина у существующего образца 100 м. Одним из применений является работа совместно с пило-

тируемыми погружаемыми аппаратами для осмотра труднодоступных объектов.

В заключение можно отметить значительный рост числа мировых разработок в области микроробототехники, который обусловлен развитием микросистемных технологий, а также перспективностью и высокой необходимостью данного направления в современном индустриальном мире.

Дальнейшее развитие микроробототехнических систем медицинского назначения позволит расширить возможности малоинвазивной хирургии, а также предоставит совершенно новые диагностические методы исследования человеческого организма и соответственно новейшую информацию о причинах развития различных заболеваний. Однако дальнейшие разработки подобных систем требуют более детального решения эргономических и технологических задач для обеспечения безопасности и надежности микросистем в процессе использования.

Применение микроманипуляторов существенно улучшит технологическую и производственную базу для создания микроэлектромеханических систем. Развитие таких систем приведет к появлению новых методов лабораторных исследований. Это особенно актуально для лабораторий, занимающихся исследованиями в области микробиологии, где точность и надежность не всегда обеспечиваются человеческим фактором.

Использование микророботов для диагностики трубопроводов, двигателей самолетов и других труднодоступных областей поможет не только сэкономить немалые средства на преждевременном определении повреждений, но, возможно, и сохранить жизнь многим людям, что само по себе является приоритетным фактором для создания таких систем.

Список литературы

1. Бочаров Л. Ю., Мальцев П. П. Состояние и перспективы развития МЭМС за рубежом // Микросистемная техника. 1999. № 1.
2. Саврасов Г. В. Медицинская робототехника: Условия, проблемы и основные принципы проектирования / Биомедицинская инженерия и технология. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 1998. С. 35—50.
3. Naraykin O. S., Savrasov G. V., Yushenko A. S., Pospelov V. I. Microrobot technical system for early diagnostics and insidessurgery. Fourth ECPD, Moscow, 1998.
4. Саврасов Г. В., Скворцов С. П. Современные технические средства хирургического лечения тромбозов: состояние и перспективы // Медицинская техника, июль—август, 2000.
5. Rovetta A. Prototype of a new tele-robotic endoscope. Proceedings of the Tenth World Congress on the Theory of Machines and Mechanisms. — Oulu, Finland, June, 1999.
6. Carroza M. C., Granieri G. C., D'Attanasio S., Lazzarini R., Lencioni L., Dario P. A. A Sensorised Robotic Systems for Computer-Assisted Colonoscopy. — Proc. of MH — 1996, Nagoy, Japan, Oct. 1996.
7. Пospelov В. И. Универсальные микроробототехнические системы для внутриканального применения. Доклад на 11-й научно-технической конференции "Экстремальная робототехника". Санкт-Петербург, ЦНИИ РТК, 2000.
8. Savrasov G. V., Naraykin O. S., Yushenko A. S., Pospelov V. I. Microrobot for intravascular diagnostics and surgery. LARP, 24—25 of November. The Workshop on Microrobots. 1999, Moscow.
9. Пospelov В. И. Медицинская микроробототехническая система для внутрисосудистых операций. Доклад на 10-й научно-технической конференции "Экстремальная робототехника". Санкт-Петербург, ЦНИИ РТК, 1999.

CONTENTS

- Shashkin V. I., Vostokov N. V., Vopilkin E. A., Klimov A. Yu., Volgunov D. G., Rogov V. V., Lazarev S. G.** *About the Actual Constructions of the Sensors for the Tunneling-Emission Accelerometers* 3

A possibility of fabrication of a high-sensitivity accelerometer is considered. The linear acceleration of the sensor causes displacement of the proof mass electrode. The displacement detector is based on a strong dependence of the tunneling or cold emission current on the gap between the electrodes. The geometry of the electrodes that provides the best sensitivity is determined. The accelerometer with tunneling-emission electrodes is fabricated. In the 5 kHz frequency range the sensitivity reaches 10^{-4} g/Hz^{1/2} in tunneling mode and 10^{-3} g/Hz^{1/2} in emission mode.

- Mikhajlov P. G.** *Control of Material Properties of Microelectronic Sensors* 7

The item considers control of material properties of microelectronic sensors (MES). Control concept is based on modification of material properties. The modification allows reinforcing or suppressing physical effects in materials for the purpose of MES selectivity improvement and stability increase.

- Altukhov V. I., Strukov B. A., Katrysheva M. V.** *The Critical Phonon Scattering and Peculiarities of the Thermal Conductivity in Ferroelectrics* 11

The review of the theoretical study of the critical phonon scattering and anomalous heat transport near the phase transition temperature T_c is presented. An interpretation and quantitative approach to the description of the anomalous temperature dependence of the thermal conductivity $\lambda(T)$ near T_c are discussed.

- Slesarev Yu. N.** *Switching Magnetic Media Models During Termomagnetic Recording* 15

Switching magnetic media models at termomagnetic recording, which uses two main types of switching: Curie point writing, temperature reduce coercivity force, are executed. Lacks of magnetization definition known ways in the field of record are revealed. The models are offered to enhance accuracy of the description.

- Abramov I. I., Ignatenko S. A., Novik E. G.** *Drain-to-gate Characteristics Modeling of Single-Electron Transistors* 18

Using the nanoelectronic device simulator NANODEV, influence of constructive, material parameters, background charges and temperature on drain-to-gate characteristics of single-electron transistors was studied. There was stated these characteristics to be the

most sensible to width of a tunnel junction, potential barrier height and temperature.

- Lapshin D. A., Letokhov V. S., Shubejta G. T., Sekatsky S. K., Dittler G.** *Direct Measurement of the Absolute Value of the Interaction Force Between a Fiber Probe and a Sample in a Scanning Near-Field Optical Microscope* 21

The absolute values of the force exerted by the fiber probe of a scanning near-field optical microscope into the surface were measured using an atomic force microscope at ambient conditions. The near-field microscope is operated in shear force mode. In the experimental setup the tip is positioned over the flat portion of the cantilever. Upon approach, the deflection of cantilever, which is proportional to the interaction force, is optically measured. Usually neglected static attraction force is dominant at small dither amplitudes and may be as large as 300 nN. The tapping component of the force is of the order of 1 nN. The operation with resonantly excited fiber is compared with operation under non resonant excitation.

- Tchesov R. G., Nikolski K. N., Baturin A. S., Bormashov V. S., Knyazev A. I., Sheshin E. P.** *Lifetime of Field Emission Cathodes Based on Carbon Nanotubes* 26

Field emission cathodes based on carbon nanotubes are widely used at the vacuum microelectronics devices. The main property of the cathodes is a lifetime. At this work the lifetime is investigated of cathodes made by different techniques from carbon nanotubes. The method of analyzing current or voltage versus time is presented. The criteria to compare the cathodes with different operating voltage are given.

- Fomin L. F.** *The Modelling of the Swimming of Microrobots* 30

The problem of the propulsion of MEMS — Microelectromechanical Systems (microrobots) in fluids by the excitation of undulatory longitudinal oscillations taking into account effects of inertia together with effects of viscous friction is investigated.

- Pospelov V. I., Vojnov V. V.** *Perspectives of Microrobotic Systems Use* 31

The review of the several perspective world developments in the area of the microrobotics is reduced. The most developing directions are separated. They are: microrobots of the medical purposes, microrobots for the diagnostics of the technological cavities and micromanipulating systems. By each direction the examples of the experimental developments in the given area are cited.

Подписку за рубежом принимают:

For foreign subscribers:

ЗАО МК-Периодика. E-mail: info@periodicals.ru;

Editor-in-Chief Ph. D. Petr P. Maltsev
Index 79493.

Address is: 4, Stromynsky Lane, Moscow, 107076, Russia. Tel./Fax: (7 095) 269-5510.
E-mail: it@novtex.ru