

# НАНО- И МИКРОСИСТЕМНАЯ ТЕХНИКА

№ 6 ◆ 2005

ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ МЕЖДИСЦИПЛИНАРНЫЙ ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ И ПРИКЛАДНОЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

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

Издается с 1999 г.

Главный редактор  
Мальцев П. П.

Зам. гл. редактора  
Лучинин В. В.

Редакционный совет:

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

Редакционная коллегия:

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

Отв. секретарь

Лысенко А. В.

Редакция:

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

Учредитель:

Издательство "Новые технологии"

## СОДЕРЖАНИЕ

### НАНОТЕХНОЛОГИИ И ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

Дедков Г. В., Кясов А. А., Дедкова Е. Г. О бесконтактном трении и теплообмене вnanoструктурах . . . . .	2
Валах М. Я., Джаган В. Н., Красильник З. Ф., Литвин О. С., Лобанов Д. Н., Новиков А. В., Юхимчук В. А. Особенности роста самоиндцированных SiGe наноостровков на SiGe буфере . . . . .	8
Алексеев П. А. Системы с сильными электронными корреляциями: рентгеновская и нейронная спектроскопия . . . . .	13
Быстров С. Г. Применение методов ХСМ и РФЭС для исследования особенностей локальной химической структуры поверхности блоксополимера ПС <sub>39</sub> ЭО <sub>61</sub> . . . . .	19

### МОДЕЛИРОВАНИЕ И КОНСТРУИРОВАНИЕ МНСТ

Козлов А. Г. Моделирование распределения температуры в структуре теплового микроакселерометра с инерционной массой . . . . .	22
Дряхлушин В. Ф., Гайкович К. П., Левичев В. В., Мишкин В. П. Тонкий анализ пространственной структуры излучения двухцветного полупроводникового лазера в ближней зоне . . . . .	33

### МОЛЕКУЛЯРНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И БИОЭЛЕКТРОНИКА

Подурец К. М., Погорелый Д. К., Манушкин А. А., Недорезов В. Г., Соменков В. А., Щетинкин С. А. Рефракционная интроскопия для медицины и материаловедения на Курчатовском источнике синхротронного излучения	35
--	----

### ЭЛЕМЕНТЫ МНСТ

Каштанкин И. А., Гурин Н. Т. Фоточувствительные кремниевые биполярные N-приборы с управляемой вольт-амперной характеристикой . . . . .	39
--	----

### НОВОСТИ НАНОТЕХНОЛОГИЙ

СТРАНИЧКА РФФИ . . . . .	48
--------------------------	----

### ИНФОРМАЦИЯ

Contents . . . . .	56
--------------------	----

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

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

### ПОДПИСКА:

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

# НАНОТЕХНОЛОГИИ И ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

УДК 620.187:539.25

Г. В. Дедков, д-р физ.-мат. наук, проф.,  
А. А. Кясов, д-р физ.-мат. наук, доц.,  
Е. Г. Дедкова

Кабардино-Балкарский государственный  
университет, г. Нальчик  
e-mail: gv\_dedkov@mail.ru

## О БЕСКОНТАКТНОМ ТРЕНИИ И ТЕПЛООБМЕНЕ В НАНОСТРУКТУРАХ

Рассматриваются вопросы, связанные с бесконтактными силами "Ван-дер-Ваальсова трения" и тепловым обменом в динамических контактах зонда атомно-силового микроскопа с поверхностью образца, когда зонд совершает гармонические колебания по нормали к поверхности или движется параллельно ей со скоростью  $V$ . Показано, что силы "Ван-дер-Ваальсова трения" при нормальном к поверхности движении зонда в 2 раза больше, чем при параллельном, а тепловой поток между зондом и поверхностью, обусловленный близкими модами флуктуационного электромагнитного поля, имеет осциллирующую компоненту (пропорциональную скорости), слабо зависящую от температуры. Анализируется роль пленки, адсорбированной на поверхности. Показано, что наличие пленки при определенных условиях может увеличивать или уменьшать бесконтактное трение и теплообмен. В модели однородного полубесконечного стержня определено распределение температуры по высоте зонда, находящегося в динамическом контакте с нагретой поверхностью. Рассчитано характерное время установления теплового равновесия в точке локализации зонда.

### Введение

При близком, но не атомно-жестком контакте нейтральных поверхностей твердых тел, разделенных вакуумным промежутком, взаимодействие между ними осуществляется посредством ближнего электромагнитного поля, порожденного квантовыми и тепловыми флуктуациями зарядов и токов внутри тел. Соответствующие эффекты приводят к возникновению консервативных и диссипативных сил, а также радиационному тепловому обмену, отличному от теплообмена, описываемого классическим законом Стефана. Флуктуации электромагнитного поля имеются вблизи поверхностей тел любой природы. Для покоящихся тел, находящихся на небольшом расстоянии друг от друга, возникающие силы притяжения являются хорошо известными Ван-дер-Ваальсовыми силами [1]. Если же тела находятся в относительном движении, то появляются также флуктуационные силы диссипативного характера, тангенциальные при латераль-

ном и нормальные при перпендикулярном относительном движении. Эти силы интенсивно исследовались в последнее время и были названы силами "вакуумного" или "Ван-дер-Ваальсова трения" [2, 3]. Поток теплоты между телами может появляться не только из-за различия их температур [4–6], но и в результате относительного движения (при одинаковых температурах) [7, 8].

Углубление понимания этих эффектов является чрезвычайно важным для интерпретации измерений ультрамалых сил между нанозондами и образцами, выполняемых с помощью сканирующих зондовых микроскопов [9, 10], для развития методов сканирующей силовой, ближнепольной оптической и термической микроскопии [9–12], а также для реализации применений нанозондов в качестве тепловых источников и наноштампов при модификации поверхности [4–7]. До недавнего времени, в частности, динамические эффекты теплообмена в наноконтактах рассматривались только в наших работах [7, 8], тогда как другие авторы анализировали преимущественно случай покоящихся тел (см. [4–6] и ссылки в этих работах). В целом, несмотря на значительный прогресс в данной области, достигнутый за последние годы, ряд принципиально важных теоретических проблем, касающихся "Ван-дер-Ваальсова трения", теплообмена и взаимной связи между ними в наноструктурах, требует более детального исследования. Среди ряда важных, по-нашему мнению, задач выделим следующие:

- соотношение между силами "Ван-дер-Ваальсова трения" при перпендикулярном и параллельном (к поверхности) движении нанозонда;
- влияние адсорбированных пленок различных материалов на диссипацию энергии и трение в динамическом контакте зонда и поверхности;
- радиационные тепловые эффекты в статических и динамических контактах с вакуумным зазором между телами.

Некоторые аспекты этих проблем теоретически рассматривались в наших недавних работах [7, 8, 13–16]. В данной статье дается анализ наиболее важных следствий этого рассмотрения в нерелятивистском незапаздывающем приближении, адекватно учитывающем типичные условия экспериментов [9, 10] при расстояниях зондов от поверхности  $\sim 1\text{--}50$  нм.

### Трение и тепловой поток при движении нанозонда перпендикулярно к поверхности

Рассмотрим нормальное к поверхности движение малой сферической частицы с поляризаемостью

$\alpha(\omega)$ . Поверхность будем характеризовать локальной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon(\omega)$ . В нерелятивистском приближении нашей теории [7, 8] динамическая сила Ван-дер-Ваальса (включающая как консервативную, так и диссипативную составляющие), а также тепловой поток между частицей и поверхностью определяются соответственно формулами

$$F_z = \langle (\mathbf{d}^{sp}\nabla) E_z^{in} \rangle + \langle (\mathbf{d}^{in}\nabla) E_z^{sp} \rangle; \quad (1)$$

$$\dot{Q} = \langle \dot{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E} \rangle = \langle \dot{\mathbf{d}}^{sp} \cdot \mathbf{E}^{in} \rangle + \langle \dot{\mathbf{d}}^{in} \cdot \mathbf{E}^{sp} \rangle, \quad (2)$$

где  $\mathbf{d}^{sp}$ ,  $\mathbf{d}^{in}$  и  $\mathbf{E}^{sp}$ ,  $\mathbf{E}^{in}$  представляют спонтанные и индуцированные компоненты флуктуационного дипольного момента частицы и электромагнитного поля поверхности, угловые скобки означают полное квантовостатистическое усреднение. В соответствии с общим методом [7, 8] величины, входящие в (1), (2), представляются интегральными Фурье-разложениями по пространственным координатам  $x$ ,  $y$  (в плоскости раздела) и по времени  $t$ , причем Фурье-компоненты берутся в пространственно-временной точке локализации частицы  $z = z_0 - Vt$ , ось  $z$  направлена перпендикулярно поверхности. Без потери общности считаем, что скорость частицы  $V$  направлена к поверхности. Далее выражаем Фурье-компоненту  $\mathbf{E}_{\omega k}^{sp}(z)$  через электрический потенциал с помощью уравнения Пуассона  $\nabla^2\phi = 4\pi \operatorname{div} \mathbf{P}$ , в котором соответствующая Фурье-компоненты вектора поляризации  $\mathbf{P}(x, y, z, t)$ , создаваемого частицей, разлагается в ряд Тейлора вида [14]

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{\omega k}(z) = & \mathbf{d}^{sp}(\omega)\delta(z - z_0) - iV\dot{\mathbf{d}}^{sp}(\omega)\delta'(z - z_0) - \\ & - \frac{V^2}{2}\ddot{\mathbf{d}}^{sp}(\omega)\delta''(z - z_0). \end{aligned} \quad (3)$$

Аналогичное разложение применяется и для флуктуационного поля поверхности в точке локализации частицы (при вычислении ее индуцированного дипольного момента).

Используя (1), (3), с точностью до членов второго порядка малости по скорости  $V$  получим [14]

$$\begin{aligned} F_z = & -\frac{3\hbar}{4\pi z_0^4} \int_0^\infty (\alpha''(\omega)\Delta'(\omega) \coth(\omega\hbar/(2k_B T_1)) + \\ & + \alpha'(\omega)\Delta''(\omega) \coth(\omega\hbar/(2k_B T_2))) d\omega + \\ & + \frac{3\hbar V}{2\pi z_0^5} \int_0^\infty \left( \alpha''(\omega) \frac{d\Delta'(\omega)}{d\omega} \coth(\omega\hbar/(2k_B T_1)) + \right. \\ & \left. + \Delta''(\omega) \frac{d\alpha''(\omega)}{d\omega} \coth(\omega\hbar/(2k_B T_2)) \right) d\omega + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & + \frac{15\hbar V^2}{8\pi z_0^6} \int_0^\infty \left( \alpha''(\omega) \frac{d^2\Delta'(\omega)}{d\omega^2} \coth(\omega\hbar/(2k_B T_1)) + \right. \\ & \left. + \Delta''(\omega) \frac{d\alpha''(\omega)}{d\omega} \coth(\omega\hbar/(2k_B T_2)) \right) d\omega, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\Delta(\omega) = \frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 1}$ ; температуры  $T_1$  и  $T_2$  соответствуют частице и поверхности образца; штрихованные один раз и два раза функции в интегралах (4) обозначают соответствующие действительные и мнимые компоненты;  $\hbar$  и  $k_B$  — постоянные Планка и Больцмана. Первый и третий члены (4) описывают консервативную часть Ван-дер-Ваальсовой силы, не зависящую от направления движения частицы (знака скорости  $V$ ). В частности, первый член представляет обычную силу притяжения Ван-дер-Ваальса (при  $T_1 = T_2 = 0$ ), а последний — ее динамическую поправку. Следующий член разложения по скорости будет содержать малый множитель вида  $V^3/z_0^7$  и потому опущен. Из (4) следует, что не зависящая от скорости составляющая силы отлична от нуля при любых температурах частицы и образца, в то время как диссипативная составляющая (сила трения), определяемая вторым членом (4), отлична от нуля только при  $T_1 \neq 0$  ( $T_2 \neq 0$ ) или  $T_1, T_2 \neq 0$ . Сравнивая эту часть с силой трения при параллельном к поверхности движении [7, 8], можно убедиться в том, что она в 2 раза больше. Таким образом, в отличие от работы [17], значительного различия трения при нормальном и параллельном движении наночастицы нет.

Действуя точно таким же образом, для скорости теплового нагрева (охлаждения) частицы из (2) получим [14]

$$\begin{aligned} \dot{Q} = & -\frac{\hbar}{\pi z_0^3} \int_0^\infty d\omega \omega \alpha''(\omega) \Delta''(\omega) \times \\ & \times \left[ \frac{1}{\exp(\hbar\omega/(k_B T_1)) - 1} - \frac{1}{\exp(\hbar\omega/(k_B T_2)) - 1} \right] - \\ & - \frac{3\hbar V}{4\pi z_0^4} \int_0^\infty d\omega \omega \alpha''(\omega) \frac{d\Delta'(\omega)}{d\omega} \coth\left(\frac{\omega\hbar}{2k_B T_1}\right) - \\ & - \frac{3\hbar V}{4\pi z_0^4} \int_0^\infty d\omega \Delta''(\omega) \frac{d}{d\omega} (\omega \alpha'(\omega)) \coth\left(\frac{\omega\hbar}{2k_B T_2}\right) - \\ & - \frac{3\hbar V^2}{4\pi z_0^5} \int_0^\infty d\omega \left\{ \begin{aligned} & \coth\left(\frac{\omega\hbar}{2k_B T_1}\right) \omega \alpha''(\omega) \frac{d^2\Delta''}{d\omega^2} - \\ & - \coth\left(\frac{\omega\hbar}{2k_B T_2}\right) \Delta''(\omega) \frac{d^2(\omega \alpha'(\omega))}{d\omega^2} \end{aligned} \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Формула (5) отличается от аналогичной при параллельном движении [7, 8] в двух аспектах. Принципиально новым является наличие линейных по скорости членов, которые оказываются доминирующими при  $T_1 = T_2$ . Другой связан со значением числового коэффициента перед квадратичным по скорости слагаемым: он также вдвое больше, чем при параллельном движении частицы.

Представляет интерес сравнить между собой различные слагаемые (5). В качестве примера рассмотрим металлическую сферическую частицу радиуса  $R$  с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon(\omega)$  над металлической поверхностью с такой же диэлектрической проницаемостью. Для поляризуемости частицы используем классическое выражение

$$\alpha(\omega) = R^3 \frac{\epsilon(\omega) - 1}{\epsilon(\omega) + 2}. \quad (6)$$

Предполагая малое различие температур частицы и поверхности ( $T_1 = T$ ,  $T_2 = T + \Delta T$ ,  $\Delta T/T \ll 1$ ), из (5) получим

$$\begin{aligned} \dot{Q} = & \frac{\pi}{10} \left( \frac{\omega_w}{\sigma} \right)^3 \left( \frac{R}{z_0} \right)^3 k_B \sigma \Delta T - \\ & - 5,2 \hbar \omega_p \left( \frac{R}{z_0} \right)^3 \frac{V}{z_0} J(\omega_p \tau) + \frac{3}{16\pi} \left( \frac{\omega_w}{\sigma} \right)^2 \left( \frac{R}{z_0} \right)^3 \frac{\hbar V^2}{z_0^2}, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\omega_w = k_B T / \hbar$  — частота Вина;  $\omega_p$  и  $\tau$  — плазменная частота и время релаксации электронов в модели Друде трехмерного образца;  $\sigma$  — низкочастотная проводимость ( $\sigma = \omega_p^2 \tau$ );  $J(x)$  — слабо зависящая от  $x$  функция. Для нормальных металлов  $\omega_p \tau \approx 100$  и  $J(x) \approx 30$ .

Рассмотрим первый и третий члены (7). При гармонических колебаниях зонда с частотой  $f$  и амплитудой  $A$  для скорости зонда имеем  $V \sim A f$ , поэтому отношение  $q$  указанных членов будет  $q \propto \left( \frac{\omega_w}{f} \right)^2 \frac{\Delta T}{T} \frac{z_0}{A} \gg 1$  даже при очень малых значениях  $\Delta T$ , поскольку  $\omega_w/f \sim 10^6 \div 10^9$  при  $T \neq 0$ . В частности, отметим, что последний член (7) в точности совпадает со скоростью диссипации механической энергии зонда в динамическом контакте  $P = F_x V$ , где сила трения  $F_x$  определяется вторым слагаемым (4). Следовательно, нагрев зонда, вызванный диссипацией механической энергии колебательного движения, практически всегда значительно меньше, чем нагрев, вызванный разностью температур (см. также [15]). Второй член (7) при усреднении по периоду движения зонда обращается в ноль, но его влияние на процесс теплообмена в целом требует специального рассмотре-

ния, поскольку соответствующий вклад в скорость нагрева не зависит от температуры. Осцилирующий тепловой поток должен вызывать температурные волны на поверхностях зонда и образца. В свою очередь, это будет влиять на диссипативные силы, и в итоге требуется самосогласованное решение задачи. В заключение заметим, что на взаимосвязь процессов демпфирования и теплообмена мы ранее обращали внимание в работе [15], в которой, в частности, для объяснения экспериментов [9] высказывалась идея о возможности термоиндукционного демпфирования механического движения нанозонда. Подобный эффект может возникать из-за "размягчения" атомарной структуры зонда вблизи апекса из-за радиационного теплового потока от нагретой поверхности (или, напротив, "размягчения" структуры контактного пятна на поверхности при потоке тепла в обратном направлении).

### Флуктуационно-электромагнитное взаимодействие с поверхностью, покрытой тонкой пленкой адсорбата

Наличие тонкой адсорбированной пленки может существенно изменить свойства ближнего электромагнитного поля, ответственного за флуктуационно-электромагнитные взаимодействия, поэтому этот вопрос также представляет значительный интерес для зондовой микроскопии. Предполагая, что пленка имеет толщину  $d$  и диэлектрическую проницаемость  $\epsilon_1(\omega)$ , а субстрат — диэлектрическую проницаемость  $\epsilon_2(\omega)$ , в работе [16] было показано, что, в отличие от взаимодействия частицы с чистой поверхностью субстрата, для вычисления флуктуационных сил и теплового потока в уравнениях (4) и (5) достаточно провести замену функции  $\Delta(\omega)$  на

$$D(\omega, k) = \frac{\Delta_1(\omega) - \Delta_2(\omega) \exp(-2kd)}{1 - \Delta_1(\omega) \Delta_2(\omega) \exp(-2kd)}; \quad (8)$$

$$\Delta_1(\omega) = \frac{\epsilon_1(\omega) - 1}{\epsilon_1(\omega) + 1}; \quad (9)$$

$$\Delta_2(\omega) = \frac{\epsilon_1(\omega) - \epsilon_2(\omega)}{\epsilon_1(\omega) + \epsilon_2(\omega)}. \quad (10)$$

Как нетрудно видеть, функция  $D(\omega, k)$  удовлетворяет очевидным предельным соотношениям:  $D(\omega, k) \rightarrow \Delta_1(\omega)$  при  $\epsilon_1(\omega) \rightarrow \epsilon_2(\omega)$ ;  $D(\omega, k) \rightarrow \Delta_1(\omega)$  при  $d \rightarrow \infty$  и  $D(\omega, k) \rightarrow \Delta_2(\omega)$  при  $d \rightarrow 0$ .

После замены  $\Delta(\omega) \rightarrow D(\omega, k)$  все общие формулы для флуктуационных сил и тепловых потоков, полученные для "чистых" поверхностей [7, 8], останутся в силе. Принципиально новый момент связан с тем, что функция  $D(\omega, k)$  является нелоп-

кальной, поскольку зависит от волновых векторов электромагнитных мод.

Рассмотрим, например, движение малой частицы, параллельное поверхности. Тогда вязкая сила трения будет определяться выражением (знак минус в правой части соответствует торможению)

$$F_x = -\frac{3\hbar V}{2\pi} \int_0^\infty d\omega dk k^4 \exp(-2kz_0) f(\omega, k); \quad (11)$$

$$\begin{aligned} f(\omega, k) = & \coth \frac{\hbar\omega}{2k_B T_1} \alpha''(\omega) \frac{dD''(\omega, k)}{d\omega} + \\ & + \coth \frac{\hbar\omega}{2k_B T_2} D''(\omega, k) \frac{d\alpha''(\omega)}{d\omega}. \end{aligned} \quad (12)$$

С учетом (8)–(10) мнимая часть функции  $D(\omega, k)$  запишется в виде

$$\begin{aligned} D''(\omega, k) = & \\ = & \frac{\Delta_1''(1-a^2|\Delta_2|^2)-a\Delta_2''(1-|\Delta_1|^2)}{1+a^2|\Delta_1|^2|\Delta_2|^2-2a(\Delta_1'\Delta_2'-\Delta_1''\Delta_2'')}, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $a = \exp(-2kd)$ . Используя формулы (11)–(13), проанализируем взаимодействие металлической частицы с металлической пленкой на диэлектрической подложке и с диэлектрической пленкой на металлической подложке.

### Металлическая пленка

В микроволновой области спектра ( $\omega \leq k_B T/\hbar$ ), далеко от фононных резонансов,

$$\varepsilon_1(\omega) \approx 1 + 4\pi\sigma_0 i/\omega,$$

где  $\sigma_0$  — низкочастотная проводимость. Тогда будем иметь

$$4\pi\sigma_0/\omega \gg 1; \quad \Delta_2'(\omega) \approx 1; \quad \Delta_1'(\omega) \approx 0;$$

$$\Delta_1(\omega) \approx 1 + \frac{\omega}{2\pi\sigma_0} i,$$

а формула (13) приводится к виду

$$D''(\omega, k) \approx \frac{\omega}{2\pi\sigma_0} \frac{1 + \exp(-2kd)}{1 - \exp(-2kd)}. \quad (14)$$

Подставляя (14) в (11), получим, что при  $z_0/d \gg 1$  сила трения становится в  $z_0/d$  раз больше по сравнению со случаем чистой поверхности. Фактически изменяется показатель степени в зависимости силы от расстояния ( $1/z^4$  вместо  $1/z^5$  для малой сферической частицы). Однако в случае осциллирующего движения зонда по нормали к поверхности траектория охватывает широкий диапазон расстояний, поэтому результирующий эффект будет менее заметным. При  $z_0/d \leq 1$  влияние пленки практически исчезает. Отметим также отсутствие

зависимости от материальных свойств диэлектрической подложки.

### Диэлектрическая пленка

В случае диэлектрической пленки на металлической подложке возможна ситуация, когда знаменатель в (13) мал. Соответствующее резонансное условие имеет вид

$$1 + \exp(-2kd) \Delta_1'(\omega) = 0; \quad \Delta_1'(\omega) < 0.$$

Полученное уравнение определяет дисперсионные зависимости резонансных поверхностных мод фонон-поляритонного типа. Например, для диэлектрической функции, характеризующей ионный диэлектрик вида [18]

$$\varepsilon_a(\omega) = \varepsilon_\infty \left( 1 + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \right) = \varepsilon_\infty + \frac{\omega_T^2(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}.$$

где  $\varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_\infty$ ,  $\omega_L$ ,  $\omega_T$  — статические и оптические диэлектрическая проницаемости, а также частоты продольных и поперечных фононов,  $\gamma$  — обратное время затухания фононов, условие резонанса приводит к двум ветвям поверхностных фонон-поляритонов [16].

В качестве численного примера сравним взаимодействие металлической наночастицы с чистой металлической поверхностью и с поверхностью, покрытой диэлектрической пленкой карбида кремния с толщиной  $d$ . Для определенности рассмотрим случай одинаковых температур частицы и поверхности. Материальные параметры SiC возьмем из работы [18]. В первом из указанных случаев выражение для силы трения получается непосредственно из второго слагаемого (4) с вдвое меньшим числовым коэффициентом:

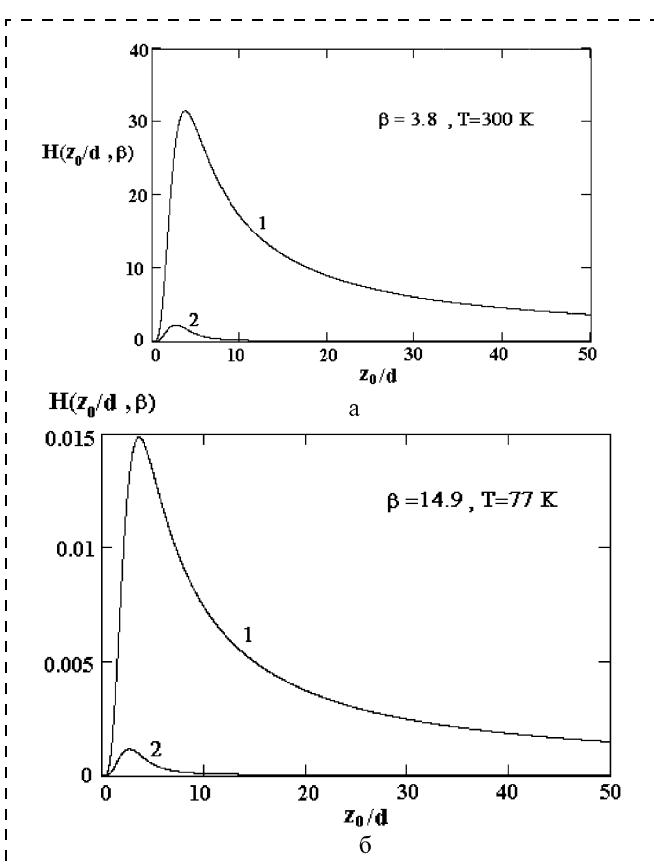
$$F_x = -\frac{9}{32\pi} \frac{\hbar VR^3}{z_0^5} \left( \frac{k_B T}{\hbar\sigma_0} \right)^2. \quad (15)$$

В случае поверхности металла, покрытой пленкой, сила  $F_x$  рассчитывается численно, а ее отношение к (15) можно представить в виде [16]

$$\begin{aligned} H(\alpha, \beta) = & \frac{\sigma_0}{\omega_w} Y(\alpha, \beta); \quad \alpha = z_0/d; \quad \beta = \omega_T/\omega_w; \\ \omega_w = & k_B T/\hbar; \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} Y(\alpha, \beta) = & \beta^2 \int_0^\infty dy y^4 \sinh(y/\alpha) \exp(-y) f(y/(2\alpha)) \times \\ & \times \frac{\exp(\beta y/(2\alpha))}{(\exp(\beta y/(2\alpha)) - 1)^2}. \end{aligned} \quad (17)$$

На рис. 1 показана полученная из (16), (17) зависимость  $H(\alpha, \beta)$  при  $T = 300$  и  $77$  К. Линии 1, 2 соответствуют двум резонансным поверхностным модам. Из рис. 1, *a* следует, что наличие пленки может увеличить силу трения на 1–2 порядка величины (при комнатной температуре), причем максимальное увеличение соответствует  $z_0/d = 3/4$ . При понижении температуры наличие пленки, напротив, резко уменьшает силу трения (на 3–4 порядка величины). Это обусловлено обрезающим экспоненциальным фактором в подынтегральном выражении (17) и большим значением параметра  $\beta$  ( $\beta = 14,9$  при  $T = 77$  К). Для диэлектрических пленок с меньшей фононной частотой  $\omega_T$  (например, ZnS) температурное ослабление взаимодействия будет не таким значительным. Таким образом, в данном случае присутствие пленки может как увеличивать, так и уменьшать силу трения в зависимости от температуры. Качественно то же самое можно сказать и в отношении радиационного теплового потока между наночастицей и поверхностью, обусловленного модами ближнего поля.



**Рис. 1.** Отношение сил трения между наночастицей золота и поверхностью золота, покрытой (и без покрытия) тонкой пленкой SiC с толщиной  $d$ , при *a* —  $T = 300$  К, *б* —  $T = 77$  К. Линии 1, 2 соответствуют двум различным резонансным поверхностным модам [16]

### Кинетика теплообмена в динамической нормальной моде сканирующего зондового микроскопа

Рассмотрим теперь кинетику теплообмена в системе зонд—поверхность в динамической нормальной моде атомно-силового микроскопа, предполагая наличие малого различия температур зонда и поверхности  $\Delta T$ . Будем считать, что зонд совершает осциллирующее движение по гармоническому закону  $z = A \sin(2\pi ft)$ , где  $A, f$  — амплитуда и частота колебаний. В соответствии с результатами, полученными выше, при усреднении потока теплоты по периоду движения зонда (без учета квадратичного по скорости члена, малого при  $\Delta T \neq 0$ ) тепловой поток на зонд можно записать в виде  $\langle \dot{Q} \rangle = -\alpha \Delta T$ . При экспериментальных условиях [9] коэффициент  $\alpha$  может составлять  $10^{-8}$ — $10^{-9}$  Вт/К [15]. Тогда тепловое сопротивление контакта, по определению, будет равно  $R_T = 1/\alpha = 10^8$ — $10^9$  К/Вт. Для сравнения заметим, что в режиме жесткого атомного контакта зонда с поверхностью при радиусе контактного пятна  $r = 5$  нм контактное тепловое сопротивление в соответствии с законом Фурье будет равно  $R_{\text{cont}} = \frac{4\Delta z}{\pi r^2 k}$ , где  $k$  — коэффициент теплопроводности, а  $\Delta z = 1$  К/ $\sqrt{T}$ . Для контакта кремний—кремний (при  $T = 300$  К,  $k = 150$  Вт/(м·К) [19]) получим  $R_{\text{cont}} = 3,2 \cdot 10^{14} \Delta z$  К/Вт. При небольших вариациях температуры на поверхности образца, как правило,  $R_T \ll R_{\text{cont}}$ , поэтому радиационный теплообмен может протекать значительно быстрее, чем контактный.

Для дальнейшего важно оценить время  $\tau_1$  релаксации температуры вблизи апекса зонда и время  $\tau_2$  выравнивания температуры по высоте зонда. Для  $\tau_1$  имеем оценку  $\tau_1 = R_T C$ , где  $C$  — теплоемкость зонда, а для  $\tau_2$ , соответственно,  $\tau_2 = H^2/a^2$ , где  $H$  — высота зонда, а  $a^2$  — коэффициент температуропроводности. Для кремниевого зонда с типичными параметрами  $R = 20$  нм,  $H = 10$  мкм,  $a^2 = 10^{-4}$  м $^2$ /с, удельная теплоемкость  $C_p = 650$  Дж/(кг·К) (при  $T = 300$  К),  $\rho = 2300$  кг/м $^3$ ,  $R_T = 10^9$  К/Вт, учитывая, что  $C = \pi R H^2 C_p \rho$ , получим  $\tau_1 = 9$  мс и  $\tau_2 = 1$  мкс. В то же время типичный период механических колебаний в динамическом режиме равен  $1/f = 3$  мкс [9]. Эти оценки показывают, что замена осциллирующего теплового потока средним по периоду колебаний правомерна. Вместе с тем, хотя время  $\tau_2$  имеет один порядок с периодом механических колебаний, реальное время выравнивания температуры по высоте

те зонда должно быть гораздо больше, поскольку не учтен теплообмен с кантileвером, имеющим значительно большие массу и теплоемкость. Поэтому в данном случае можно ограничиться упрощенной постановкой задачи, рассматривая зонд как полубесконечный стержень, к концу которого подводится сосредоточенный тепловой поток, пропорциональный разности температур  $\Delta T$ . Уравнение теплопроводности для этого случая имеет вид [16]

$$\begin{cases} \frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}; \\ \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z \rightarrow 0} = h(T(0, t) - T_0 - \Delta T), \\ T(z, 0) = T_0, \quad 0 < t < \infty, \quad 0 < z < \infty, \end{cases} \quad (18)$$

где  $h$  — параметр теплообмена с поверхностью;  $T_0$  — начальная температура зонда. Общее решение уравнения (14) удобно записать следующим образом:

$$f(z, t) \equiv (T(z, t) - T_0)/\Delta T = \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2a\sqrt{t}}\right) - \exp(zh + a^2h^2t) \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2a\sqrt{t}} + ah\sqrt{t}\right), \quad (19)$$

где  $\operatorname{erfc}(x)$  — дополнительная функция ошибок. Из (19) следует, что кинетика нагрева зонда определяется безразмерными параметрами  $\beta = ah\sqrt{t}$  и  $\gamma = z/(2a\sqrt{t})$ . В точке апекса зонда ( $z = 0$ ) зависимость температуры от времени выражается более простой формулой

$$f(0, t) = 1 - \exp(\beta^2) \operatorname{erfc}(\beta). \quad (20)$$

Пусть  $d - A = z_0$  есть минимальное расстояние апекса зонда от поверхности. Поскольку радиационный тепловой поток быстро убывает при удалении от образца, то эффективную площадь нагреваемой поверхности зонда параболической формы можно оценить как

$$\Delta S = \pi \rho^2 = 2\pi R H_{\text{eff}}, \quad H_{\text{eff}} \approx 10z_0.$$

Тогда  $\Delta S \approx 20\pi R z_0$  и, соответственно,

$$h = \frac{\alpha}{a^2 C_p \rho \Delta S} \approx \frac{\alpha}{20\pi R z_0 a^2 C_p \rho}. \quad (21)$$

При принятых выше параметрах кремниевого зонда и  $z_0 = 1$  нм из (21) получим  $h = 5,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ .

На рис. 2 показана зависимость  $f(z, t)$  от времени в разных сечениях кремниевого зонда при кон-

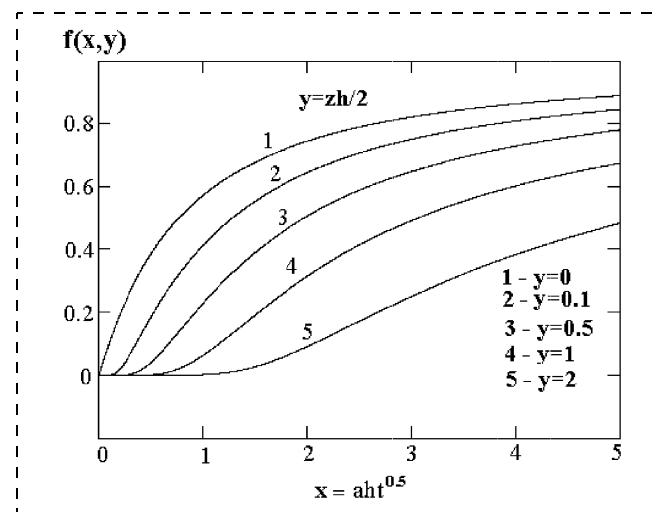


Рис. 2. Нормализованная зависимость распределения температуры по высоте кремниевого нанозонда при динамическом контакте с поверхностью кремния. Линии 1–5 соответствуют различным сечениям нанозонда при отсчете от апекса

такте с поверхностью кремния. Видно, что выравнивание температур зонда и поверхности происходит достаточно медленно, и даже при  $\beta = 2\div 5$  теплового равновесия еще нет, поэтому нагрев апекса зонда остается значительным в течение всего времени близкого динамического контакта (времени накопления сигнала в одной точке сканирования). В частности, например,  $f(2) = 0,75$  и, следовательно, мощность нагрева еще составляет 25 % от начальной, а соответствующее время нагрева равно  $t_0 = \beta^2/(a^2 h^2) = 1,4$  мс. Эта оценка подтверждает вывод о том, что время установления теплового равновесия значительно больше периода механических колебаний зонда (~3 мкс).

Поскольку время выравнивания температур в фиксированной точке сканирования зависит от  $h$  как  $t \sim h^{-2}$ , то при большей скорости теплообмена тепловое равновесие будет достигаться быстрее. По мере приближения к тепловому равновесию механизмы "термоиндуцированного" демпфирования будут становиться менее эффективными, поэтому добротность осциллятора СЗМ должна возрастать. Следовательно, кинетика установления теплового равновесия может контролироваться по временному увеличению добротности осциллятора, находящегося в динамическом контакте с поверхностью.

## Выводы

Показано, что при осциллирующем движении нанозонда по нормали к поверхности образца сила "Ван-дер-Ваальсова трения" вдвое больше, чем при параллельном движении, а скорость теплового нагрева нанозонда ближними модами электромагнитного поля, наряду с не зависящим (от скорости)

и квадратичным по скорости вкладами, содержит также осциллирующий тепловой поток, пропорциональный скорости движения зонда; соответствующий вклад слабо зависит от температуры и доминирует в изотермических условиях.

Наличие диэлектрической пленки адсорбированного вещества на поверхности металлического образца может увеличивать или уменьшать силу "Ван-дер-Ваальсова трения" на несколько порядков величины в зависимости от температуры.

В модели полубесконечного однородного стержня рассмотрена задача об установлении теплового равновесия между нанозондом, осциллирующим по нормали к поверхности в бесконтактном режиме, и поверхностью образца. Для контакта типа кремний—кремний время выравнивания температур составляет несколько миллисекунд. Обсуждается эффект термоиндукционного демпфирования нанозонда потоком тепла от поверхности.

#### Список литературы

1. Dzyaloshinskii I. E., Lifshitz E. M., Pitaevskii L. P. // Adv. Phys. 1961. V. 10. P. 165.
2. Pendry J. B. // J. Phys.: Condens. Matter. 1997. V. 9. P. 10301.
3. Volokitin A. I., Persson B. N. J. // J. Phys.: Condens. Matter. 1999. V. 11. P. 345.
4. Pendry J. B. // J. Phys.: Condens. Matter. 1999. V. 11. P. 6621.
5. Mulet J. P., Joulin K., Carminati R., and Greffet J. J. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. P. 2931.
6. Volokitin A. I., Persson B. N. J. // Phys. Rev. 2001. V. B63. Article N 205404.
7. Дедков Г. В., Кясов А. А. // ФТТ. 2002. Т. 44/10. С. 1729.
8. Dedkov G. V., Kyasov A. A. // Phys. Low. — Dim. Struct. 2003. V. 1—2. P. 1.
9. Gotsmann B., Fuchs H. / Phys. Rev. Lett. 2001. V. 85. P. 375.
10. Stipe B. C., Mamin H. J., Stowe T. D., Kenny T. W. and Rugar D. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. Article N 096801.
11. Majumdar A. // Annu. Rev. Sci. 1999. V. 29. P. 505.
12. Pohl D. W., Denk W. and Lanz M. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 44. P. 651.
13. Volokitin A. I., Persson B. N. J. // Phys. Rev. 2003. V. B68. Article N 155420.
14. Дедков Г. В., Кясов А. А. // Письма ЖТФ. 2004. Т. 30/13. С. 65.
15. Дедков Г. В., Дедкова Е. Г. // Письма ЖТФ. 2004. Т. 30/6. С. 52.
16. Дедков Г. В. // Письма ЖТФ. 2004. Т. 30/16. С. 65.
17. Volokitin A. I., Persson B. N. J. // Phys. Rev. 2004. V. B69. Article N 045417.
18. Palik E. W. Handbook of Optical Constants of Solids (Academic, San Diego, CA, 1985).
19. Физические величины: Справочник / Под. ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.

УДК 621.383

**М. Я. Валах**, д-р физ.-мат. наук,  
**В. Н. Джаган**, канд. физ.-мат. наук,  
**З. Ф. Красильник\***, д-р физ.-мат. наук,  
**О. С. Литвин**, канд. физ.-мат. наук,  
**Д. Н. Лобанов\***,  
**А. В. Новиков\***, канд. физ.-мат. наук,  
**В. А. Юхимчук**, канд. физ.-мат. наук,  
Институт физики полупроводников  
им. В. Е. Лашкарева НАН Украины,  
\*Институт физики микроструктур РАН,  
Нижний Новгород, Россия

## ОСОБЕННОСТИ РОСТА САМОИНДУЦИРОВАННЫХ SiGe НАНООСТРОВКОВ НА SiGe БУФЕРЕ

С помощью атомной силовой микроскопии и комбинированного рассеяния света проведено исследование самоиндущиванных островков SiGe, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на буферных слоях Si и  $Si_{0,9}Ge_{0,1}$ . Установлено влияние буферного слоя  $Si_{0,9}Ge_{0,1}$  на морфологию и структурные параметрыnanoостровков. Определены компонентный состав, значения упругой деформации и степени релаксации напряжений за счет геометрического фактора в островках, сформированных на буферных слоях Si и  $Si_{0,9}Ge_{0,1}$ .

#### Введение

На сегодняшний день кремниевая технология является основой полупроводниковой электроники. Однако непрямозонный характер электронной структуры Si и Ge ограничивает их использование в качестве светоизлучающих устройств как в видимой, так и в ИК областях спектра. Известно, что уменьшение размеров полупроводниковых структур до значений, соизмеримых с длиной волны де Бройля электрона в кристаллах, приводит к изменению их основной фундаментальной характеристики — энергетического спектра. Это открывает возможность "конструирования" параметров nanoструктур, и прежде всего, энергетического спектра носителей заряда и фононов. Создание сверхрешеток, квантовых нитей и точек на основе непрямозонных Si и Ge принципиально расширяет возможности использования этих классических полупроводников в nano- и оптоэлектронике.

Эффективным методом формирования nanoструктур является использование самоиндущиванного роста островков в напряженных гетероструктурах согласно механизма Странского — Крастanova. Его физическая суть состоит в уменьшении упругой энергии системы при переходе от двумерного планарного к трехмерному островковому росту (так называемый 2D—3D переход). Как показа-

ли расчеты [1], несмотря на увеличение поверхностной энергии пленки при формировании наноостровков, полная энергия системы наноостровки — смачивающий слой уменьшается за счет релаксации механических напряжений в островках. Эта релаксация является следствием ослабления сжимающего действия подложки на островки, в сравнении с планарным слоем Ge. Благодаря трехмерности, постоянная решетки островков постепенно релаксирует с высотой, увеличиваясь стремится к значению, характерному для недеформированного Ge.

Как показали исследования [2—4], размеры, форма и поверхностная плотность наноостровков зависят от температуры молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), номинальной толщины осажденного Ge и скорости его осаждения. Варьируя эти параметры можно формировать ансамбль островков с необходимыми характеристиками. Для создания эффективных излучателей в ИК области и СВЧ транзисторов необходимо получить наноостровки, имеющие одинаковую форму и минимальный разброс по размерам. При этом размеры островков должны быть достаточно малыми (несколько нанометров, хотя бы в одном из направлений), чтобы для них проявлялось пространственное ограничение волновых функций электронов и дырок. Кроме того, поверхностная плотность островков должна быть максимально высокой.

Известно, что уменьшение размеров островков достигается снижением температуры эпитаксии [2]. В частности, при изменении температуры МЛЭ от 750 до 600 °C, при осаждении 9 МС (монослоев) Ge, средняя высота островков уменьшается от 30 до 7 нм, а поверхностная плотность островков увеличивается с  $5 \cdot 10^7$  до  $5 \cdot 10^9$  см $^{-2}$ . Однако общая площадь подложки, которую покрывают островки, при этом существенно не изменяется. Чтобы повлиять на этот параметр структур, необходимо изменить начальные условия зарождения островков. Для этого используют сурфактанты, которые модифицируют поверхностные характеристики структуры [5], или используют подложки с некоторой разориентацией от направления (100) [6]. Другой возможный путь — это использование в качестве подложек напряженных или отрелаксированных слоев  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  [7].

Целью данной работы было исследование влияния предварительно выращенных буферных слоев  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  на морфологию и параметры сформированных на них наноостровков. В качестве метода исследования были использованы спектроскопия комбинационного рассеивания света (КРС) и атомная силовая микроскопия (АСМ).

## Методика эксперимента

Наноструктуры, исследованные в данной работе, были сформированы при температуре 700 °C в процессе МЛЭ Ge на Si (001) подложках с предварительно выращенным на них буферным Si или  $\text{Si}_{0.9}\text{Ge}_{0.1}$  слоем, толщиной 200 и 10 нм соответственно. Номинальная толщина осажденного Ge в разных образцах варьировалась от 4 до 13 МС.

Спектры КРС регистрировались при комнатной температуре на дифракционном спектрометре ДФС-24. Для возбуждения спектров использовалось излучение  $\text{Ar}^+$ -лазера с длиной волны 487,9 нм. Сигнал регистрировался охлажденным фотоэлектронным умножителем, работающим в режиме счета фотонов. Геометрия эксперимента — "на отражение". Для более точного определения частотного положения полос КРС использовались известные значения частот плазменных линий  $\text{Ar}^+$ -лазера.

Морфология поверхности структур с наноостровками исследовалась на ACM NanoScope IIIa фирмы *Digital Instruments* в режиме периодического контакта (*Tapping Mode*). Перед началом и после измерений проводились тестирования зондов для контроля формы острия. Для исследования наноструктур использовались высокосимметричные зонды с радиусом сечения не более 6 нм на расстоянии 10 нм от начала острия. Это позволило пренебречь эффектом свертки формы зонда и исследуемой поверхности при анализе формы и размеров наноостровков.

## Результаты и обсуждения

На рис. 1 и рис. 2 (см. четвертую сторону обложки) приведены ACM-изображения наноост-

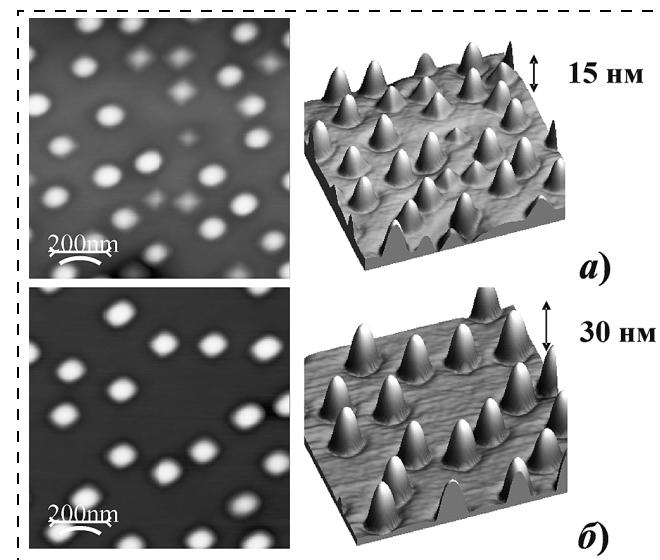


Рис. 1. ACM-изображение (вид сверху и объемный) самоиндукционных наноостровков, выращенных при температуре 700 °C осаждением Ge с номинальной толщиной 9 МС (а) и 11 МС (б) на буферные слои Si

ровков, сформированных при температуре 700 °C осаждением германия на буферные слои Si и  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  соответственно. Сравнение параметров островков, сформированных при осаждении 9 МС Ge на Si (рис. 1, а) и 8 МС Ge на  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  (рис. 2, б) буферные слои, показывает, что при достаточно близкой в обоих случаях поверхностной плотности островков ( $\sim 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ ) (табл. 1), только в образце с  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$ -буфером островки занимают почти всю свободную поверхность. Бимодальное распределение островков за формой наблюдается в обоих случаях, однако на  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$ -буфере соотношение пирамид к куполам (п/к = 4/1) значительно преобладает над соответствующим соотношением в случае кремниевого буфера (п/к = 3/5).

Существенное отличие в морфологии островков, сформированных на слоях Si и на слоях  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  может быть объяснено влиянием нескольких факторов. Во-первых, это влияние на формирование островков накопленных в буферном слое  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  механических напряжений. Во-вторых, это отличие значений поверхностной энергии буферных слоев Si и  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$ . И последнее, это более значительная шероховатость поверхности буферного слоя  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$ . Первые два фактора взаимосвязаны, поскольку поверхностная энергия слоя  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  имеет также и составляющую, зависящую от напряжений, а последний фактор влияет на диффузию атомов по поверхности смачивающего слоя.

Известно, что для слоя  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$ , выращенного на подложке из Si, пластическая релаксация начинается при толщине 50 нм [8]. Поэтому в нашем случае 10-нанометровый слой  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$ , псевдоморфно выращенный на кремниевой подложке является полностью напряженным и имеет постоянную решетку (в плоскости роста), совпадающую с постоянной решеткой объемного ненапряженного кремния. При осаждении германия в процессе МЛЭ на такой напряженный слой  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  суммарная упругая энергия системы возрастает. Потому следует ожидать, что в этом случае 2D—3D переход должен происходить при меньшей номинальной толщине осажденного слоя Ge. Этот эффект действительно проявляется в *in situ* исследованиях дифракции быстрых электронов при формирова-

нии островков на буферном слое  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  [9]. При этом с увеличением содержания германия в буферном слое SiGe толщина эпилоя Ge, при котором происходит 2D—3D переход, уменьшается, а в связи с этим растет доля осажденного Ge, идущего на формирование островков.

Анализ полученных нами АСМ-изображений показал, что общий объем островков для всех образцов намного превышает номинальный объем осажденного германия. Этот факт является закономерным, поскольку ранее нами было показано [2, 4], что при температуре эпитаксии 700 °C содержание Si в островках составляет более 40 % и причиной такого значительного компонентного перемешивания является интенсивная диффузия кремния из буфера. Поскольку максимальный градиент напряжений реализуется по периметру островков на их границе со смачивающим слоем [10], то именно из этой области подложки идет максимальный диффузионный поток. При этом сначала диффундируют атомы из смачивающего слоя, а затем из Si или  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  буферного слоя. Подтверждением этого факта являются углубления (см. рис. 1 и рис. 2), которые разделяют уже сформированные островки и проникают на 2–3 нм в буферные слои Si и  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$ .

Поскольку 2D—3D переход на буфере из  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  по сравнению с буфером из Si происходит при меньшей толщине осажденного Ge, то толщина смачивающего слоя в первом случае меньше. Это, в свою очередь, приводит к тому, что удаление атомов смачивающего слоя и начало диффузии атомов кремния из буфера в первом случае начинается раньше. Увеличение содержания кремния в островках именно на начальных этапах их формирования влияет на последующий рост. Как было установлено нами ранее [2], при осаждении 4,2 МС Ge на Si формируются островки только пирамидальной формы. Последующее увеличение количества осажденного Ge приводит к постепенному увеличению размеров пирамид и при достижении ими определенного критического объема  $V_{kp}$ , при котором их химический потенциал становится большим, чем у куполов, начинается их трансформация в купола [11].

Таблица 1

## Параметры SiGe наноостровков, полученные с помощью АСМ исследований

Число монослоев Ge	Буферный слой	Поверхностная плотность, $\text{cm}^{-2}$	Отношение числа пирамид к куполов, (п/к)	Средняя высота пирамид, нм	Средняя высота куполов, нм
4,2	$\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$	$3,1 \cdot 10^9$	Только пирамиды 4/1	10	—
8	$\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$	$3,3 \cdot 10^9$	—	16	20
13	$\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$	$2,6 \cdot 10^9$	Только купола 3/5	—	30
9	Si	$2,5 \cdot 10^9$	—	10	16
11	Si	$2,1 \cdot 10^9$	Только купола	—	28

При осаждении Ge на буферный слой из  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  увеличение содержания Si в пирамидах на начальном этапе роста (в сравнении с буфером из Si) уменьшает их упругую и, соответственно, полную энергию, что позволяет сохранять им пирамидальную форму до значительно большего объема. То есть растет критический объем  $V_{\text{кр}}$  перехода пирамида — купол. Аналогичный эффект влияния повышенного содержания кремния в наноостровках наблюдался нами и на кремниевой подложке при повышении температуры эпитаксии до 750 °C [2]. При этой температуре за счет более значительного перемешивания SiGe критический объем возрастал по сравнению с  $V_{\text{кр}}$  для пирамид, сформированных при температурах 700 и 600 °C, и в результате они достигали значительно больших объемов, не трансформируясь в купола. Увеличение критического объема приводит к росту относительного числа пирамид, что имеет место и для образцов, исследованных в данной работе (табл. 1).

Что касается более высокой поверхностной плотности островков (табл. 1), сформированных на буфере из  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  по сравнению с буфером из Si, то этот факт может быть обусловлен более значительной шероховатостью поверхности буфера из  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$ . Как показано в работе [12], при выращивании псевдоморфных полностью напряженных слоев  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  на кремниевой подложке, шероховатость поверхности  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  растет при увеличении содержания Ge в слое  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ . В нашем случае после осаждения германия толщиной 2–3 монолитов на напряженный слой  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  шероховатость поверхности структуры еще больше возрастает, поскольку увеличиваются напряжения в поверхностном слое Ge. При росте шероховатости поверхности уменьшается радиус участка смачивающего слоя, из которого собираются атомы на формирование островков в процессе поверхностной диффузии. В результате этого увеличивается поверхностная плотность островков.

На рис. 3 приведены спектры КРС наноостровков SiGe, сформированных на буферных слоях Si и  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  при осаждении разной номинальной толщины Ge. Необходимо отметить, что для обеспечения одинакового количества Ge, идущего на формирование островков, на буферных слоях Si и  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  было осаждено 9 и 8 мкм Ge, соответственно. Эта разница в толщине определялась тем, что на буфере из  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  2D–3D переход происходит при меньшей на один монолит толщине осажденного Ge, чем на буфере из Si [9]<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Вследствие различия в объеме сформированных при этом наноостровков, результирующий их компонентный состав, как видно из табл. 2, будет разным.

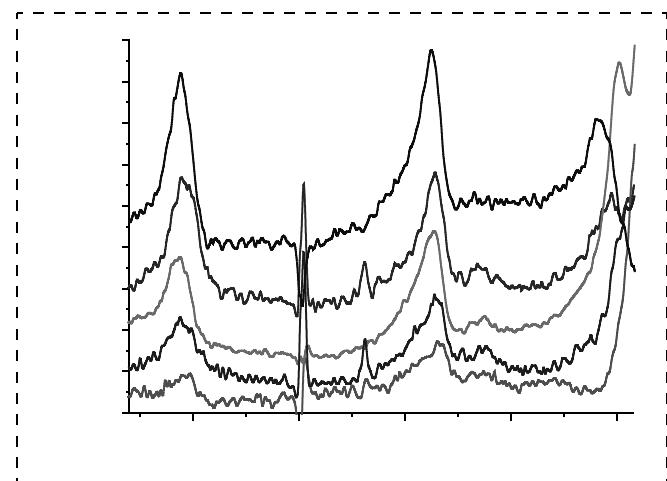


Рис. 3. Спектры КРС образцов с наноостровками, сформированными при температуре 700 °C осаждением Ge с номинальной толщиной 4,2 мкм (кривая 1), 8 мкм (кривая 2), 13 мкм (кривая 3) на  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  и 9 мкм (кривая 4), 11 мкм (кривая 5) на Si буферные слои. Звездочками обозначены плазменные линии  $\text{Ar}^+$ -лазера

Для правильной интерпретации экспериментальных спектров из них вычитался спектр кремниевой подложки или слоя  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$ . Как показано в работах [2, 13], вклад в спектр КРС тонкого смачивающего слоя Ge незначительный и им можно пренебречь. Эффект компонентного перемешивания SiGe проявляется в спектре КРС наличием полос, отвечающих колебаниям в островках как Ge—Ge, так и Si—Ge и Si—Si. Известно, что частота каждой моды твердого раствора SiGe зависит от компонентного состава островка и значения упругой деформации согласно формул [14, 15]:

$$\omega_{\text{SiSi}} = 520,5 - 62x - 815\varepsilon; \quad (1)$$

$$\omega_{\text{GeSi}} = 387 + 81(1-x) - 78(1-x)^2 - 575\varepsilon; \quad (2)$$

$$\omega_{\text{GeGe}} = 282,5 + 16x - 385\varepsilon. \quad (3)$$

В результате решения системы уравнений (1–3) были получены значения компонентного состава и упругой деформации для островков, сформированных на разных буферах (табл. 2). Из таблицы видно, что с увеличением номинальной толщины осажденного германия на буфере из  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$ , содержание Ge в островках уменьшается. Значительное количество кремния в островках обусловлено, в первую очередь, интенсивной диффузией атомов Si из буфера. При увеличении количества осаждаемого Ge увеличивается время, на протяжении которого происходит диффузия атомов Si из буферного слоя. Однако интенсивность диффузии, которая обусловлена неоднородными напряжениями в островках и вокруг них уменьшается в меру уменьшения значений самих напряжений и градиента концентрации Si. В связи с этим не существует ли-

Таблица 2

## Параметры SiGe наноструктур, определенные из спектров КРС

Температура выращивания, °C	Число монослоев Ge	Буферный слой	Упругая деформация $\varepsilon_{//}$	Содержание Ge в островках $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$	Степень релаксации напряжений $\delta$ , %
700	4,2	$\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$	$-0,015 \pm 0,001$	$0,54 \pm 0,03$	30
700	8	$\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$	$-0,013 \pm 0,0008$	$0,47 \pm 0,02$	35
700	13	$\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$	$-0,009 \pm 0,0005$	$0,39 \pm 0,02$	40
700	9	Si	$-0,011 \pm 0,0005$	$0,52 \pm 0,02$	40
700	11	Si	$-0,008 \pm 0,0005$	$0,52 \pm 0,02$	60

нейной зависимости между временем осаждения Ge и содержанием Si в островках.

Что касается упругих деформаций в островках, сформированных на буферах из  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  при осаждении разной номинальной толщины Ge, то они зависят как от компонентного состава, так и от формы сформировавшихся островков.

Оценим вклад в релаксацию островков каждого из факторов. Для куполообразных островков, сформированных на буфере  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  осаждением 13 МС Ge, значения упругой деформации и компонентного состава, определенные из спектров КРС будут  $\varepsilon_{\text{exp}} = -0,009$  и  $x = 0,39$ , соответственно. Если рассмотреть полностью напряженный слой  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  на Si с таким же значением  $x$ , то упругая деформация в нем будет  $\varepsilon_x = (a_{\text{Si}} - a_{\text{SiGe}})/a_{\text{Si}} = -0,015$ , где  $a_{\text{Si}}$ ,  $a_{\text{SiGe}}$  — постоянная решетки слоев Si и SiGe, соответственно. Поскольку островки при таких размерах еще не содержат дислокаций [16], то дополнительная релаксация у них имеет исключительно упругий характер и происходит за счет увеличения постоянной решетки с высотой, т. е. за счет геометрического фактора. Введем величину, характеризующую степень релаксации напряжений в островках, обусловленную их трехмерностью:  $\delta = (\varepsilon_x - \varepsilon_{\text{exp}})/\varepsilon_x$ , где  $\varepsilon_{\text{exp}}$  — значение упругой деформации, найденное из экспериментальных спектров КРС;  $\varepsilon_x$  — значение упругой деформации для полностью напряженного слоя  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ , выращенного на кремниевой подложке. Степень релаксации напряжений  $\delta$ , обусловленная геометрическим фактором для островков, сформированных осаждением различных толщин Ge приведены в табл. 2.

Если сравнить степень релаксации напряжений в островках, сформированных на буфере из  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  при осаждении 4,2 МС Ge и 13 МС Ge (см. табл. 2), то видно, что во втором случае островки более отрелаксированы за счет своей формы. Действительно, при осаждении 13 МС Ge на буфер из  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$ , формируются только куполообразные островки, имеющие большее отношение высоты к латеральным размерам (1/6) по сравнению с пирамидами (1/10), что в большей мере позволяет решетке в куполах приобретать свое есте-

ственное недеформированное значение. При осаждении 8 МС Ge средняя степень релаксации напряжений в ансамбле островков имеет промежуточное значение. Это обусловлено тем, что в этом случае уже формируются как пирамиды, так и купола.

Сравнивая степень релаксации напряжений в сформированных островках на кремниевом и  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  буферных слоях (см. табл. 2), можно сделать вывод, что в первом случае степень релаксации более значительная. Это объясняется тем, что большинство островков, сформированных на кремниевом буфере имеют куполообразную форму и, кроме того, их размеры в 2 раза меньше, чем у куполов, сформированных осаждением 13 МС Ge на буфер из  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$ . В больших по размерам островках уменьшается относительное число атомов, которые находятся на их поверхности и в приповерхностных слоях, что снижает возможность релаксации при тех же отношениях высоты к латеральному размеру. Эта тенденция еще больше проявляется для островков, сформированных на кремниевом буфере при осаждении 11 МС Ge. В этом случае степень релаксации напряжений за счет геометрического фактора достигает 60 %.

Таким образом, релаксация напряжений в островках определяется как содержанием в них кремния, так и геометрическим фактором.

## Выводы

В данной работе показано, что выращивание самоиндированных островков SiGe на буферном слое  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  приводит к значительному отличию морфологии по сравнению с кремниевым буфером: увеличивается поверхностная плотность островков и их размеры. Установлено, что при выращивании островков на буфере из  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$  увеличивается критический объем, при котором начинается трансформация пирамидальных островков в куполообразные. Этот результат объяснен увеличением содержания Si в островках на начальном этапе их формирования. Определены значения компонентного состава и упругой деформации в островках, сформированных на буферах из Si и  $\text{Si}_{0,9}\text{Ge}_{0,1}$ ,

оценена степень релаксации напряжений в островках за счет геометрического фактора. Установлено, что наибольшая степень релаксации напряжений присуща минимальным по размерам куполообразным островкам.

### Список литературы

1. Shchukin V. A., Ledentsov N. N., Kop'ev P. S., Bimberg D. Spontaneous ordering of arrays of coherent strained islands // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 75. P. 2968—2971.
2. Krasil'nik Z. F., Lytvyn P. M., Lobanov D. N., Mestres N., Novikov A. V., Pascual J., Valakh M. Ya., Yukhymchuk V. A. Microscopic and optical investigation of Ge nanoislands on Si substrate // Nanotechnology. 2002. Vol. 13. P. 81—88.
3. Capellini G., De Seta M., Evangelisti F. Ge/Si (100) islands: Growth dynamics versus growth rate // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 93. P. 291—294.
4. Yaremko A. M., Yukhymchuk V. O., Valakh M. Ya., Pascual J., Novikov A. V., Mozdor E. V., Mestres N., Lytvyn P. M., Krasilnik Z. F., Klad'ko V. P., Dzhagan V. M. Theoretical and experimental investigations of single- and multilayer structures with SiGe nanoislands // Materials Science & Engineering C. 2003. Vol. 23. P. 1027—1031.
5. Portavoce A., Kammler M., Hull R., Reuter M. C., Copel M., Ross F. M. Growth kinetics of Ge islands during Ga-surfactant-mediated ultrahigh vacuum chemical vapor deposition on Si (001) // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 70. P. 195—306.
6. Abdallah M., Berbezier I., Dawson P., Serpentini M., Bremond G., Joyce B. Self organization of Ge dots on Si substrates: influence of misorientation // TSF. 1998. Vol. 336. P. 256—261.
7. Huang C. J., Li D. Z., Yu Z., Cheng B. W., Yu J. Z., Wang Q. M. Atomic-force-microscopy investigation of the forma-
- tion and evolution of Ge islands on  $Ge_xSi_{1-x}$  strained layers // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 77. P. 391—393.
8. Болховитняков Ю. Б., Пчеляков О. П., Соколов Л. В., Чикичев С. И. Искусственные подложки SiGe для гетеропитаксии — достижения и проблемы // ФТП. 2003. Vol. 37. С. 513—525.
9. Востоков Н. В., Дроздов Ю. Н., Красильник З. Ф., Лобанов Д. Н. и др. Влияние предосаждения  $Si_{1-x}Ge_x$  слоя на рост SiGe/Si самоорганизующихсяnanoостровков // ФТП. 2005. Vol. 47. С. 29—32.
10. Denker U., Schmidt O. G., Philipp N. Y. J., Eberl K. Trench formation around and between self-assembled Ge islands on Si // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 78. P. 3723—3725.
11. Ross F. M., Tersoff J., Tromp R. M. Coarsening of self-assembled Ge quantum dots on Si (001) // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80. P. 984—987.
12. Brunner K. Si/Ge nanostructures // Rep. Prog. Phys. 2002. Vol. 65. P. 27—72.
13. Tan P. H., Brunner K., Bougeard P., Abstreiter G. Raman characterization of strain and composition in small sized self-assembled Si/Ge dots // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 68. P. 125—302.
14. Groenen J., Carles R., Christiansen S., Albrecht M., Dorsch W., Strunk H. P., Wawra H., Wagner G. Phonons as probes in self-organized SiGe islands // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 71. N 26. P. 3856—3858.
15. Валах М. Я., Гудименко О. Й., Джаган В. М., Клад'ко В. П. та ін. Вплив інтердифузії на компонентний склад та релаксацію механічних напружень в самоіндукованих SiGe наноостровіях // Металлофізика і новітні технології. 2004. Vol. 26. С. 741—751.
16. Eaglesham D. J., Cerullo M. Dislocation-free Stranski-Krastanow growth of Ge on Si (100) // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 64. P. 1943—1947.

УДК 538.913.538.915

П. А. Алексеев, д-р физ.-мат. наук, доц.,  
РНЦ "Курчатовский Институт"

## СИСТЕМЫ С СИЛЬНЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ КОРРЕЛЯЦИЯМИ: РЕНТГЕНОВСКАЯ И НЕЙТРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

*Обсуждаются возможности использования взаимодополняющих методик рентгеновской и нейтронной спектроскопии для исследования физической природы необычных свойств сильнокоррелированных электронных систем на основе редкоземельных элементов. Приводятся экспериментальные результаты и физические модели для типичных представителей соединений этого класса.*

### Введение

В современной литературе термин сильнокоррелированные электронные системы (СКЭС) используется для обозначения класса веществ, на свойства которых существенно влияет взаимодействие между локализованными

и делокализованными электронами. Таким образом, в СКЭС предполагается наличие двух типов электронных состояний: примесные (локализованные, *f*- или *d*-типа) и делокализованные (зонные, *s*-, *p*-типа). Эти состояния характеризуются (рис. 1, см. вторую сторону обложки):

- кулоновской корреляционной (хаббардовской) энергией примесных электронов  $U_{f\uparrow f\downarrow} = E_{f^n} - E_{f^{n-1}}$  на одном центре;
- гибридизационным перемешиванием состояний электронов проводимости и локализованных электронов с параметром смешивания *V*.

Здесь  $f^n$  и  $f^{n-1}$  — две смежные конфигурации *f*-оболочки, различающиеся числом электронов на единицу.

Понятие СКЭС объединяет высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) и так называемые "аномальные" редкоземельные (РЗ) и актинидные системы, в основном это интерметаллические соединения. Поскольку

ВТСП является предметом отдельных и весьма широких дискуссий, ниже будут рассмотрены главным образом редкоземельные соединения.

Следует отметить, что современная физика РЗ металлов и соединений началась благодаря работам Г. Мозли (1913–1914 гг.), который, используя рентгеновское излучение, систематически исследовал спектры электронных оболочек известных на тот момент элементов и фактически обеспечил физическое обоснование и развитие Периодического закона, открытого Д. И. Менделеевым. Методика Мозли имела принципиальное значение для идентификации 14 РЗ элементов, занимающих единственную ячейку в Периодической таблице.

#### **"Аномальные" (валентно-нестабильные) редкоземельные соединения: концентрированные Кондо-системы и системы с промежуточной валентностью**

Уже в 80-е годы прошлого века выяснилось, что для РЗ соединений характерно большое многообразие свойств: от сверхпроводника до диэлектрика и от парамагнитного до магнитоупорядоченного основного состояния — практически во всех возможных комбинациях этих крайних и возможных промежуточных состояний (рис. 1, см. вторую сторону обложки). С точки зрения "классической" физики металлов, подавляющее большинство интерметаллических РЗ соединений — это "аномальные" системы, так как в них имеется нескомпенсированный локальный магнитный момент, связанный с *f*-электронной оболочкой РЗ иона. Обычные "нормальные" металлы такого момента не имеют, поскольку у всех электронных состояний ионного остова имеется скомпенсированный магнитный момент, т. е. они либо полностью заполнены, либо пусты. В РЗ соедине-

ниях этого не происходит по причине достаточно большой энергии  $U_{f\uparrow f\downarrow}$ , и заполнение *f*-оболочки обычно ограничивается конфигурацией трехвалентного иона. Формирование свойств основного состояния для этих РЗ интерметаллидов происходит в результате конкуренции двух (из трех показанных на рис. 1) основных типов взаимодействия *f*-электронов недостроенной оболочки с окружением:

- расщепления основного *L-S* мультиплета в кристаллическом электрическом поле (КЭП), потенциал которого формируется при участии ионов ближайшего окружения и электронов проводимости;
- косвенного обменного взаимодействия между РЗ ионами типа РККИ, т. е. корреляции между магнитными моментами соседних РЗ ионов за счет поляризации электронных зонных состояний.

Однако, наряду с этими системами, свойства которых обычно рассматриваются как "нормальные" для РЗ соединений, существует класс систем, получивших известность в последние 10–15 лет как "аномальные" РЗ соединения. Это соединения, содержащие Ce, Sm, Eu, Tm, Yb, т. е. элементы начала, середины, конца РЗ ряда, отличающиеся некоторой неустойчивостью *f*-оболочки к изменению ее заполненности.

В чем же проявляется их "аномальность"? Такие соединения часто демонстрируют парадоксальное свойство: при достаточно низкой температуре (ниже некой характерной  $T_0 \sim 1-10^2$  К) вместо упорядочения происходит частичное или полное подавление локального магнитного момента *f*-оболочки, причем его значение полностью (или почти полностью) восстанавливается при высоких температурах и, соответственно, магнитная восприимчивость при  $T \gg T_0$  следует закону Кюри. Существенное отличие этих

систем от обычных металлов в том, что при низких температурах  $T < T_0$  возникает парамагнитное состояние, часто с очень высокими значениями паулиновской восприимчивости, а также линейного по температуре коэффициента теплоемкости, что свидетельствует о формировании высокой плотности электронных состояний вблизи поверхности Ферми при  $T < T_0$ . В температурной зависимости электросопротивления таких систем часто наблюдается минимум, и именно это свойство позволило дать им исходное общее название — Кондо-системы, по аналогии с сильноразбавленными сплавами *d*-элементов в Au (Cu)-матрице, демонстрировавшими такой же эффект. Для примесных систем он был объяснен на основе модели японского физика Кондо (1965 г.), предложившего учесть возможность рассеяния свободного электрона на локализованном магнитном моменте примеси с переворотом спина (см. рис. 1). В 80-е годы прошлого столетия эти идеи получили широкое распространение применительно к концентрированным *f*-электронным системам несмотря на серьезные трудности переноса представлений о примеси на концентрированную систему. Возник образ "электронной шубы", или "облака", с высокой эффективной массой и со спином, противоположным спину локализованного момента, что приводит к компенсации этого момента и подавлению магнитных свойств [1]. В результате формируется некое ферми-жидкостное состояние с очень низкой по сравнению с общепринятыми для металлов значениями ( $\sim 10^5$  К) энергии Ферми, или, что то же самое, малой шириной резонансной зоны "тяжелых фермionов": порядка 10–100 К.

Совершенно очевидно, что необходимо использовать спектроскопические методы, чтобы внести ясность в понимание при-

роды многочастичного основного состояния такого рода систем. Первые же эксперименты показали, что и здесь не все просто. Наиболее ярко проблема проявилась для промежуточно-валентных (ПВ) соединений. В экспериментах с малыми характерными временами (рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия, рентгеновская абсорбционная спектроскопия:  $L_3$ -край, т. е. возбуждение  $p$ -состояний)  $\sim 10^{-17}$  с удалось наблюдать (рис. 2) сигнал от двух конкурирующих электронных конфигураций (системы на основе Sm), т. е. как бы оба состояния ( $f^n$  и  $f^{n-1}$ ) присутствуют в системе в пропорции, определяемой средней валентностью.

Специальные схемы детектирования резонансной эмиссионной спектроскопии (RXES), предложенные недавно, обеспечивают существенное улучшение разрешения по отношению к традиционной абсорбционной методике (XAS) [2] (рис. 3). Это улучшение обусловлено привязкой к конкретному каналу флюoresцентного распада возбужденного состояния и, естественно, несколько усложняет схему эксперимента. Но при этом разрешение ограничивается практически приборным ( $\sim 1$  эВ), что существенно лучше типичного значения в XAS-методике, определяемого временем жизни  $2p_{3/2}$  "дырки" (для Yb иона — это порядка 6 эВ), соизмеримым, к сожалению, с энергетическим сдвигом за счет различия в заселенностиях  $f$ -оболочки.

В то же время эксперименты с характерными временами взаимодействия излучения с веществом  $\sim 10^{-8} - 10^{-10}$  с (изомерный сдвиг в эффекте Мессбауэра), напротив, показывали наличие некоторого промежуточного состояния между двумя крайними. Таким образом, у валентно-нестабильных систем оказалось два "лица".

В середине 70-х годов прошлого столетия получила распространение идея Л. Хирста [3],

предположившего, что для валентно-нестабильных систем характерны "межконфигурационные" флуктуации определенной частоты, лежащей в промежутке между "быстрым" и "медленным" пределами, тем самым наблюдаемая картина спектра определяется условиями измерений. Схематически эта идея была выражена в форме уравнения:

$$4f^n \leftrightarrow 4f^{n-1} + \text{электрон в зоне проводимости},$$

отражающего резонанс двух конфигураций и наличие флуктуации между ними. Это уравнение на долгие годы стало "эмблемой" для физики СКЭС.

Итак, достаточно общепринятые (хотя и не единственные) представления о редкоземельных СКЭС (рис. 4) сводятся к следующему. При отсутствии гибридизации реализуется ситуация с локализованным магнитным моментом и свойства определяются

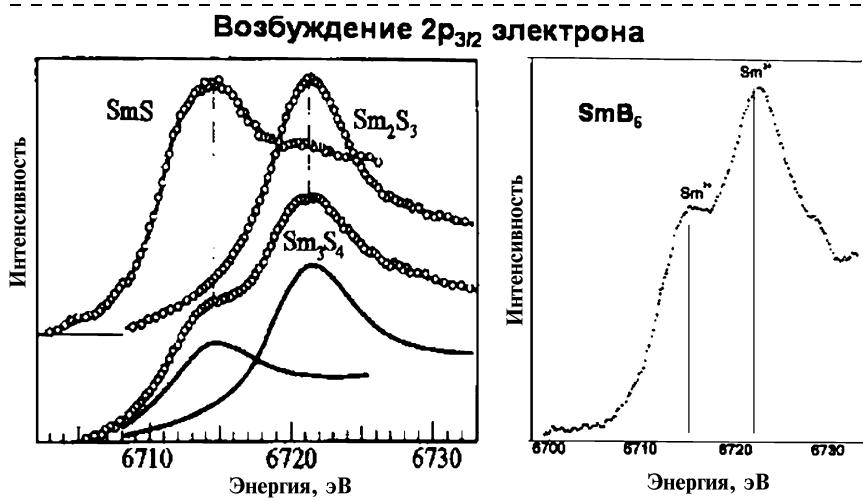


Рис. 2. Спектры XAS ( $L_3$ -край спектров поглощения) для SmS ( $\text{Sm}^{2+}$ ), для  $\text{Sm}_2\text{S}_3$  ( $\text{Sm}^{3+}$ ), для системы с неоднородной ПВ (валентность 2.66)  $\text{Sm}_3\text{S}_4$  и для системы с однородной ПВ (валентность 2.5)  $\text{SmB}_6$

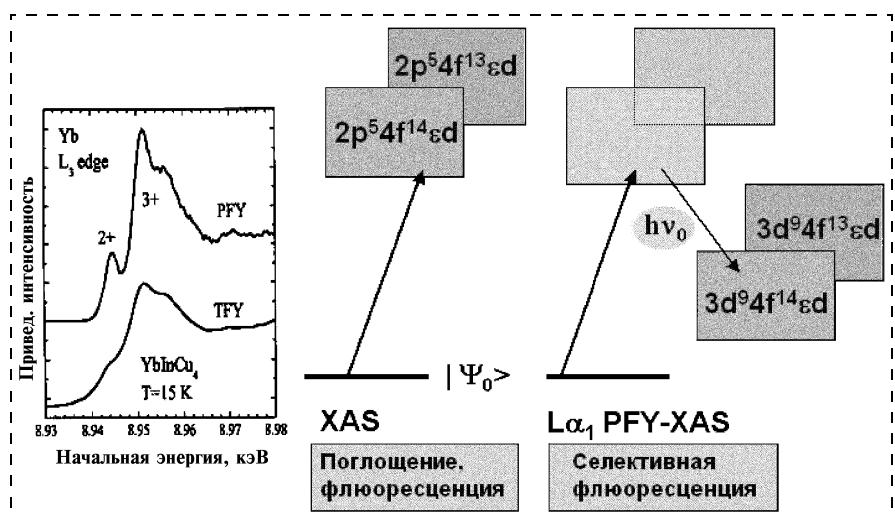


Рис. 3. Обычная (XAS) и модернизированная (PFY-XAS) схемы наблюдения структуры  $L_3$ -крайа рентгеновского поглощения, демонстрирующие возможность количественного анализа смешанной валентности редкоземельных ионов на примере промежуточно-валентной системы YbInCu<sub>4</sub>; TFY — спектр интегральной флюоресценции; PFY — спектр селективной флюоресценции;  $h\nu_0$  — энергия выделенного канала распада возбужденного состояния;  $\Psi_0$  — основное состояние Yb

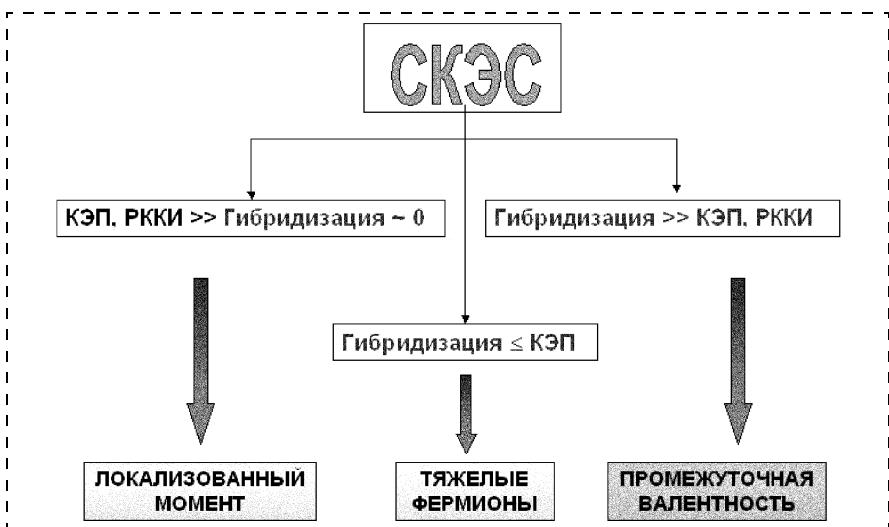


Рис. 4. Схема классификации СКЭС в зависимости от соотношения основных электрон-электронных взаимодействий

эффектами кристаллического электрического поля (КЭП) и обменом. В пределе слабой гибридизации в СКЭС реализуется тяжелофермионный (Кондо-) режим. В этом случае в системе существуют спиновые флуктуации, а зарядовые практически не проявляются. Этот режим характеризуется почти целочисленной валентностью и низкой  $T_0 \leq 10$  К (так называемая температура Кондо,  $T_K$ ), при этом возможны корреляции или даже упорядочение сильно редуцированных магнитных моментов, формирование немагнитного основного состояния или даже появление сверхпроводимости. В другом крайнем случае — сильной гибридизации — возникает режим промежуточной валентности, когда в системе существуют как спиновые, так и зарядовые флуктуации, заселенность  $4f$ -оболочки нецелочисленная (см. выше), а  $T_0$  достаточно высокая ( $\gg 10$  К). Практически все вещества, относящиеся к этому типу имеют немагнитное основное состояние.

#### Неупругое рассеяние нейтронов — метод изучения валентно-неустойчивых систем

Ясно, что наличие межконфигурационных флуктуаций должно

проявляться в спектрах магнитных возбуждений за счет флюктуации спина и влиять на динамику кристаллической решетки, так как изменение заселенности  $f$ -оболочки и, соответственно, радиуса РЗ иона должно проявляться в межионном взаимодействии и модулировать силовые константы. Эти соображения приводят к выводу, что нейтронная спектроскопия — информативный метод для исследования СКЭС. Более того, оказывается, что характерные времена взаимодействия нейтронов с веществом при неупругом рассеянии составляют  $\sim 10^{-13}$  с, что как раз лежит в промежутке между "быстрыми" и "медленными" значениями (см. выше) и позволяет надеяться на получение сведений о динамике межконфигурационных флуктуаций. Все эти обстоятельства делают нейтронную спектроскопию весьма привлекательным и эффективным методом для исследования СКЭС на микроскопическом уровне [5].

Особенности нейтронной спектроскопии состоят в следующем:

- слабое возмущение основного состояния (по сравнению с такими методами, как XAS, XPS):  $E_n = 10 \div 300$  мэВ (100—3000 К),  $\lambda_n = 0,4 \div 0,05$  нм;

- возможность изучения динамики кристаллической решетки и магнитного момента на микроскопическом уровне (поли- и монокристаллы);
- прямое взаимодействие с электронами  $f$ -оболочки РЗ иона на нескольких энергетических масштабах: квазиупругое рассеяние; расщепление в кристаллическом поле для основного мультиплета; спин-орбитальные переходы;
- характерное время взаимодействия нейтрона  $\tau_{int} \sim 10^{-13}$  с.

Таким образом, основные области исследований по физике СКЭС, где применяется рассеяние нейтронов, это:

- электрон-фононное взаимодействие;
- магнитная спектральная функция ( $f$ -электроны + ассоциированные состояния);
- магнитный форм-фактор.

В экспериментах используются обычно как поликристаллические образцы, что, соответственно, определяет выбор приборов — спектрометров по времени пролета или трехосных кристаллических спектрометров.

Основные соотношения, связывающие измеряемые величины в нейтронном эксперименте с физическими характеристиками образца, приведены ниже для случая, когда исследуются магнитные возбуждения в  $f$ -электронной подсистеме. Из обработанных тем или иным способом данных эксперимента, полученных по конкретной методике (по времени пролета, на трехосном спектрометре и т. п.), извлекается закон рассеяния  $S(\hbar\omega, Q, T)$ , где  $\hbar\omega$  — переданная энергия;  $Q$  — переданный импульс:

$$S(\hbar\omega, Q, T) = \left[ \frac{1,91 r_0^2}{\mu_B} \right]^2 \times \\ \times F^2(Q, T) \frac{1}{1 - e^{-\hbar\omega/kT}} \times \\ \times \chi''(\hbar\omega, Q, T), \quad (1)$$

куда входит форм-фактор  $F(\mathbf{Q}, T)$ , температурный фактор, вытекающий из принципа детального равновесия, и динамический отклик системы

$$\chi''(\hbar\omega, \mathbf{Q}, T) = \pi\chi'(0, \mathbf{Q}, T) \times \hbar\omega P(\hbar\omega, \mathbf{Q}, T), \quad (2)$$

энергетический спектр которого определяется спектральной функцией. Спектральная функция  $P(\hbar\omega, \mathbf{Q}, T)$  характеризует дипольные возбуждения (энергии, интенсивности, релаксацию) магнитного момента  $f$ -электронной оболочки, на котором рассеиваются нейтроны.

Специфической для исследований СКЭС проблемой является необходимость разделения магнитной и фононной составляющих в нейтронных спектрах. Дело в том, что характерные сечения рассеяния нейtronов на ядрах (они определяют фононную составляющую в измеряемом спектре) и на магнитном моменте близки по значению, т. е. надежное разделение двух типов сигнала является необходимым условием получения достоверной информации. Универсального рецепта для решения этой задачи нет, но существует набор методических приемов, использование которых обычно позволяет выделить с достаточной надежностью магнитную составляющую неупругого рассеяния нейtronов.

### **SmB<sub>6</sub>, SmS — пример комплексного исследования ПВ систем: новый тип основного состояния**

Интересно рассмотреть на конкретном примере, в какой мере исходная концепция межконфигурационных флуктуаций [3], в которой, безусловно, заложена рациональная идея о важности учета флуктуаций спина и заряда для понимания физических основ явления валентной нестабильности, адекватна результатам современных экспериментальных и теоретических исследований.

В качестве примера ответа на этот вопрос приведем результаты недавних наших исследований классической ПВ системы — гексаборида самария: SmB<sub>6</sub>. Эта система имеет ряд уникальных свойств, но, прежде всего, необходимо отметить, что она получила начало благодаря исследованиям, выполненным Ю. Б. Падерно и др. [4] в середине 60-х годов прошлого столетия длинному теперь списку редкоземельных ПВ систем. Ими было обнаружено, что гексаборид самария выделяется из всего ряда редкоземельных гексаборидов промежуточным значением (между характерным для РЗ ионов с валентностью 2+ и 3+) постоянной кристаллической решетки, а в рентгеновских спектрах  $L_3$ -края поглощения наблюдаются две линии почти одинаковой интенсивности: Sm<sup>2+</sup> ( $f^6$ ) и Sm<sup>3+</sup> ( $f^5$ ) (см. рис. 2). Несмотря на длинную историю вопроса и многочисленные исследования термодинамики, магнитных и кинетических свойств системы к 80-м годам так и не сложилось единого и непротиворечивого объяснения всей совокупности физических свойств, т. е. модельных представлений о структуре немагнитного основного состояния.

Нами были выполнены детальные исследования динамики кристаллической решетки [6] и магнитного момента [7], позволившие установить структуру спектра возбуждений основного состояния SmB<sub>6</sub>. Спектр возбуждений оказался необычным и "богатым" рядом особенностей (рис. 5, см. вторую сторону обложки), которые не наблюдались в ранее исследованных ПВ системах. Это инициировало новую серию теоретических работ, в результате которых была предложена модель [8], развивающая представление об основном состоянии ПВ иона самария как квантомеханически смешанном состоянии экситонного типа на каждом РЗ ионе. При

этом слабо связанный  $f$ -электрон с определенной (в зависимости от "средней" валентности) вероятностью может находиться как на  $f$ -оболочке (состояние  $f^6$ ), так и вне ее, формируя связанное состояние  $f$ -электрона, частично делокализованного на орбиталах ближайших соседей, с соответствующей "дыркой" на  $f$ -оболочке самария ( $f^* + f^5$ ). Новое основное ПВ состояние имеет смешанную (из этих двух "исходных" состояний) волновую функцию со специфическим спектром  $f$ -электронных возбуждений: с переносом заряда и без изменения зарядового распределения, но с изменением полного момента  $J^*$ . Последнее наблюдается непосредственно в спектре магнитного рассеяния нейtronов: узкий пик (рис. 5) отвечает возбуждению  $J^* = 0 \rightarrow J^* = 1$  в результате взаимодействия нейтрона с ионом самария, находящимся в основном состоянии. Первый же тип возбуждений приводит к аномалиям в фононных спектрах, наиболее интересная особенность которых связана в этом случае с резонансной неадиабатичностью электронной и решеточной подсистем вследствие малой энергии соответствующих зарядовому перераспределению возбуждений, которые и играют в данном случае роль зарядовых флуктуаций. В рамках этой модели удалось с единых позиций объяснить результаты как нейтронной, так и оптической спектроскопии.

Существенное развитие эти результаты получили в исследованиях соединений на основе SmS. Так же, как и в SmB<sub>6</sub>, здесь были обнаружены характерные для состояния экситонного типа особенности в спектрах электронной и фононной подсистем [9, 10]. При этом оказалось (рис. 6), что промежуточновалентные РЗ ионы достаточно сильно взаимодействуют между собой, так что формируется коллективное "экситонное" состояние, в отличие от

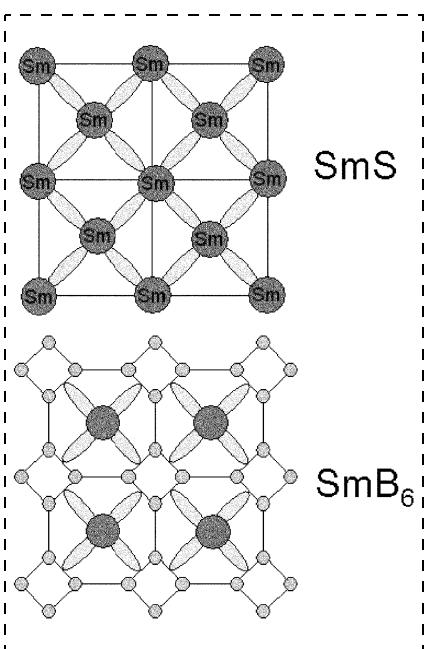


Рис. 6. Локальное гибридизованное состояние  $f$ -электронов ионов Sm в  $\text{SmB}_6$  и кооперативное гибридизованное состояние в  $\text{SmS}$

$\text{SmB}_6$ , где спектр возбуждений в основном определялся гибридизацией Sm и B орбиталей.

### Заключение

"Аномальные" (СКЭС) редкоземельные системы могут быть эффективно исследованы благодаря сочетанию рентгеновских и нейтронных методов. Для этого есть методические предпосылки:

- подходящий энергетический масштаб спектра тепловых нейтронов;
- нейтронная спектроскопия позволяет одновременно получать  $E$ - и  $q$ -зависимости для спектров элементарных возбуждений.

С помощью нейтронной методики решаются следующие физические проблемы:

- определение соотношения (иерархии) ряда взаимодействий  $f$ -электронов, характерных для РЗ интерметаллических систем (КЭП; РКИ);

- гибридизация с зоной проводимости;
- спин-орбитальное взаимодействие на РЗ ионе.

Все они должны быть соотнесены с  $\epsilon_f$ -энергией  $f$ -уровня по отношению к энергии Ферми.

Получены существенные для развития модельных представлений результаты:

- Се- и Sm-системы отличаются по условиям формирования основного состояния;
- многие свойства Се-валентно нестабильных систем могут быть представлены на основе модели Ферми-жидкости, где основной параметр — гибридизация  $f$ -с состояний, а характерная энергетическая шкала  $T_0$  ( $T_K$ ) связана с параметрами спектральной функции магнитного отклика;
- в самариевых системах валентная нестабильность определяется конкуренцией двух конфигураций  $f$ -оболочки, "связанных" через гибридизацию с зонными состояниями. В частности, модель экситонного изолятора может быть успешно применена в случае  $\text{SmB}_6$ . "Одноузельный" подход необходим, но недостаточен в ряде случаев (н-р:  $\text{SmS}$ ,  $\text{TmSe}$ , Кондо-изоляторы) для описания всех особенностей. Должны быть включены кооперативные эффекты.

*В заключение автор считает своим приятным долгом выразить глубокую благодарность коллегам И. П. Садикову, В. Н. Лазукову, Е. В. Нефедовой, Е. С. Клементьеву, К. С. Немковскому, Н. Н. Тидену, К. А. Кикоину, А. С. Мищенко, А. С. Иванову, А. Ю. Румянцеву, без участия которых многие исследования, положенные в основу этого сообщения, не были бы реализованы.*

*Работы поддержаны ГНТП "Актуальные направления в физике*

конденсированных сред", РФФИ 05-02-16426 и INTAS 3036.

### Список литературы

- Мощалков В. В., Брандт Н. Б. Немагнитные кондо-решетки // УФН. 1986. Т. 149. С. 585.
- Kotani A., Shin S. Resonant inelastic X-ray spectra for electrons in solids // Rev. Mod. Phys. 2001. V. 73. P. 203.
- Hirst L. Configuration crossover in 4f substances under pressure // J. Phys. & Chem. Solids. 1974. V. 35. P. 1285.
- Вайнштейн Э. Е., Блохин С. М., Падерно Ю. Б. Рентгеноспектральное исследование гексаборида самария // ВТТ. 1964. Т. 6. С. 2909.
- Moritz E., Holland, Wolleben D., Loewenhardt M. Anomalous paramagnetic neutron spectra of some intermediate valence compounds // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. P. 7482.
- Alekseev P. A., Ivanov A. S., Dorner B., Shober H., Kikoin K. A., Konovalova E. S., Mishchenko A. S., Lazukov V. N., Paderno Yu. B., Rumyantsev A. Yu., Sadikov I. P. Lattice dynamics of intermediate valence semiconductor  $\text{SmB}_6$  // Europhys. Lett. 1989. V. 10. P. 457.
- Alekseev P. A., Mignot J.-M., Rosat-Mignot J., Lazukov V. N., Sadikov I. P., Konovalova E. S., Paderno Yu. B. Magnetic excitation spectrum of mixed valence  $\text{SmB}_6$  studied by neutron scattering on single crystal // J. Phys.: Condens. Matter. 1995. V. 7. P. 289.
- Mishchenko A. S. and Kikoin K. A. Lattice dynamics of rare-earth semiconductors with unstable valence // J. Phys.: Condens. Matter. 1991. V. 3. P. 5937.
- Кикоин К. А. и Мищенко А. С. Резонансные состояния в колебательных спектрах полупроводников с промежуточной валентностью // ЖЭТФ. 1993. Т. 104. С. 3810.
- Kikoin K. A. and Mishchenko A. S. Magnetic excitations in intermediate-valence semiconductors with unstable valence // J. Phys.: Condens. Matter. 1995. V. 7. P. 307.
- Alekseev P. A., Mignot J.-M., Ochiai A., Nefedova E. V., Sadikov I. P., Clementev E. S., Lazukov V. N., Braden M. and Nemkovski K. S. Collective magnetic excitation in mixed-valence  $\text{Sm}_{0.83}\text{Y}_{0.17}\text{S}$  // Phys. Rev. B. 2002. V. 65. P. 153201.
- Алексеев П. А., Миньо Ж.-М., Нефедова Е. В., Немковский К. С., Лазуков В. Н., Садиков И. П., Очай А. Природа спектра магнитных возбуждений (Sm, Y)S: эффекты КЭП или экситон // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 79. С. 92.

УДК 578.086

С. Г. Быстров, канд. хим. наук,  
Физико-технический институт УрО РАН,  
г. Ижевск

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ХСМ И РФЭС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ОСОБЕННОСТЕЙ ЛОКАЛЬНОЙ ХИМИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ БЛОКСОПОЛИМЕРА $\text{ПС}_{39}\text{ЭО}_{61}$

*Представлены результаты исследования локальной химической структуры поверхности блоксополимера полистирол-этиленоксид  $\text{ПС}_{39}\text{ЭО}_{61}$  как исходного, так и после термообработки методами рентгеновской фотозелектронной спектроскопии (РФЭС) и химической силовой микроскопии (ХСМ), которая является разновидностью метода атомной силовой микроскопии (АСМ). Описаны морфологические изменения структуры поверхности блоксополимера в результате отжига. Приведены расчетные модели структуры исследуемых полимеров. Получены карты распределения областей с различной химической природой по поверхности исследуемых материалов.*

### Введение

Блоксополимеры вызывают большой интерес исследователей в связи с рядом их уникальных свойств. Эти свойства зависят от особенностей надмолекулярной структуры блоксополимеров [1]. Однако остается открытым вопрос, как именно расположены блоки на поверхности полимера, насколько поверхностный слой является однородным по составу и как меняется локальная химическая структура поверхности блоксополимера при его термообработке. Мы попытались решить эти проблемы с помощью методов рентгеновской фотозелектронной спектроскопии (РФЭС) и химической силовой микроскопии (ХСМ). Задачей ХСМ является усиление химического контраста на АСМ-изображениях и извлечение информации о химическом строении поверхности исследуемого образца. Как известно, в АСМ-изображения вносят вклад не только топография поверхности, но и силовые взаимодействия иглы с поверхностью [2]. Поэтому, измеряя силу адгезии иглы к поверхности образца в различных точках, можно получить карту распределения химических неоднородностей по поверхности образца.

### Объекты и методы исследования

Исследовался блоксополимер  $\text{ПС}_{39}\text{ЭО}_{61}$  со среднечисловой молекулярной массой  $M_n = 46\,000$ , соотношение средневесовой ( $M_w$ ) и среднечисловой молекулярных масс  $M_w/M_n = 1,2$ . Блоксополимер растворяли в хлороформе, затем раствор наносили на ситалловую подложку, сушили на воздухе при комнатной температуре в течение 48 ч, окончательную сушку проводили в вакууме при комнатной температуре в течение 72 ч до завершения потери массы при взвешивании. Часть полученных по данной методике образцов подвергали отжигу в вакууме при 80 и 130 °C в течение 24 ч.

Для АСМ-исследований использовали зондовые микроскопы SolverP47 и SolverP47HPRO фирмы NT-MDT (Россия). Применили кремниевые зонды производства той же компании с радиусом кривизны игл зондов не более 10 нм, константа упругости балок зондов составляла в среднем 0,1 Н/м и уточнялась дополнительно для каждого зонда. Измерения проводили на воздухе. Силу адгезии зонда к поверхности образца измеряли путем снятия кривых сила—расстояние. Полученные данные обрабатывались с помощью пакета программ фирмы NT-MDT.

Для РФЭС исследований использовался спектрометр ЭС 2401. Методика проведения измерений и обработки результатов изложена в работе [3].

### Результаты и обсуждение

Исходный блоксополимер содержит в своем составе 39 мол. % полистирола (ПС). Данные РФЭС для исходного блоксополимера свидетельствуют, что поверхностные слои исследуемого образца содержат только 11 мол. % блоков ПС. Следовательно, поверхность исходного блоксополимера обогащена блоками этиленоксида (ЭО). Такая структура поверхности может формироваться в результате быстрого испарения растворителя, при этом происходит фиксация неравновесного состояния поверхности блоксополимера. После отжига образца при температуре 80 °C (температура, превышающая температуру плавления ЭО) происходит перераспределение блоков на поверхности. Блоки ЭО уходят в объем материала, а поверхность состоит, в основном, из блоков ПС (82 мол. % ПС). Такое изменение состава поверхности исследуемого материала вызвано разницей в коэффициентах поверхностного натяжения блоков ПС и ЭО ( $36 \cdot 10^{-3}$  и  $44 \cdot 10^{-3}$  Н/м соответственно) и совпадает с литературными данными [4]. После отжига образца при температуре 130 °C (температура, превышающая температуру стеклования ПС), изменений в

РФЭС спектрах по сравнению с данными для 80 °C не обнаружено.

Для применения в исследованиях метода ХСМ первоначально необходимо было определить, обладают ли стандартные кремниевые зонды селективностью по силе взаимодействия с поверхностями различной химической природы. Нами была измерена сила адгезии иглы к неполярной (ПС) и полярной — полиметилметакрилат (ПММА) поверхностям в различных средах. Полученные результаты показали, что стандартный кремниевый зонд обладает достаточной селективностью по отношению к поверхностям с различной химической природой и его можно использовать в ХСМ-измерениях.

АСМ-изображения поверхности исходного блоксополимера и блоксополимера после отжига при 80 °C свидетельствуют, что поверхность образца имеет ламеллярную структуру, которая наиболее отчетливо проявляется на изображениях, полученных в режиме сил трения. Поперечные размеры ламелей исходного образца составляют в среднем 40 нм, высота ламелей порядка 10 нм. После отжига происходит укрупнение ламелей (их ширина становится равной 80 нм) и увеличение перепада высот на изображении до 30 нм. Эти изменения связаны, по-видимому, с перестройкой надмолекулярной структуры блоксополимера в процессе отжига.

Исходя из результатов РФЭС и учитывая, что средняя толщина анализируемого слоя для такого рода образцов в методе РФЭС составляет порядка 5 нм [2], можно предположить, что блоки в анализируемом поверхностном слое могут располагаться двумя способами:

1. Вся поверхность образца может быть покрыта сплошным слоем блоков одного химического соста-

ва. Под верхним слоем расположен слой, состоящий из блоков другого типа. Толщина этих слоев пропорциональна произведению молярной концентрации на молярный объем блоков данного типа.

2. Поверхность может иметь "островковую" структуру, когда различные блоки одновременно присутствуют на поверхности. Причем площадь "островков" блоков может меняться в широких пределах. Молярные объемы мономеров ПС и ЭО относятся как 2,6:1 (99 и 38,9 см<sup>3</sup>/моль соответственно). Тогда, по оценочным расчетам для исходного блоксополимера площадь островков ПС на поверхности может меняться от 27 % от общей площади поверхности образца (в случае расположения блоков ПС в виде вертикальных стержней) до 100 % (если ПС расположится в виде монослоя на поверхности образца). Для образца, отожженного при 80 °C, площадь островков ЭО может меняться от 7 до 100 % (два монослоя на поверхности).

На рис. 1, а и б приведено АСМ-изображение поверхности исходного блоксополимера, полученное в режиме топографии, и соответствующая этому изображению карта распределения сил адгезии иглы к поверхности исследуемого образца. Изображение было получено с разрешением 64 × 64 пикселя, сила адгезии измерялась в каждой точке. Более темные области соответствуют участкам с большей силой адгезии. Ранее нами установлено, что сила адгезии кремниевой иглы к полярным поверхностям больше, чем к неполярным. Следовательно, на карте сил адгезии участки поверхности, покрытые блоками ПС, будут выглядеть более светлыми по сравнению с участками, покрытыми блоками ЭО. Измерения показали, что сила адгезии для данного образца меняется от 34 до 60 нН. Такой

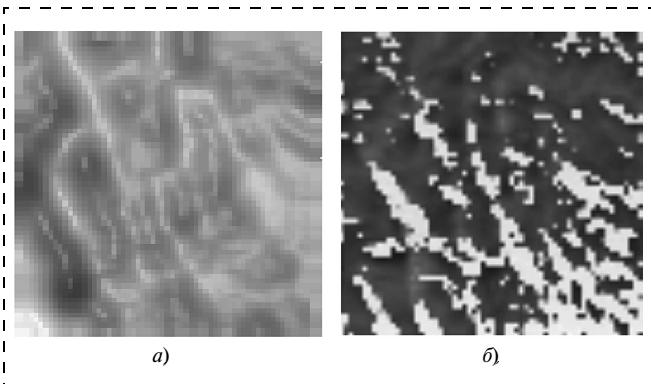


Рис. 1. АСМ-изображения поверхности исходного образца блоксополимера ПС<sub>39</sub>ЭО<sub>61</sub> (контактный режим, размер кадров 1000 × 1000 нм, разрешение 64 × 64 пикселя):

а — топография поверхности, перепад высот по  $Z = 50$  нм; б — карта распределения сил адгезии иглы к поверхности. Сила адгезии по оси  $Z$  меняется от 34 нН (светлые области) до 60 нН (темные области)

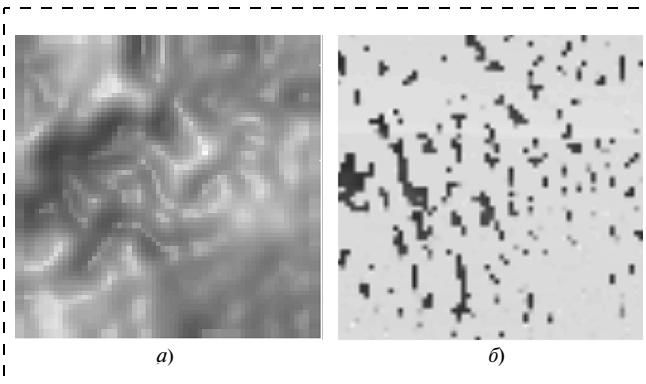


Рис. 2. АСМ-изображения поверхности блоксополимера после отжига при 80 °C:

а — топография поверхности, перепад высот по  $Z = 32$  нм; б — карта распределения сил адгезии иглы к поверхности. Сила адгезии по оси  $Z$  меняется от 31 нН (светлые области) до 55 нН (темные области)

интервал значений силы адгезии значительно превышает погрешность измерений ( $\pm 1,7$  нН), что свидетельствует о наличии на поверхности образца блоков разного сорта. На рис. 1, б выделены области поверхности исходного блоксополимера с минимальной силой адгезии иглы к поверхности образца (светлые области). Именно в этих областях наиболее вероятно наличие блоков ПС. Выделенные области составляют около 24 % от общей площади кадра, что соответствует рассчитанной нами минимальной концентрации блоков ПС на поверхности. При сравнении изображений на рис. 1, а и б видно, что блоки ПС расположены, в основном, на вершинах складок, образовавшихся на поверхности образца.

Аналогичные измерения были проведены для образца блоксополимера, отожженного при 80 °C (рис. 2, а, б). Значения силы адгезии для данного образца лежат в интервале от 31 до 55 нН, что также свидетельствует о наличии на поверхности образца блоков различной химической природы. На рис. 2, б выделены области, в которых сила адгезии иглы к поверхности максимальна (темные области). Площадь этих областей составляет 8 % от общей площади кадра. Наиболее вероятно расположение блоков ЭО именно в этих областях поверхности.

**Выводы.** Нами показано, что стандартные кремниевые зонды обладают селективностью по силе адгезии иглы к участкам поверхности образцов с различной химической структурой. Методом РФЭС установлено, что в состав поверхностного слоя исходного образца входит большое число бло-

ков ЭО. После отжига образца при 80 °C происходит обогащение поверхностного слоя блоками ПС. Методом АСМ установлено, что поверхность образцов имеет складчатую топографию. Складки образованы, по-видимому, ламелями блоков определенного сорта. Получены данные о размерах этих образований. Методом ХСМ показано, что поверхность образцов не гомогенна. Определены области наиболее вероятного расположения на поверхности блоков каждого типа.

*Автор выражает благодарность В. В. Шилову за предоставленные образцы и помощь в постановке задачи исследований и А. А. Шакову за помощь в подготовлении образцов.*

*Работа поддержана РФФИ (проект № 01-03-96461).*

#### Список литературы

1. Zhu L., Cheng S. Z. D., Calhoun B. H. et all. Phase structures and morphologies determined by self-organizatin, vitrification, and crystallization: confined crystallization in an ordered lamellar phase of PEO-*b*-PS diblock copolymer // Polimer. 2001. N 42. P. 5829—5839.
2. Magonov S. N., Myung-Hwan Whangbo. Surface analysis with STM and AFM. Weinheim: VCH, 1996.
3. Дорфман А. М., Ляхович А. М., Повстугар В. И. и др. Влияние режимов плазмообработки на морфологию поверхности и свойства пленок, полученных из гептана на стали // Защита металлов. 2003. Т. 39. № 1. С. 70—77.
4. Ishizu K. Microstructure control in block and graft copolymers and polymer blends // Polim-Plast. Technol. Eng. 1989. 28 (5&6) P. 601—630.

## Информация

Уважаемые коллеги!

НИИ физики РГУ планирует в период с 22 августа по 26 августа 2005 г. проведение научно-практической конференции  
**"Фундаментальные проблемы функционального материаловедения,  
пьезоэлектрического приборостроения и нанотехнологий"  
(Пьезотехника-2005)**

Местом проведения конференции избран старинный город Ростовской области Азов, расположенный в живописном месте недалеко от Азовского моря. Планируемая дата заезда 21 августа, отъезда — 27 августа 2005 г.

В связи с необходимостью бронирования мест в гостинице "Азов" и ограниченностью мест просим Вас сообщить в оргкомитет конференции по адресу [sadkov@ip.rsu.ru](mailto:sadkov@ip.rsu.ru), примете ли Вы участие в конференции. После Вашего положительного ответа Вам будет выслано первое информационное сообщение с планируемой тематикой и сроками представления материалов.

Оргкомитет "Пьезотехника-2005"  
[mailto:sadkov@ip.rsu.ru](mailto:mailto:sadkov@ip.rsu.ru)

# МОДЕЛИРОВАНИЕ И КОНСТРУИРОВАНИЕ МНСТ

УДК 531.768

А. Г. Козлов, канд. техн. наук, доц.,  
Омский филиал Института физики  
полупроводников СО РАН

## МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В СТРУКТУРЕ ТЕПЛОВОГО МИКРОАКСЕЛЕРОМЕТРА С ИНЕРЦИОННОЙ МАССОЙ

Представлен аналитический метод, позволяющий определять стационарное распределение температуры в структуре теплового микроакселерометра с инерционной массой. В тепловом микроакселерометре выделена активная область, в которой протекают основные тепловые процессы. Эта область заменена эквивалентной прямоугольной областью, разделенной на ряд зон с однородными параметрами. Распределение температуры в зонах определено методом Фурье. Параметры, характеризующие процессы теплообмена между зонами, найдены из условий сопряжения. С помощью предложенного метода определены распределение температуры в конкретной конструкции теплового микроакселерометра и зависимость температуры в месте расположения горячих спаев термопар термоэлектрического преобразователя от расстояния между подвижным элементом с инерционной массой и термически изолированной структурой.

### Введение

Перспективы дальнейшего развития устройств для измерения ускорения (акселерометров) в первую очередь связаны с их миниатюризацией и использованием в их конструкции и технологии изготовления современных достижений микроэлектроники и микросистемной техники [1]. К настоящему времени разработаны и исследованы следующие типы акселерометров в микроэлектронном исполнении: пьезорезистивные микроакселерометры [2–4], емкостные микроакселерометры [1], пьезоэлектрические микроакселерометры [5], микроакселерометры на основе туннельного эффекта [6, 7] и тепловые микроакселерометры [8–15].

Среди указанных типов микроакселерометров тепловые микроакселерометры занимают особое место. Их разработка началась относительно недавно (1991 г.) и основывалась на достижениях микросистемной техники, связанных в первую очередь с возможностью получения малых зазоров

и малых инерционных масс. Тепловые микроакселерометры не имеют недостатков, характерных для пьезорезистивных микроакселерометров (большая температурная зависимость выходного сигнала, большое влияние на параметры микроакселерометра механических напряжений, возникающих при монтаже структуры в корпус или на исследуемый объект) и емкостных микроакселерометров (влияние электромагнитных полей и паразитных емкостей). Кроме того, эти микроакселерометры в отличие от всех других типов микроакселерометров не требуют сложных схем для измерения выходных сигналов. Поэтому в некоторых применениях тепловые микроакселерометры являются достойной альтернативой пьезорезистивным и емкостным микроакселерометрам, которые в настоящее время наиболее часто используются для измерения ускорения.

По принципу действия тепловые микроакселерометры можно разделить на два типа:

- тепловые микроакселерометры с инерционной массой [8–10];
- тепловые микроакселерометры без инерционной массы (конвективные микроакселерометры) [11–15].

В тепловых микроакселерометрах первого типа под действием ускорения происходит смещение ограниченно подвижного элемента определенной массы относительно неподвижного элемента, что приводит к изменению воздушного зазора между ними. Если элементы имеют разную температуру, изменение воздушного зазора вызывает изменение теплового потока между ними и приводит к изменению их температуры. Это изменение температуры пропорционально действующему ускорению.

Принцип действия тепловых микроакселерометров без инерционной массы основан на пространственном перераспределении конвективных тепловых потоков от нагретого элемента под действием ускорения. Поэтому эти микроакселерометры еще называют конвективными тепловыми микроакселерометрами.

Для широкого использования тепловых микроакселерометров необходимы детальное исследование их работы и разработка методов проектирования данных микроакселерометров. Основным направлением при этом является определение распределения температуры в структуре теплового микроакселерометра и влияние на это распределение ускорения. Экспериментальное исследование распределения температуры в структуре теплового микроакселерометра представляет трудноразрешимую

мую задачу из-за его малых размеров и сложной структуры. Единственным путем решения этой проблемы является математическое моделирование. В приложении к тепловым микроакселерометрам с инерционной массой эта задача частично рассмотрена в [8–10]. В [9] численным методом определено распределение температуры в структуре теплового микроакселерометра при отсутствии ускорения. Влияние смещения элемента с инерционной массой на распределение температуры не рассмотрено. В [8, 10] проведена оценка влияния смещения элемента с инерционной массой на выходной сигнал теплового микроакселерометра исходя из распределения температуры, определенного на основе простой аналитической модели. Однако полученные результаты не дают полного представления о функционировании тепловых микроакселерометров и не могут в достаточной мере быть основой для разработки методов их проектирования. В связи с этим представляется интерес детальное исследование распределения температуры в структуре теплового микроакселерометра с инерционной массой на основе более сложных математических моделей. В частности, в данной статье предложена аналитическая модель для расчета распределения температуры в структуре теплового микроакселерометра с инерционной массой и на основании этой модели определены распределение температуры в микроакселерометре и зависимость температуры в месте расположения горячих спаев термопар термоэлектрического преобразователя от расстояния между подвижным элементом и термически изолированной структурой.

#### Анализ конструкции теплового микроакселерометра с инерционной массой

Структура теплового микроакселерометра с инерционной массой показана на рис. 1. Микроакселерометр содержит ограниченно подвижный элемент 1 определенной массы, закрепленный с помощью консольных балок 2 на неподвижной рамке 3. Рамка с подвижным элементом выполнена из монокристаллического кремния путем его анизотропного травления. Эта рамка располагается на неподвижном элементе 4, который содержит термически изолированную структуру 5 с тонкопленочным нагревателем 6 и термочувствительным элементом 7. Термически изолированная структура представляет собой двухплечий тонкопленочный мост на основе диоксида или нитрида кремния и получена методом анизотропного травления кремния. В качестве термочувствительного элемента используется батарея пленочных термопар. Выводы пленочного нагревателя и батареи термопар соединены с контактными площадками, которые расположены на основании неподвижного элемента.

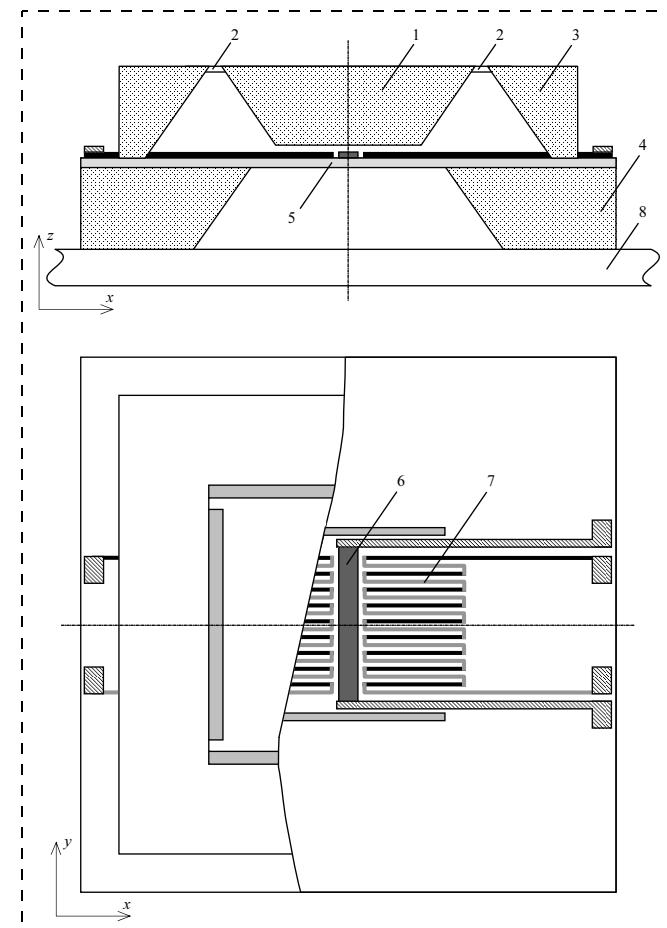


Рис. 1. Структура теплового микроакселерометра с инерционной массой:

1 — подвижный элемент; 2 — консольная балка; 3 — рамка для крепления подвижного элемента; 4 — неподвижный элемент; 5 — термически изолированная структура; 6 — пленочный нагреватель; 7 — термочувствительный элемент (батарея пленочных термопар); 8 — основание корпуса

Вся конструкция монтируется на основании корпуса 8. Особенностью теплового микроакселерометра является наличие воздушного зазора между подвижным элементом 1 и термически изолированной структурой 5.

При работе теплового микроакселерометра тепловая мощность, выделяемая пленочным нагревателем 6, повышает температуру термически изолированной структуры 5. Температура регистрируется с помощью термочувствительного элемента 7. При этом из-за большой теплоемкости и теплопроводности подвижного элемента, его рамки и элементов крепления, а также основания, на котором расположена термически изолированная структура, температура этих элементов практически не изменяется и остается равной температуре окружающей среды. Под действием ускорения  $a$  на подвижный элемент с инерционной массой  $m$  действует сила  $F$ , определяемая формулой

$$F = ma. \quad (1)$$

Эта сила вызывает смещение подвижного элемента на величину

$$\xi = \frac{F}{k}, \quad (2)$$

где  $k$  — жесткость крепления подвижного элемента к рамке. Для варианта крепления подвижного элемента с помощью четырех одинаковых консольных балок и в предположении, что смещение элемента значительно меньше длины балок, жесткость определяется выражением

$$k = 4 \frac{Eb d^3}{l^3}, \quad (3)$$

где  $E$  — модуль Юнга материала консольных балок;  $l$ ,  $b$  и  $d$  — соответственно длина, ширина и толщина консольных балок. Смещение подвижного элемента под действием ускорения изменяет зазор между ним и термически изолированной структурой. Это изменение зазора влияет на тепловой поток, который распространяется через зазор от термически изолированной структуры в подвижный элемент. Изменение теплового потока приводит к изменению температуры термически изолированной структуры, значение которой измеряется с помощью термочувствительного элемента. Таким образом, выходной сигнал термочувствительного элемента оказывается зависящим от ускорения. Использование в качестве термочувствительного элемента батареи пленочных термопар позволяет повысить выходное напряжение теплового микроакселерометра (выходные сигналы всех термопар

суммируются) и устраниТЬ влияние температуры окружающей среды.

Для разработки аналитической модели определения распределения температуры в тепловом микроакселерометре с инерционной массой необходимо рассмотреть тепловые процессы в его структуре. Тепловой микроакселерометр содержит термически изолированную структуру, которая является двуплечим мостом и на которой расположен источник теплоты (тонкопленочный нагреватель). Тонкопленочный нагреватель имеет прямоугольную форму и располагается в центре двуплечего моста от одной его боковой грани до другой. Длина тонкопленочного нагревателя гораздо больше его ширины, поэтому основные тепловые потоки от нагревателя будут исходить от его боковых граней (направление  $x$ ) и поверхности (направление  $z$ ). Двуплечий мост по боковым граням термически изолирован воздушными промежутками от основания неподвижного элемента. Из-за того, что толщина двуплечего моста гораздо меньше его длины и ширины, а коэффициент теплопроводности материала моста больше коэффициента теплопроводности воздуха, основные потоки теплоты от тонкопленочного нагревателя в окружающую среду будут направлены вдоль двуплечего моста (направление  $x$ ) и перпендикулярно плоскости моста (направление  $z$ ). Учитывая вышеизложенные особенности, тепловыми потоками через боковые грани моста (направление  $y$ ) можно пренебречь ввиду их малости. Также можно пренебречь тепловыми потоками в направлении  $u$  через воздушные промежутки, которые изолируют двуплечий мост со стороны боковых граней. В этой связи можно по-

лагать, что в тепловом микроакселерометре нет переноса теплоты в направлении  $u$ . Данное условие позволяет при нахождении распределения температуры в тепловом микроакселерометре перейти к двумерному варианту (плоскость  $xz$ ).

Распределение тепловых потоков и значение температур элементов в тепловом микроакселерометре с инерционной массой для двумерного варианта показаны на рис. 2. Источником теплоты в микроакселерометре является пленочный нагреватель. Теплота от пленочного нагревателя рассеивается в окружающую среду тремя путями:

1-й путь — через термически изолированную структуру за счет теплопроводности. Этому пути соответствует тепловой поток  $Q_1$ . Учитывая, что нагреватель расположен в центре термически изолированной структуры, которая является двуплечим мостом, данный тепловой поток разделяется на две равные части;

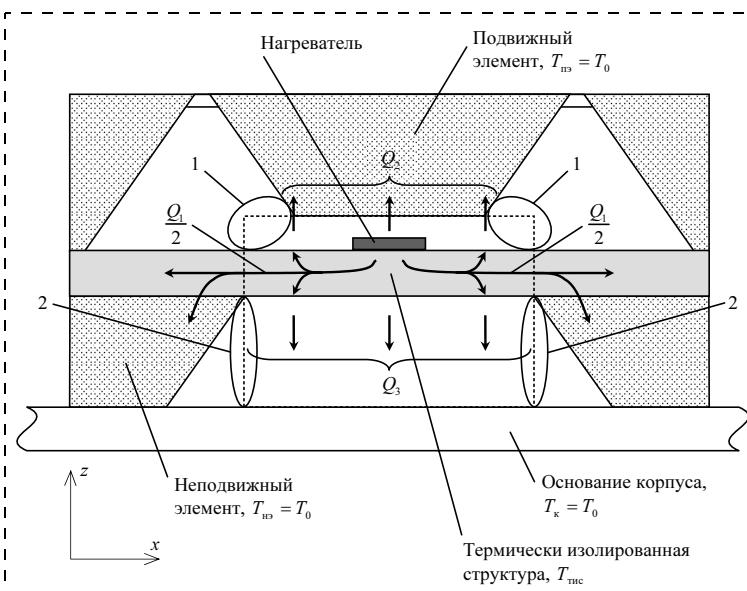


Рис. 2. Тепловые потоки в тепловом микроакселерометре с инерционной массой; границы активной области показаны штриховой линией

*2-й путь* — через воздушный промежуток между подвижным элементом и термически изолированной структурой. Этому пути соответствует тепловой поток  $Q_2$ . Данным потоком управляет смещение подвижного элемента, которое происходит под действием ускорения;

*3-й путь* — через воздушный промежуток между термически изолированной структурой, с одной стороны, и основаниями неподвижного элемента и корпуса, с другой стороны. Этому пути соответствует тепловой поток  $Q_3$ .

В общем случае тепловые потоки  $Q_2$  и  $Q_3$ , обеспечивающие перенос теплоты через воздушные промежутки, состоят из трех составляющих:

- перенос теплоты за счет теплопроводности;
- перенос теплоты путем конвекции;
- перенос теплоты за счет радиационного теплообмена.

Однако основную роль в этих тепловых потоках играет перенос теплоты за счет теплопроводности через воздушные промежутки. Перенос теплоты путем радиационного теплообмена значительно меньше этой составляющей, так как рабочие температуры нагревателя не превышают температуры окружающей среды более чем на 20 К [10]. Переносом теплоты путем конвекции можно также прећебречь из-за малых толщин воздушных промежутков. Толщина воздушного промежутка между подвижным объектом и термически изолированной структурой обычно не превышает 20 мкм, а толщина воздушного промежутка между термически изолированной структурой и основанием корпуса — 200 мкм.

Проведенный анализ тепловых потоков в тепловом микроакселерометре позволяет выделить активную область в его структуре, в которой температура изменяется от максимального значения до температуры окружающей среды. Эта активная область включает в себя зазор между подвижным элементом и термически изолированной структурой, собственно термически изолированную структуру и зазор между ней и основанием корпуса. Данную активную область можно приблизенно аппроксимировать прямоугольной областью, границы которой показаны на рис. 2 штриховой линией. В этом случае полагается, что на границах прямоугольной области температура равна температуре окружающей среды.

Выделенная активная область имеет ряд особенностей. Во-первых, на участках 1 и 2 границы активной области (рис. 2) температура не равна температуре окружающей среды и за границей активной области существует градиент температуры. Однако из-за ряда особенностей данных участков (теплопроводящая среда — воздух; малая толщина участка 1) тепловые потоки через них составляют незначительную часть общего теплового потока,

рассеиваемого в окружающую среду. Ниже, при численных расчетах, это положение будет подтверждено. Поэтому можно полагать, что влияние этих участков на общее распределение температуры в активной области будет также незначительным.

Вторая особенность активной области обусловлена ее неоднородной структурой. Фактически эта область состоит из трех неравных частей, из которых одна часть имеет характеристики, отличные от двух других. Такими частями активной области являются:

- верхняя часть, соответствующая воздушному промежутку между подвижным элементом и термически изолированной структурой;
- средняя часть, которая соответствует термически изолированной структуре с пленочными элементами;
- нижняя часть, соответствующая воздушному промежутку между термически изолированной структурой и основанием корпуса.

Все указанные части имеют прямоугольные границы.

Третья особенность заключается в том, что тепловыделение в активной области происходит в резистивном слое нагревателя, который расположен на термически изолированной структуре и имеет свои отличительные признаки. Его толщина гораздо меньше других размеров слоя и толщины термически изолированной структуры.

Таким образом, в результате проведенного анализа в структуре теплового микроакселерометра выделена прямоугольная двумерная активная область, в которой протекают основные тепловые процессы, определяющие параметры микроакселерометра. В этом случае задача определения распределения температуры в структуре теплового микроакселерометра сводится к нахождению распределения температуры в данной активной области.

### Модель для определения распределения температуры в структуре теплового микроакселерометра с инерционной массой

Распределение температуры в активной области теплового микроакселерометра будем определять, используя метод, предложенный в [16—18]. В этом методе для нахождения распределения температуры в двумерной прямоугольной области используется следующий алгоритм:

1. Двумерная прямоугольная область разделяется на прямоугольные зоны в зависимости от параметров структуры и условий тепловыделения.

2. На границах каждой зоны определяются условия теплообмена с окружающей средой и соседними зонами.

3. Для каждой зоны определяется стационарное уравнение теплопроводности, которое решается методом Фурье. Плотности тепловых потоков ме-

жду соседними зонами представляются в виде сумм ортогональных функций с неизвестными весовыми коэффициентами.

4. Определяются значения неизвестных весовых коэффициентов, для чего используются уравнения равенства температур из граничных условий со-пряжения между соседними зонами.

Активная область, выделенная в тепловом микроакселерометре, является симметричной и имеет три разные части и тепловыделяющий слой. Из-за симметрии активной области распределение температуры в ней достаточно определять только в одной ее половине (например, правой). Этую половину активной области можно заменить эквивалентной структурой, которая представлена на рис. 3. На границах эквивалентной структуры, совпадающими с границами активной области, имеются граничные условия первого рода ( $T_g = T_0$ , где  $T_g$  — температура на границе;  $T_0$  — температура окружающей среды). Граница эквивалентной структуры, которая совпадает с линией симметрии активной области, является адиабатической и на ней следует использовать однородные граничные условия второго рода ( $\partial T_g / \partial x = 0$ ). Согласно п. 1 используемого метода эквивалентная структура разделена на шесть зон. Зоны 1, 2, 5 и 6 соответствуют воздушным промежуткам активной области. Разделение каждого воздушного промежутка на две зоны обусловлено тем, что термически изолированная структура, с которой граничат эти проме-

жутки, содержит участок с теплогенерирующими слоями. Из-за этого участка термически изолированная структура вместе с расположенными на ней элементами также разделена на две зоны 3 и 4. Зона 3 соответствует участку термически изолированной структуры с теплогенерирующим слоем. Ее граница в направлении  $x$  совпадает с границами этого слоя. Зона 4 практически совпадает с участком термически изолированной структуры, на котором находится батарея пленочных термопар. Слева граница этой зоны проходит по границе теплогенерирующего слоя. Справа граница зоны 4 совпадает с линией крепления термически изолированной структуры к основанию неподвижного элемента.

Размеры и параметры зон 1, 2, 5 и 6 имеют следующие значения:

- зона 1:  $l_1 = b_H/2$ ;  $b_1 = d_3$ ;  $\lambda_1 = \lambda_B$ ;
- зона 2:  $l_2 = (l_{\text{тис}} - b_H)/2$ ;  $b_2 = d_3$ ;  $\lambda_2 = \lambda_B$ ;
- зона 5:  $l_5 = b_H/2$ ;  $b_5 = d_{k3}$ ;  $\lambda_5 = \lambda_B$ ;
- зона 6:  $l_6 = (l_{\text{тис}} - b_H)/2$ ;  $b_6 = d_{k3}$ ;  $\lambda_6 = \lambda_B$ ,

где  $l_j$ ,  $b_j$  и  $\lambda_j$  — соответственно длина, ширина и коэффициент теплопроводности зоны  $j$ ;  $b_H$  — ширина пленочного нагревателя;  $l_{\text{тис}}$  — длина термически изолированной структуры или, иначе, длина двуплечего моста;  $d_3$  — толщина зазора между подвижным элементом и термически изолированной структурой;  $d_{k3}$  — толщина зазора между термически изолированной структурой и основанием корпуса;  $\lambda_B$  — коэффициент теплопроводности воздуха.

Прежде чем определить размеры зон 3 и 4, необходимо рассмотреть термически изолированную структуру с расположенными на ней тонкопленочными элементами. В тепловых микроакселерометрах не используются термически изолированные структуры с толщиной менее 1 мкм, чтобы избежать деформации структуры при смещении подвижного объекта. Эта деформация обусловлена упругими свойствами воздуха, находящегося в воздушном промежутке между подвижным объектом и термически изолированной структурой. Вместе с тем толщины пленочных слоев элементов, находящихся на термически изолированной структуре, не должны превышать 0,3 мкм. Это требование обеспечивает меньшее рассеивание теплоты в окружающую среду за счет теплопроводности через термически изолированную структуру с пленоч-

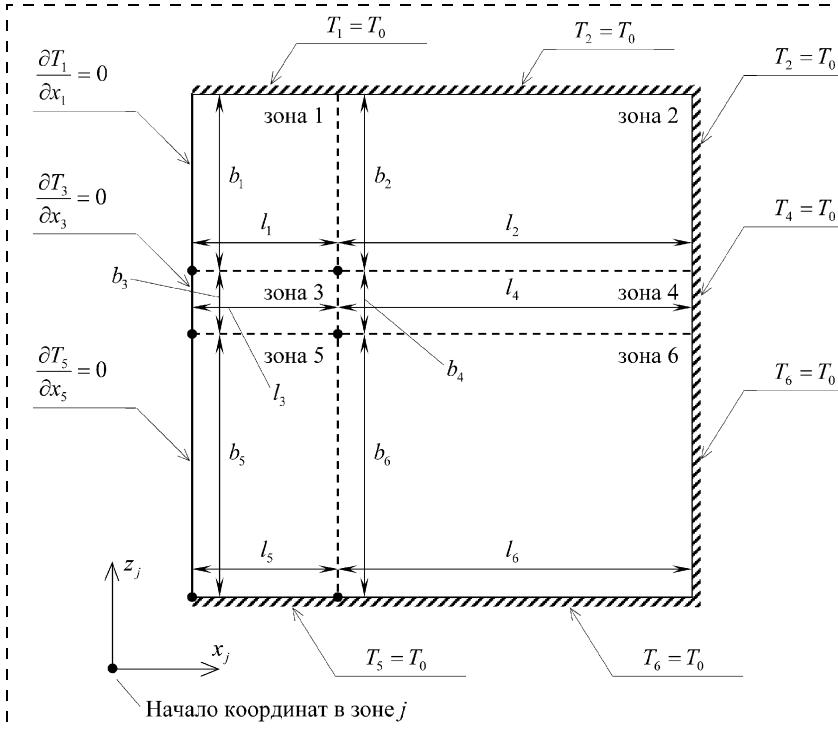


Рис. 3. Эквивалентная структура активной области теплового микроакселерометра с инерционной массой

ными элементами. Учитывая небольшие рабочие температуры, обычно в качестве материала резистивного слоя нагревателя и одной из ветвей термопар применяют одинаковый материал, что позволяет упростить технологию изготовления теплового микроакселерометра. Чаще всего в качестве материалов для нагревателя и батареи термопар используют поликремний *n*- и *p*-типов. В этом случае толщина резистивного слоя и пленочных ветвей батареи термопар примерно одинакова. Длина зон 3 и 4 значительно превышает суммарную толщину термически изолированной структуры с расположенным на ней тонкопленочными слоями. Это позволяет заменить ее однородной структурой с эквивалентной толщиной и эквивалентным коэффициентом теплопроводности.

С учетом вышесказанного размеры и параметры зон 3 и 4 определяем следующим образом:

- зона 3:  $l_3 = b_h/2$ ;  $b_3 = d_{\text{тис}} + d_h$ ;  
 $\lambda_3 = \frac{d_{\text{тис}}\lambda_{\text{тис}} + d_h\lambda_h}{d_{\text{тис}} + d_h}$ ;
- зона 4:  $l_4 = (l_{\text{тис}} - b_h)/2$ ;  $b_4 = d_{\text{тис}} + d_{\text{пп}}$ ;  
 $\lambda_4 = \frac{d_{\text{тис}}\lambda_{\text{тис}} + d_{\text{пп}}\lambda_{\text{пп}}}{d_{\text{тис}} + d_{\text{пп}}}$ ,

где  $d_{\text{тис}}$ ,  $\lambda_{\text{тис}}$  — толщина и коэффициент теплопроводности материала термически изолированной структуры соответственно;  $d_h$ ,  $\lambda_h$  — толщина и коэффициент теплопроводности материала резистивного слоя нагревателя соответственно;  $d_{\text{пп}}$ ,  $\lambda_{\text{пп}}$  — толщина и коэффициент теплопроводности материала слоев термопар соответственно.

При определении эквивалентных параметров зоны 4 полагалось, что пленочные термопары занимают всю поверхность термически изолированной структуры, соответствующую этой зоне.

При переходе к эквивалентной структуре необходимо учесть генерацию теплоты в резистивном слое нагревателя. Это можно сделать двумя способами:

1. Учитывая небольшую толщину зоны 3 по сравнению с шириной резистивного слоя, который входит в эту зону, считать зону 3 теплогенерирующей зоной. В этом случае тепловая мощность, генерируемая резистивным слоем, должна быть отнесена на всю зону 3.

2. Учитывая небольшую толщину пленочного нагревателя по сравнению с его шириной и с толщиной термически изолированной структуры, считать, что выделение теплоты происходит на границе между зоной 3 и зоной 1 (место расположения нагревателя в активной области). В этом случае данная граница является теплогенерирующей с тепловой мощностью, равной тепловой мощности, генерируемой резистивным слоем нагревателя.

В предлагаемой статье используется второй способ учета генерации теплоты — как более точно соответствующий реальной конструкции. Этот способ более сложный для решения задачи распределения температуры в структуре теплового микроакселерометра, так как вводится дополнительное условие, связанное с теплогенерирующей границей.

В соответствии с [16] распределение температуры в зонах эквивалентной структуры может быть представлено следующим образом:

$$T_1 = \frac{2}{l_1 b_1 \lambda_1} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{-\delta_m^{(1,2)} + \delta_0^{(\text{тгг},1)}}{\left[ \frac{(2m-1)\pi}{2b_1} \right]^2} \times \\ \times \cos \left[ \frac{(2m-1)\pi z_1}{2b_1} \right] + \frac{4}{l_1 b_1 \lambda_1} \times \\ \times \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{-(-1)^k \delta_m^{(1,2)} + \delta_k^{(\text{тгг},1)}}{\left( \frac{k\pi}{l_1} \right)^2 + \left[ \frac{(2m-1)\pi}{2b_1} \right]^2} \right) \cos \left( \frac{k\pi x_1}{l_1} \right) \times \\ \times \cos \left[ \frac{(2m-1)\pi z_1}{2b_1} \right] + T_0; \quad (4)$$

$$T_2 = \frac{4}{l_2 b_2 \lambda_2} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\delta_m^{(1,2)} + \delta_k^{(2,4)}}{\left[ \frac{(2k-1)\pi}{2l_2} \right]^2 + \left[ \frac{(2m-1)\pi}{2b_2} \right]^2} \times \\ \times \cos \left[ \frac{(2k-1)\pi x_2}{2l_2} \right] \cos \left[ \frac{(2m-1)\pi z_2}{2b_2} \right] + T_0; \quad (5)$$

$$T_3 = \frac{-\delta_0^{(3,4)} - \delta_0^{(\text{тгг},3)} + \delta_0^{(3,5)}}{l_3 b_3 \lambda_3} + \frac{2}{l_3 b_3 \lambda_3} \times \\ \times \sum_{k=1}^{\infty} \frac{-(-1)^k \delta_0^{(3,4)} - \delta_k^{(\text{тгг},3)} + \delta_k^{(3,5)}}{\left( \frac{k\pi}{l_3} \right)^2} \cos \left( \frac{k\pi x_3}{l_3} \right) + \\ + \frac{2}{l_3 b_3 \lambda_3} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{-\delta_m^{(3,4)} - (-1)^m \delta_0^{(\text{тгг},3)} + \delta_0^{(3,5)}}{\left( \frac{m\pi}{b_3} \right)^2} \times \\ \times \cos \left( \frac{m\pi z_3}{b_3} \right) + \frac{4}{l_3 b_3 \lambda_3} \times \\ \times \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{-(-1)^k \delta_m^{(3,4)} - (-1)^m \delta_k^{(\text{тгг},3)} + \delta_k^{(3,5)}}{\left( \frac{k\pi}{l_3} \right)^2 + \left( \frac{m\pi}{b_3} \right)^2} \times \\ \times \cos \left( \frac{k\pi x_3}{l_3} \right) \cos \left( \frac{m\pi z_3}{b_3} \right) + T_0; \quad (6)$$

$$T_4 = \frac{2}{l_4 b_4 \lambda_4} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{-\delta_k^{(2,4)} + \delta_0^{(3,4)} + \delta_k^{(4,6)}}{\left[\frac{(2k-1)\pi}{2l_4}\right]^2} \times \\ \times \cos\left[\frac{(2k-1)\pi x_4}{2l_4}\right] + \frac{4}{l_4 b_4 \lambda_4} \times \\ \times \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{-(-1)^m \delta_k^{(2,4)} + \delta_m^{(3,4)} + \delta_k^{(4,6)}}{\left[\frac{(2k-1)\pi}{2l_4}\right]^2 + \left(\frac{m\pi}{b_4}\right)^2} \times \\ \times \cos\left[\frac{(2k-1)\pi x_4}{2l_4}\right] \cos\left(\frac{m\pi z_4}{b_4}\right) + T_0; \quad (7)$$

$$T_5 = \frac{2}{l_5 b_5 \lambda_5} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m \delta_0^{(3,5)} - \delta_m^{(5,6)}}{\left[\frac{(2m-1)\pi}{2b_5}\right]^2} \times \\ \times \sin\left[\frac{(2m-1)\pi z_5}{2b_5}\right] + \frac{4}{l_5 b_5 \lambda_5} \times \\ \times \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m \delta_k^{(3,5)} - (-1)^k \delta_m^{(5,6)}}{\left(\frac{k\pi}{l_5}\right)^2 + \left[\frac{(2m-1)\pi}{2b_5}\right]^2} \cos\left(\frac{k\pi x_5}{l_5}\right) \times \\ \times \sin\left[\frac{(2m-1)\pi z_5}{2b_5}\right] + T_0; \quad (8)$$

$$T_6 = \frac{4}{l_6 b_6 \lambda_6} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m \delta_k^{(4,6)} + \delta_m^{(5,6)}}{\left[\frac{(2k-1)\pi}{2l_6}\right]^2 + \left[\frac{(2m-1)\pi}{2b_6}\right]^2} \times \\ \times \cos\left[\frac{(2k-1)\pi x_6}{2l_6}\right] \sin\left[\frac{(2m-1)\pi z_6}{2b_6}\right] + T_0, \quad (9)$$

где  $T_j$  — температура зоны  $j$ ;  $x_j$ ,  $z_j$  — координаты в зоне  $j$ ;  $\delta_k^{(j,t)}$ ,  $\delta_m^{(j,s)}$  — весовые коэффициенты, определяющие плотности тепловых потоков на границах между зонами  $j$  и  $t$  и между зонами  $j$  и  $s$  соответственно;  $k$ ,  $m$  — индексы суммирования.

Уравнения (4)–(9) содержат восемь типов неизвестных весовых коэффициентов:  $\delta_m^{(1,2)}$ ,  $\delta_k^{(2,4)}$ ,  $\delta_m^{(3,4)}$ ,  $\delta_k^{(3,5)}$ ,  $\delta_k^{(4,6)}$ ,  $\delta_m^{(5,6)}$ ,  $\delta_k^{(\text{тгг}, 1)}$ ,  $\delta_k^{(\text{тгг}, 3)}$ . Весовые коэффициенты  $\delta_m^{(1,2)}$ ,  $\delta_k^{(2,4)}$ ,  $\delta_m^{(3,4)}$ ,  $\delta_k^{(3,5)}$ ,  $\delta_k^{(4,6)}$  и  $\delta_m^{(5,6)}$  определяют тепловые потоки между соответствующими соседними зонами. Номера зон указаны в верхнем индексе каждого весового коэффициента. Нижний индекс весового коэффициента является индексом суммирования, который связан с соответствующей координатой ( $k$  —  $x$ -координата;  $m$  —  $z$ -координата) и указывает на зависимость теплового потока от этой координаты. Весовые ко-

эффициенты  $\delta_k^{(\text{тгг}, 1)}$  и  $\delta_k^{(\text{тгг}, 3)}$  определяют тепловые потоки от теплогенерирующей границы в соответствующую зону (зону 1 или 3). Для нахождения значений весовых коэффициентов следует использовать уравнения равенства температур на границах между зонами и дополнительное условие для теплогенерирующей границы между зонами 1 и 3. Семь уравнений для равенства температур на границах между зонами могут быть получены из следующих условий сопряжения:

$$T_1|_{x_1=l_1} = T_2|_{x_2=0}; \quad (10)$$

$$T_1|_{z_1=0} = T_3|_{z_3=b_3}; \quad (11)$$

$$T_2|_{z_2=0} = T_4|_{z_4=b_4}; \quad (12)$$

$$T_3|_{x_3=l_3} = T_4|_{x_4=0}; \quad (13)$$

$$T_3|_{z_3=0} = T_5|_{z_5=b_5}; \quad (14)$$

$$T_4|_{z_4=0} = T_6|_{z_6=b_6}; \quad (15)$$

$$T_5|_{x_5=l_5} = T_6|_{x_6=0}. \quad (16)$$

Дополнительное условие для теплогенерирующей границы между зонами 1 и 3 основывается на балансе тепловой мощности и может быть представлено в следующем виде:

$$q_{\text{тгг}} = q^{(\text{тгг}, 1)} + q^{(\text{тгг}, 3)}, \quad (17)$$

где  $q_{\text{тгг}}$  — удельная тепловая мощность, выделяемая на теплогенерирующей границе;  $q^{(\text{тгг}, 1)}$ ,  $q^{(\text{тгг}, 3)}$  — плотности тепловых потоков от теплогенерирующей границы в зону 1 и 3 соответственно. Согласно [16] плотности тепловых потоков  $q^{(\text{тгг}, 1)}$  и  $q^{(\text{тгг}, 3)}$  можно представить следующим образом:

$$q^{(\text{тгг}, 1)} = \frac{1}{l_1} \delta_k^{(\text{тгг}, 1)} + \\ + \frac{2}{l_1} \sum_{k=1}^{\infty} \delta_k^{(\text{тгг}, 1)} \cos\left(\frac{k\pi x_1}{l_1}\right); \quad (18)$$

$$q^{(\text{тгг}, 3)} = -\frac{1}{l_3} \delta_k^{(\text{тгг}, 3)} - \\ - \frac{2}{l_3} \sum_{k=1}^{\infty} \delta_k^{(\text{тгг}, 3)} \cos\left(\frac{k\pi x_3}{l_3}\right). \quad (19)$$

Удельная тепловая мощность, выделяемая на теплогенерирующей границе, равна удельной тепловой мощности, генерируемой резистивным слоем нагревателя:

$$q_{\text{тгг}} = \frac{P_{\text{H}}}{S_{\text{H}}}, \quad (20)$$

где  $P_{\text{H}}$  — тепловая мощность, генерируемая резистивным слоем нагревателя;  $S_{\text{H}}$  — площадь рези-

стивного слоя нагревателя. Эти параметры определяются выражениями

$$P_H = I^2 R = I^2 R_0 [1 + \alpha(T_3|_{z_3=b_3} - T_0)]; \quad (21)$$

$$S_H = l_H b_H = k_\Phi b_H^2, \quad (22)$$

где  $I$  — ток через нагреватель;  $R$  и  $R_0$  — сопротивление нагревателя при температуре  $T_3|_{z_3=b_3}$  и  $T_0$  соответственно;  $\alpha$  — температурный коэффициент

сопротивления материала резистивного слоя нагревателя;  $l_H$  — длина резистивного слоя нагревателя;  $k_\Phi$  — коэффициент формы нагревателя. В выражении (21) учтена температурная зависимость сопротивления нагревателя. При этом полагалось, что температура резистивного слоя нагревателя равна температуре на теплогенерирующей границе зоны 3.

Подставляя выражения (18)–(22) и (6) в (17), получим следующее уравнение для дополнительного условия на теплогенерирующей границе между зонами 1 и 3:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{l_1} \delta_k^{(\text{TGG}, 1)} + \frac{2}{l_1} \sum_{k=1}^{\infty} \delta_k^{(\text{TGG}, 1)} \cos\left(\frac{k\pi x_1}{l_1}\right) - \frac{1}{l_3} \delta_k^{(\text{TGG}, 3)} - \frac{2}{l_3} \sum_{k=1}^{\infty} \delta_k^{(\text{TGG}, 3)} \cos\left(\frac{k\pi x_3}{l_3}\right) - \frac{I^2 R_0 \alpha}{k_\Phi b_H^2} \times \\ & \times \left\{ \frac{1}{l_3 b_3 \lambda_3} [-\delta_0^{(\text{TGG}, 3)} - \delta_0^{(3, 4)} + \delta_0^{(3, 5)}] + \frac{2}{l_3 b_3 \lambda_3} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{(\frac{k\pi}{l_3})^2} \cos\left(\frac{k\pi x_3}{l_3}\right) [-\delta_k^{(\text{TGG}, 3)} - (-1)^k \times \right. \\ & \times \delta_0^{(3, 4)} + \delta_k^{(3, 5)}] + \frac{2}{l_3 b_3 \lambda_3} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{\left(\frac{m\pi}{b_3}\right)^2} [-(-1)^m \delta_0^{(\text{TGG}, 3)} - \delta_m^{(3, 4)} + \delta_0^{(3, 5)}] + \frac{4}{l_3 b_3 \lambda_3} \times \\ & \times \left. \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{\left(\frac{k\pi}{l_3}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b_3}\right)^2} \cos\left(\frac{k\pi x_3}{l_3}\right) [-(-1)^m \delta_k^{(\text{TGG}, 3)} - (-1)^k \delta_m^{(3, 4)} + \delta_k^{(3, 5)}] \right\} = \frac{I^2 R_0 (1 - \alpha T_0)}{k_\Phi b_H^2}. \end{aligned} \quad (23)$$

Использование в уравнениях (10)–(16) выражения для температур в зонах 1–6 и объединение этих уравнений с уравнением (23) дают обобщенную систему уравнений для неизвестных весовых коэффициентов, которую удобно записать в матричном представлении:

$$\mathbf{M}\Delta = \mathbf{I}, \quad (24)$$

где  $\mathbf{M}$  — матрица коэффициентов при неизвестных весовых коэффициентах;  $\Delta$  — вектор неизвестных весовых коэффициентов;  $\mathbf{I}$  — вектор правых частей. Матрица  $\mathbf{M}$  и векторы  $\Delta$  и  $\mathbf{I}$  имеют следующий вид в представлении блочных матриц:

$$\mathbf{M} =$$

$$= \begin{bmatrix} A_m^{(1, 2)} & A_k^{(\text{TGG}, 1)} & \mathbf{0} & A_k^{(2, 4)} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{B}_m^{(1, 2)} & \mathbf{B}_k^{(\text{TGG}, 1)} & \mathbf{B}_k^{(\text{TGG}, 3)} & \mathbf{0} & \mathbf{B}_m^{(3, 4)} & \mathbf{B}_k^{(3, 5)} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{C}_k^{(\text{TGG}, 1)} & \mathbf{C}_k^{(\text{TGG}, 3)} & \mathbf{0} & \mathbf{C}_m^{(3, 4)} & \mathbf{C}_k^{(3, 5)} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ D_m^{(1, 2)} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & D_k^{(2, 4)} & D_m^{(3, 4)} & \mathbf{0} & D_k^{(4, 6)} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & E_k^{(\text{TGG}, 3)} & E_k^{(2, 4)} & E_m^{(3, 4)} & E_k^{(3, 5)} & E_k^{(4, 6)} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & F_k^{(\text{TGG}, 3)} & \mathbf{0} & F_m^{(3, 4)} & F_k^{(3, 5)} & \mathbf{0} & F_m^{(5, 6)} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & G_k^{(2, 4)} & G_m^{(3, 4)} & \mathbf{0} & G_k^{(4, 6)} & G_m^{(5, 6)} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & H_k^{(3, 5)} & H_k^{(4, 6)} & H_m^{(5, 6)} \end{bmatrix}; \quad (25)$$

$$\Delta = \begin{bmatrix} \Delta_m^{(1, 2)} \\ \Delta_k^{(\text{TGG}, 1)} \\ \Delta_k^{(\text{TGG}, 3)} \\ \Delta_k^{(2, 4)} \\ \Delta_m^{(3, 4)} \\ \Delta_k^{(3, 5)} \\ \Delta_k^{(4, 6)} \\ \Delta_m^{(5, 6)} \end{bmatrix}; \quad (26)$$

$$\mathbf{I} = \begin{bmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{0} \\ \Phi_k^{(\text{TGG}, 3)} \\ \mathbf{0} \\ \mathbf{0} \\ \mathbf{0} \\ \mathbf{0} \\ \mathbf{0} \end{bmatrix}. \quad (27)$$

Последовательность получения выражений (24)–(27) и обозначение подматриц и подвекторов приведены в [16, 18].

Решение системы линейных уравнений (24) позволяет определить все неизвестные весовые коэффициенты. Найденные значения весовых коэффициентов используются для вычисления распределения температуры в зонах эквивалентной структуры в соответствии с выражениями (4)–(9).

### Численные результаты и их обсуждение

Предложенный метод моделирования был применен для определения распределения температуры в структуре теплового микроакселерометра с инерционной массой. При расчетах использовались следующие конструктивные параметры элементов теплового микроакселерометра. В качестве материала термически изолированной структуры выбран диоксид кремния с коэффициентом теплопроводности, равным  $1,1 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ . Размеры термически изолированной структуры были равны: длина 300 мкм; толщина 2 мкм. Расстояние от термически изолированной структуры до основания корпуса равнялось толщине пластины кремния и

составляло 200 мкм. Резистивный слой пленочного нагревателя и ветви батарей пленочных термопар изготавливались из поликремния толщиной 0,3 мкм. Для положительной и отрицательной ветвей пленочных термопар использовался соответственно поликремний  $p$ - и  $n$ -типов. Считалось, что ветви термопар имеют одинаковую ширину и расстояние между ними равно их толщине. Коэффициент теплопроводности поликремния равен  $22 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$  [19]. Параметры пленочного нагревателя имели следующее значение: ширина резистивного слоя — 20 мкм; коэффициент формы — 10; сопротивление нагревателя — 100 Ом; температурный коэффициент сопротивления материала резистивного слоя (поликремний) —  $0,83 \cdot 10^{-3} 1/\text{К}$  [19]. Для остальных параметров, используемых при моделировании, выбраны следующие значения: сила тока через нагреватель — 2,5 мА; температура окружающей среды — 300 К; коэффициент теплопроводности воздуха —  $0,026 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ .

Рассчитанное с помощью предложенного метода распределение температуры перегрева  $\Delta T$  (где  $\Delta T = T_j - T_0$ ) в активной области теплового микроакселерометра показано на рис. 4. Данное распределение температуры получено для зазора ме-

жду подвижным элементом и термически изолированной структурой, равного 5 мкм. Для указанного распределения температуры определены тепловые потоки через границы зон с окружающей средой по следующей методике (на примере зоны 1):

- 1) определялась плотность теплового потока через границу с окружающей средой:

$$q^{(1, 0)} = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z_1} \Big|_{z_1 = b_1}; \quad (28)$$

- 2) определялось значение теплового потока через границу с окружающей средой, отнесенное к единице длины активной области в направлении  $y$  (перпендикулярно плоскости зоны, см. рис. 1):

$$Q^{(1, 0)} = \int_0^{l_1} q^{(1, 0)} \partial x_1. \quad (29)$$

В результате расчетов по формулам (28) и (29) получены следующие значения тепловых потоков через границы зон с окружающей средой, отнесенные к единице длины активной области в направлении  $y$ :

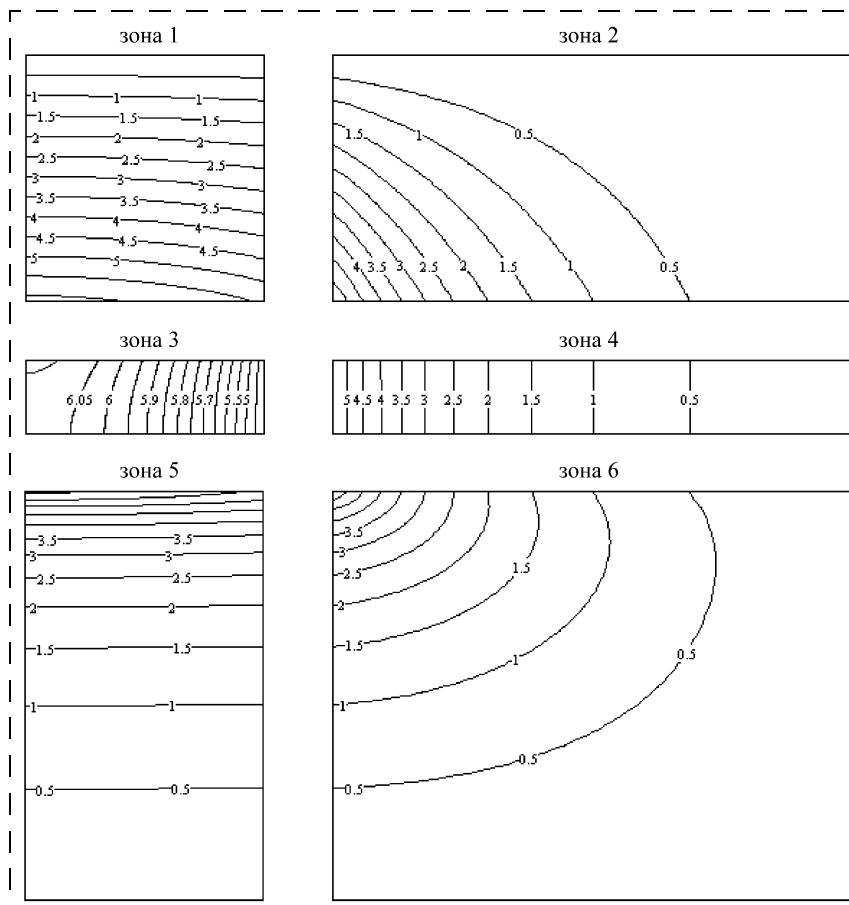


Рис. 4. Распределение температуры перегрева в активной области теплового микроакселерометра (размеры зон показаны условно)

$$\begin{aligned} Q^{(1,0)}|_{z_1=b_1} &= 0,305 \text{ Вт/м}; \\ Q^{(2,0)}|_{z_2=b_2} &= 1,112 \text{ Вт/м}; \\ Q^{(2,0)}|_{x_2=l_2} &= 5,507 \cdot 10^{-4} \text{ Вт/м}; \\ Q^{(4,0)}|_{x_4=l_4} &= 0,074 \text{ Вт/м}; \\ Q^{(6,0)}|_{x_6=l_6} &= 0,039 \text{ Вт/м}; \\ Q^{(6,0)}|_{z_6=0} &= 0,019 \text{ Вт/м}; \\ Q^{(5,0)}|_{z_5=0} &= 1,928 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/м}. \end{aligned}$$

Суммарный тепловой поток через границу активной области с окружающей средой, отнесенный к единице ее длины в направлении  $y$ ,

$$\begin{aligned} Q_{\text{сум}} = Q^{(1,0)}|_{z_1=b_1} + Q^{(2,0)}|_{z_2=b_2} + Q^{(2,0)}|_{x_2=l_2} + \\ + Q^{(4,0)}|_{x_4=l_4} + Q^{(6,0)}|_{x_6=l_6} + \\ + Q^{(6,0)}|_{z_6=0} Q^{(5,0)}|_{z_5=0}. \end{aligned} \quad (30)$$

Вычисленное по формуле (30) значение потока  $Q_{\text{сум}}$  составляет 1,551 Вт/м.

Полученные данные подтверждают допущение о незначительном влиянии тепловых потоков на участках 1 и 2 границы активной области (см. рис. 2) на распределение температуры в ней. Об этом влиянии говорилось при анализе конструкции теплового микроакселерометра. Тепловые потоки через эти участки, отнесенные к единице длины активной области в направлении  $y$ , равны:

- участок 1 —  $Q^{(2,0)}|_{x_2=l_2} = 5,507 \cdot 10^{-4}$  Вт/м, что составляет 0,035 % от  $Q_{\text{сум}}$ ;
- участок 2 —  $Q^{(6,0)}|_{x_6=l_6} = 0,039$  Вт/м, что составляет 2,52 % от  $Q_{\text{сум}}$ .

Сравнение суммарного теплового потока через границу активной области с окружающей средой, отнесенного к единице ее длины в направлении  $y$ , и тепловой мощности, генерируемой в тепловом микроакселерометре и также отнесенной к единице длины активной области в направлении  $y$ , позволяет оценить точность расчета распределения температуры в структуре теплового микроакселерометра. Генерируемая тепловая мощность, отнесенная к единице длины активной области в направлении  $y$ ,

$$Q_{\text{ген}} = \int_0^{l_3} \frac{I^2 R_0}{k_{\Phi} b_{\text{H}}} [1 + \alpha(T_3|_{z_3=b_3} - T_0)] dx_3. \quad (31)$$

Для анализируемого варианта теплового микроакселерометра  $Q_{\text{ген}} = 1,570$  Вт/м. В общем случае должно выполняться следующее условие:

$$Q_{\text{ген}} = Q_{\text{сум}}. \quad (32)$$

Однако, как видно из приведенных результатов, числовые значения для  $Q_{\text{ген}}$  и  $Q_{\text{сум}}$  различаются. Это обусловлено следующими причинами. Во-первых, при расчетах использовались конечные значения индексов суммирования, тогда как в аналитической модели они стремятся к бесконечности. В рассматриваемом случае предельное значение индексов суммирования ( $k$  и  $m$ ) равнялось 50. Вторую долю в погрешность определения распределения температуры вносит решение системы линейных уравнений (24), из которого определяются значения весовых коэффициентов. В некоторых случаях из-за плохой обусловленности матрицы  $\mathbf{M}$  эта доля погрешности может быть большой.

Используя полученные числовые значения  $Q_{\text{ген}}$  и  $Q_{\text{сум}}$ , можно рассчитать относительную погрешность распределения температуры в тепловом микроакселерометре  $\Delta T$  следующим образом:

$$\Delta T = \left| \frac{Q_{\text{сум}} - Q_{\text{ген}}}{Q_{\text{ген}}} \right| \cdot 100 \%. \quad (33)$$

Эта погрешность равна 1,194 %. Таким образом, уже при предельных значениях индексов суммирования, равных 50, относительная погрешность распределения температуры в тепловом микроакселерометре, вычисленная из несоответствия генерируемой и рассеиваемой мощности, не превышает 1,2 %.

Целесообразно рассмотреть зависимость температуры в месте расположения горячих спаев термопар от смещения подвижного элемента, так как эта температура определяет выходной сигнал теплового микроакселерометра. Горячие спаи термопар расположены в линию, отстоящую на некоторое расстояние от края резистивного слоя нагревателя. Примем это расстояние равным 2 мкм. Для данного случая рассчитанные зависимости температуры перегрева  $\Delta T$  от расстояния между подвижным элементом и термически изолированной структурой приведены на рис. 5.

Представленные данные показывают, что температура в месте расположения горячих спаев термопар нелинейно зависит от расстояния между подвижным элементом и термически изолированной структурой. Это будет приводить к нелинейной зависимости выходного сигнала микроакселе-

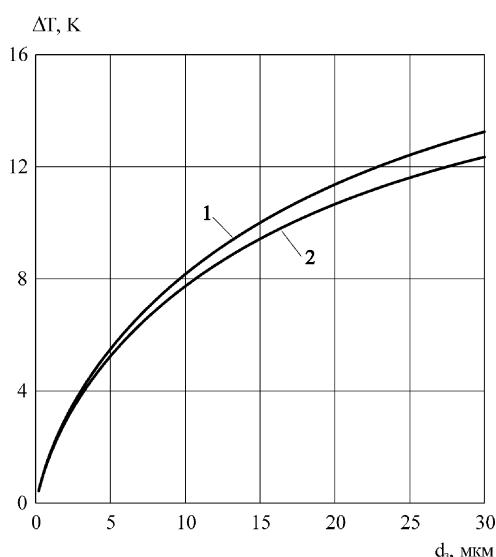


Рис. 5. Зависимость температуры перегрева в месте расположения горячих спаев термопар от расстояния между подвижным элементом и термически изолированной структурой:

1 — толщина термически изолированной структуры равна 1 мкм; 2 — толщина термически изолированной структуры равна 2 мкм

рометра от ускорения. При применении тепловых микроакселерометров обычно выбирают узкий диапазон смещений подвижного элемента, в котором зависимость температуры горячих спаев термопар от смещения близка к линейной зависимости. Представленный метод аналитического моделирования температуры позволяет проводить данный выбор без проведения экспериментальных исследований.

Из сравнения данных для разных толщин термически изолированной структуры следует, что увеличение толщины термически изолированной структуры приводит к понижению температуры горячих спаев термопар и, следовательно, к уменьшению выходного сигнала теплового микроакселерометра. Поэтому при выборе толщины термически изолированной структуры следует находить компромисс между значением выходного сигнала теплового микроакселерометра и механической устойчивостью термически изолированной структуры.

## Заключение

В статье предложен метод аналитического моделирования распределения температуры в структуре теплового микроакселерометра с инерционной массой, который позволяет определить температуру в любой точке активной области. Особенностью

предложенного метода является учет температурной зависимости сопротивления нагревателя и введение в эквивалентную структуру активной области теплового микроакселерометра теплогенерирующей границы вместо тонкого резистивного слоя нагревателя. Это позволяет повысить точность моделирования распределения температуры в структуре теплового микроакселерометра.

Предложенный метод может быть использован для исследования зависимости выходного сигнала теплового микроакселерометра от ускорения. В этом случае выбирается значение расстояния между подвижным элементом и термически изолированной структурой при отсутствии ускорения и затем задается смещение подвижного элемента, которое связано с ускорением согласно выражениям (1)–(3). Выходной сигнал микроакселерометра прямо пропорционален температуре горячих спаев термопар термоэлектрического преобразователя и зависит от числа термопар и коэффициентов термоЭДС материалов, из которых изготовлены ветви термопар. Кроме того, предложенный метод может быть использован для определения влияния различных конструкционных параметров (толщины и тепловых свойств термически изолированной структуры и пленочных слоев, из которых изготовлены элементы микроакселерометра; размеров элементов; расстояния между термически изолированной структурой и основанием корпуса) на выходной сигнал теплового микроакселерометра. На основе данного метода могут быть разработаны САПР тепловых микроакселерометров с инерционной массой.

## Список литературы

1. Yazdi N., Ayazi F., Najafi K. Micromachined inertial sensors // Proceedings of the IEEE. 1998. V. 86. P. 1640–1659.
2. Allen H., Terry S., De Bruin D. Accelerometer system with self-testable features // Sensors and Actuators. 1989. V. 20. P. 153–161.
3. Reithmuller W., Benecke W., Schnakenberg U., Wagner B. A smart accelerometer with on-chip electronics fabricated by a commercial CMOS process // Sensors and Actuators A. Physical. 1992. V. 31. P. 121–124.
4. Kim K. H., Ko J. S., Cho Y. H., Lee K., Kwak B. M. A skew-symmetric cantilever accelerometer for automotive airbag applications // Sensors and Actuators A. Physical. 1995. V. 50. P. 121–126.
5. Nemirovsky Y., Nemirovsky A., Muralt P., Setter N. Design of a novel thin film piezoelectric accelerometer // Sensors and Actuators A. Physical. 1996. V. 56. P. 239–249.
6. Rockstad H. K., Kenny T. W., Reynolds J. K., Kaiser W. J., Gabrielson T. B. A miniature high-sensitivity broad-band accelerometer based on electron tunneling transducers // Sensors and Actuators A. Physical. 1994. V. 43. P. 107–114.
7. Kubena R. L., Atkinson G. M., Robinson W. P., Stratton F. P. A new miniaturized surface micromachined tunneling accelerometer // IEEE Electron Device Letters. 1996. V. 17. P. 306–308.

8. Dauderstädt U. A., de Vries P. H. S., Hiratsuka R., Sarro P. M. Silicon accelerometer based on thermopiles // Sensors and Actuators A. Physical. 1995. V. 46–47. P. 201–204.
9. Dauderstädt U. A., de Vries P. H. S., Hiratsuka R., Kortink J. G., Sarro P. M., Baltes H., Middelhoek S. Simulation aspects of a thermal accelerometer // Sensors and Actuators A. Physical. 1996. V. 55. P. 3–6.
10. Dauderstadt U. A., Sarro P. M., French P. J. Temperature dependence and drift of a thermal accelerometer // Sensors and Actuators A. Physical. 1998. V. 66. P. 244–249.
11. Luo X. B., Yang Y. J., Zheng F., Li Z. X., Guo Z. Y. An optimized micromachined convective accelerometer with no proof mass // Journal of Micromechanics and Microengineering. 2001. V. 11. P. 504–508.
12. Luo X. B., Li Z. X., Guo Z. Y., Yang Y. J. Thermal optimization on micromachined convective accelerometer // Heat and Mass Transfer. 2002. V. 38. P. 705–712.
13. Mailly F., Giani A., Martinez A., Bonnot R., Temple-Boyer P., Boyer A. Micromachined thermal accelerometer // Sensors and Actuators A. Physical. 2003. V. 103. P. 359–363.
14. Mailly F., Martinez A., Giani A., Pascal-Delannoy F., Boyer A. Effect of gas pressure on the sensitivity of a micromachined thermal accelerometer // Sensors and Actuators A. Physical. 2003. V. 109. P. 88–94.
15. Mailly F., Martinez A., Giani A., Pascal-Delannoy F., Boyer A. Design of a micromachined thermal accelerometer: thermal simulation and experimental results // Microelectronics Journal. 2003. V. 34. P. 275–280.
16. Kozlov A. G. Analytical modelling of steady-state temperature distribution in thermal microsensors using Fourier method. Part 1. Theory // Sensors and Actuators A. Physical. 2002. V. 101. P. 283–298.
17. Kozlov A. G. Analytical modelling of steady-state temperature distribution in thermal microsensors using Fourier method. Part 2. Practical application // Sensors and Actuators A. Physical. 2002. V. 101. P. 299–310.
18. Козлов А. Г. Аналитическое моделирование стационарного распределения температуры в двумерных структурах с произвольными прямоугольными границами // Инженерная физика. 2004. № 3. С. 11–19.
19. Baltes H., Paul O., Brand O. Micromachined thermally based CMOS microsensors // Proceedings of the IEEE. 1998. V. 86. P. 1660–1678.

УДК 535.82

**В. Ф. Дряхлшин**, канд. физ.-мат. наук,  
**К. П. Гайкович**, д-р физ.-мат. наук,  
**В. В. Левичев\***, **В. П. Мишкин\***  
Институт физики микроструктур РАН,  
Нижний Новгород,  
\*Нижегородский государственный университет  
им. Н. И. Лобачевского

## ТОНКИЙ АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУХЦВЕТНОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ

Исследовано пространственное распределение мод излучения двухцветного полупроводникового инфракрасного лазера в ближней зоне. Данный лазер предназначен для генерации терагерцевого излучения при смешении двух близко лежащих по частоте мод, поэтому наряду с синхронизацией мод предъявляются строгие требования к их пространственному совмещению. Картина излучения лазера была получена методом ближнепольной оптической микроскопии. Для повышения разрешающей способности полученного изображения была проведена его деконволюция с помощью решения обратной задачи Тихонова, что позволило улучшить разрешение в 2–3 раза.

### Введение

Целью данной работы является исследование структуры пространственного распределения мод

излучения двухцветного полупроводникового инфракрасного (ИК) лазера в ближней зоне. Привлекательной особенностью данного лазера является возможность генерации терагерцевого излучения при смешении двух близко лежащих по частоте инфракрасных мод, разностная частота которых лежит в указанном диапазоне [1]. Нелинейным элементом является сам оптический волновод из арсенида галлия. Очевидно, что для эффективного преобразования излучения необходима не только синхронизация мод, но и их пространственное совмещение в лазерном волноводе, структуру которого можно приблизенно измерить по структуре излучения в ближней зоне. Картина излучения лазера в ближней зоне (т. е. фактически в самом волноводе) была получена методом сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (СБОМ), в котором зонд, сканирующий вдоль области излучения, является его приемником. Разрешение ближнепольного микроскопа в основном определяется размером апертуры его зонда (50–100 нм). Для улучшения разрешения полученного изображения нами была решена обратная задача Тихонова [2] при учете передаточной функции зонда, т. е. конечности его размеров и диаграммы направленности, с использованием разработанного нами ранее метода повышения разрешения в ближнепольной микроскопии [3–5]. Это позволило в 2–3 раза улучшить разрешение экспериментально полученного изображения.

## Метод обработки изображения

В данной работе мы используем результаты наших предыдущих статей [3–5], где метод деконволюции был развит для восстановления СБОМ-изображений, сглаженных под влиянием передаточной функции зонда (т. е. вследствие конечностии размеров апертуры и наличия диаграммы направленности зонда). Если передаточная функция известна (даже приблизительно), то можно решить обратную задачу по восстановлению изображения. Как известно из теории некорректных задач, проблема сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма 2-го рода. Если двумерное (2D) распределение сигнала известно, то связь между действительным и измеренным изображением может быть выражена как 2D конволовуция

$$z_m(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} K(x - s, y - t) z(s, t) ds dt, \quad (1)$$

где ядро является передаточной функцией;  $z(x, y)$  — измеряемый сигнал, и действительное распределение может быть вычислено. Решение этого уравнения по отношению к  $z(s, t)$  позволяет восстановить изображение поверхности с высоким пространственным разрешением.

Ключевым вопросом метода, развитого в работах [3–5], является нахождение передаточной функции уравнения по мельчайшим деталям изображения. Передаточная функция зонда сканирующего ближнепольного оптического микроскопа была найдена из анализа тестовой структуры в [3–5] и было показано, что эти детали могут рассматриваться как  $\delta$ -функции. При этом соответствующее ядро интегрального уравнения может быть аппроксимировано двумерным гауссовским распределением с параметрами полуширины  $\sigma_x = \sigma_y = 70$  нм (размер мельчайших деталей, определяющих передаточную функцию).

## Измерения и восстановление СБОМ-изображения

С использованием изображения, полученного с помощью СБОМ, и его деконволюции излучение двухцветного полупроводникового ИК лазера [1] в ближней зоне было исследовано при различных режимах его работы. Результаты СБОМ-измерений в режиме, когда зонд является квазиточечным приемником оптического излучения в ближнем поле (расстояние зонд — поверхность  $h \leq 5$  нм  $\ll \lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны излучения), показаны на рис. 1, *a*

— 4, *a* (см. третью сторону обложки) для двух длин волн  $\lambda_1 = 1,005$  мкм и  $\lambda_2 = 1,030$  мкм. Кроме устранения эффекта сглаживания, обусловленного передаточной функцией зонда, метод позволяет исправить некоторые нарушения изображения, связанные со сбоями при сканировании. Эти нарушения приводят к увеличению значения  $\sigma_x$  до величины порядка 300 нм. Учитывая все это, после деконволюции изображения мы получаем восстановленное распределение излучения полупроводникового лазера в ближней зоне, показанное на рис. 1, *b* — 4, *b* (см. третью сторону обложки). Очевидно, что восстановленная структура изображения имеет значительно лучшее разрешение. Отметим, что распределение полей в оптическом волноводе существенно зависит от тока накачки лазера, что видно из распределения полей. Проведенные измерения с последующей их обработкой позволяют найти оптимальные режимы работы лазера для реализации терагерцового излучения в таких структурах.

## Заключение

Таким образом, в данной работе исследована тонкая структура пространственного распределения мод излучения двухцветного полупроводникового ИК лазера в ближней зоне. Показано, что решение обратной задачи методом Тихонова с учетом передаточной функции зонда позволяет в 2–3 раза улучшить разрешение изображения, полученного с помощью сканирующего ближнепольного оптического микроскопа.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 03-02-17321.*

## Список литературы

1. Афоненко А. А., Алешкин В. Я., Дубинов А. А. Нелинейная генерация дальнего инфракрасного излучения в двухчастотных полупроводниковых лазерах // ФТП. 2004. Т. 38. № 2. С. 244–248.
2. Tikhonov A. N. Solution of ill-posed problems. New York, Winston, 1977.
3. Gaikovich K. P., Dryakhlushin V. F., Kruglov A. V., Zhilin A. V. Rectification of SNOM-images taking into account the probe transfer function // Phys. Low-Dim. Struct. 2002. N 5/6. P. 93–98.
4. Gaikovich K. P., Dryakhlushin V. F., Levichev V. V., Mishkin V. P. Study of near-field emission of semiconductor laser // Phys. Low-Dim. Struct. 2003. N 3/4. P. 55–60.
5. Гайкович К. П., Дряхлушкин В. Ф., Жилин А. В. Улучшение разрешающей способности СБОМ-изображений на основе учета передаточной функции зонда // Микросистемная техника. 2003. № 7. С. 19–21.

# МОЛЕКУЛЯРНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА И БИОЭЛЕКТРОНИКА

УДК 539.26

**К. М. Подурец**, д-р физ.-мат. наук<sup>1</sup>,  
**Д. К. Погорелый<sup>1</sup>, А. А. Манушкин<sup>1</sup>,**  
**В. Г. Недорезов**, д-р физ.-мат. наук<sup>1, 2</sup>,  
**В. А. Соменков**, д-р физ.-мат. наук<sup>1</sup>,  
**С. А. Щетинкин<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Российский Научный центр "Курчатовский институт", г. Москва

<sup>2</sup>Институт ядерных исследований РАН,  
г. Москва

## РЕФРАКЦИОННАЯ ИНТРОСКОПИЯ ДЛЯ МЕДИЦИНЫ И МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ НА КУРЧАТОВСКОМ ИСТОЧНИКЕ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Описаны эксперименты по рефракционной радиографии, выполненные на Курчатовском источнике синхротронного излучения. Приведены примеры, демонстрирующие возможности метода для неразрушающего контроля и медицинской диагностики. Проведены эксперименты по рефракционной интроскопии стандартного маммографического фантома. Показано, что применение метода рефракционной интроскопии позволит значительно повысить чувствительность маммографического исследования.*

В последнее время активно развиваются исследования, связанные с применением методов рефракционной интроскопии [1, 2] на источниках синхротронного излучения (СИ). Недавно вошел в строй Курчатовский источник СИ — первый в России специализированный источник, предназначенный для исследований в области рентгеновского излучения с энергией до 30—40 кэВ. Одной из станций, создаваемых на этом источнике, является станция "Медиана", предназначенная для развития рефракционной и фазоконтрастной интроскопии как методов диагностики для медицины и материаловедения.

Метод рефракционной интроскопии состоит в следующем. Рентгеновские лучи, проходящие через объект со сложным внутренним строением, преломляются на границах раздела фаз, причем средние углы отклонения составляют доли угловых секунд. На картине пропускания, получаемой стандартными методами, это никак не сказывается-

ся. Однако при использовании рентгенооптической схемы с угловым разрешением на уровне долей угловой секунды преломление лучей в объекте оказывает существенное влияние на формирование изображения объекта прошедшим через него пучком. Такой рентгенооптической схемой является двухкристалльный спектрометр (рис. 1) на совершенных кристаллах, в котором первый кристалл формирует коллимированный пучок, а второй кристалл является угловым анализатором. Поскольку отражательная способность монокристаллов невелика, рефракционная радиография является малосветосильным методом (характерные экспозиции на рентгеновских трубках составляют часы), и ее практическое осуществление возможно только на источниках СИ.

Рассмотрим формирование рефракционного контраста [3]. При пересечении поверхности раздела фаз пучок рентгеновского излучения отклоняется на угол

$$\alpha = \Delta n \operatorname{ctg} \theta, \quad (1)$$

где  $\theta$  — угол скольжения пучка на границе раздела;  $\Delta n$  — разность показателей преломления на границе раздела. Это выражение аналогично известному закону Снеллиуса для видимого света, но упрощено из-за малости углов отклонения, связанной с малыми  $\Delta n$ . Показатель преломления рентгеновских лучей вдали от краев поглощения определяется выражением

$$n = 1 - \frac{\lambda^2 N_0 r_0 z \rho}{2 \pi M}, \quad (2)$$

где  $\lambda$  — длина волны излучения;  $N_0$  — число Авогадро;  $r_0$  — классический радиус электрона;  $\rho$  — плотность вещества;  $M$  — его молекулярная масса;

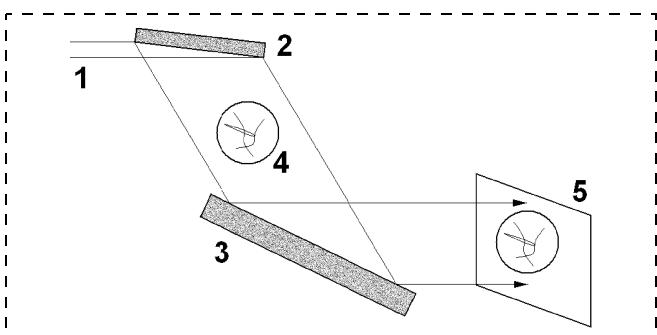


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 — падающий белый пучок; 2, 3 — кристаллы; 4 — объект; 5 — детектор

$z$  — число электронов в молекуле. Для характерной плотности 1 г/см<sup>3</sup> для  $\lambda = 0,071$  нм ( $E = 17,4$  кэВ) значение  $1 - n = 7,6 \cdot 10^{-7}$ . В соответствии с (1) это означает, что угловое отклонение пучка превышает 1" лишь при углах скольжения меньше 5°. Отсюда следует, что для регистрации изображений с рефракционным контрастом необходимо угловое разрешение рентгенооптической схемы порядка 0,1".

Угловое разрешение двухкристалльной схемы на высокосовершенных кристаллах определяется дарвиновской угловой шириной данного отражения, которая для  $\sigma$ -поляризации равна

$$\omega = \sqrt{\beta} \frac{2\lambda^2 |F|}{\pi V \sin \theta_B}, \quad (3)$$

где  $\beta$  — степень асимметрии отражения;  $F$  — структурный фактор отражения;  $V$  — объем элементарной ячейки;  $\theta_B$  — брэгговский угол. Зависимость контраста от угла отклонения определяется сверткой функций отражения обоих кристаллов [4]. В практически важном случае симметричных отражений ( $\beta_{1,2} = 1$ ) функция углового разрешения может аппроксимироваться лоренцианом и выражение для контраста, под которым понимается относительное изменение локального потока излучения под действием наблюдаемого объекта, имеет следующий вид:

$$K = 1 - \left\{ 1 + \left[ \frac{2}{\omega} (1 - n) \operatorname{ctg} \theta \right]^2 \right\}^{-1}. \quad (4)$$

Для промышленных кристаллов кремния, обладающих достаточными размерами и совершенством, характерные значения  $\omega$  близки к значениям характерных рефракционных отклонений, что позволяет использовать их для создания рентгенооптических схем с высоким угловым разрешением.

Поскольку пучок СИ имеет вертикальный размер в несколько миллиметров, для получения большого поля зрения целесообразно использовать асимметричную дифракцию (см. рис. 1) на первом кристалле (монохроматоре) и симметричную — на втором кристалле (анализаторе). В описанных экспериментах были использованы две пары кристаллов кремния. В первой паре на первом кристалле, который имеет поверхность, параллельную (001), использовались асимметричные отражения (511) и (711), на втором — (333) и (444). В случае пары (511) — (333) реализуется бездисперсионная дифракция на энергии 17 кэВ и с шириной отражения 0,6", в случае пары (711) — (444) схема уже не является бездисперсионной, однако вклад дисперсии в ширину отражения заметно меньше дарвиновской ширины. Это дает возможность работы на энергии излучения 27 кэВ при ширине отражения

0,4". Перестройка рентгенооптической схемы проста, так как требует поворота кристаллов только вокруг одной оси. Во второй паре кристаллов большого размера (анализатор имеет размер 30 × 10 см) использовали отражения (440), при этом первый кристалл вырезан под углом 8° к кристаллографической плоскости (110), что позволило получить изображения на энергии 40 кэВ. Максимальный размер поля зрения равен 10 × 3 см.

Изображения регистрировали позиционно-чувствительным детектором [5], пространственное разрешение которого составляет 30 мкм при поле зрения 30 × 30 мм. Детектор состоит из кристалла сцинтиллятора CsI(Tl), объектива и Пелтье-охлаждаемой ПЗС-матрицы.

Эксперименты проводились с объектами нескольких типов: 1) с модельными объектами, позволяющими в простых экспериментах продемонстрировать возможности метода; 2) с образцами алюминиево-литиевого сплава со сварным швом; 3) с объектами, позволяющими моделировать объекты медицинской диагностики; 4) с небольшими животными — лягушками (получены их изображения).

На рис. 2 представлено изображение крупинок карбида бора размером 80 мкм. При этих размерах пропускание рентгеновских лучей составляет больше 99 %, однако крупинки хорошо видны на радиограмме, это свидетельствует о том, что контраст имеет преимущественно рефракционную природу. На рис. 3 представлено изображение древесного листа. Хорошо видны прожилки листа, обращает на себя внимание "объемный" вид их изображения, характерный для рефракционного контраста, так как угол преломления минимален посередине цилиндрического объекта и возрастает к его краям. Время экспозиции на этих объектах составляло 0,1 с.

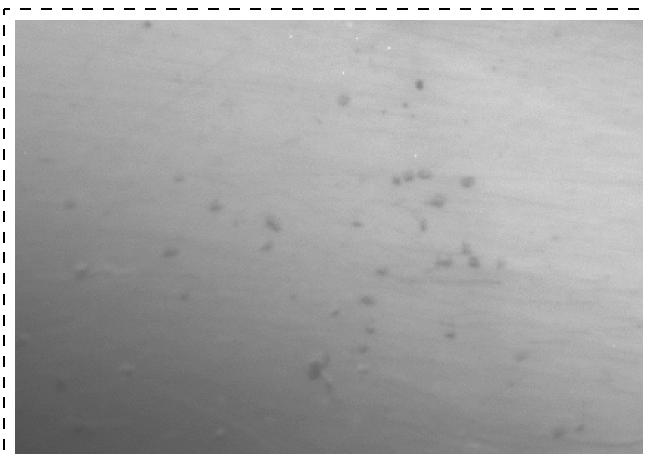


Рис. 2. Изображение частиц карбида бора размером 80 мкм ( $E = 17$  кэВ)



Рис. 3. Изображение древесного листа ( $E = 17$  кэВ)

Были изучены образцы алюминиево-литиевого сплава со сварным швом толщиной 5 мм. Изображения, полученные при энергии 27 и 40 кэВ, представлены на рис. 4. На изображениях отчетливо проявляется внешний рельеф шва, и наблюдаются пустоты в его объеме. Минимальный размер наблюдаемых пустот составляет приблизительно 0,1 мм. Обращает на себя внимание характерное для рефракционных изображений контрастирование краев пустот. Также наблюдается увеличение роли рефракционного контраста при увеличении энергии излучения (общее расчетное пропускание объекта составляет 0,13 при  $E = 27$  кэВ и 0,47 при

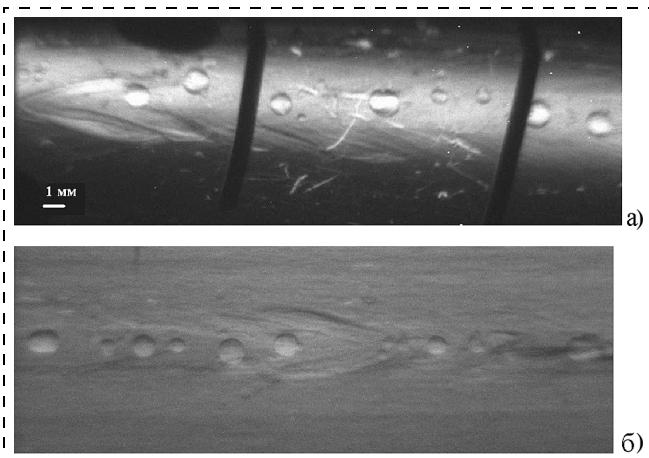


Рис. 4. Изображения участков шва, полученные при  $E = 27$  кэВ (а) и  $E = 40$  кэВ (б); длительность экспозиции 10 с. Вертикальные полосы на верхнем снимке — размерные метки шириной 1 мм

$E = 40$  кэВ). Приведенный пример демонстрирует возможности метода для неразрушающего контроля изделий из легких сплавов.

По-видимому, одним из наиболее перспективных направлений медицинского применения рефракционной радиографии на СИ является маммография. Объектами поиска маммографии являются микрокальцинаты, т. е. мелкие частицы соединений кальция, кальцинированные каналы, либо опухоли, отличающиеся по плотности от окружающих тканей. Для аттестации маммографических установок используют стандартизованные фантомы, основной частью которых является восковая пластина толщиной 7 мм с залитыми в нее модельными объектами. Модель микрокальцинатов делается из частиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , кальцинированные каналы и опухолевую массу моделируют нейлоновыми включениями соответствующей формы — волокнами и дисками. В экспериментах мы использовали восковую вставку стандартного фантома *Gammex RMI 156* [6], разделенную на фрагменты размером  $20 \times 20$  мм, каждый из которых включал один объект.

Все фрагменты вставки без корпуса вместе были сняты на стандартном маммографе *Phillips* (рис. 5), причем объекты наименьшего размера не были выявлены. После этого фрагменты снимались на станции "Медиана" с рефракционным контрастом при энергии 17 кэВ, что позволило увидеть все модельные объекты (рис. 6). Средняя длительность экспозиции при рефракционной съемке составляла 1 с и зависела от тока накопителя, который в

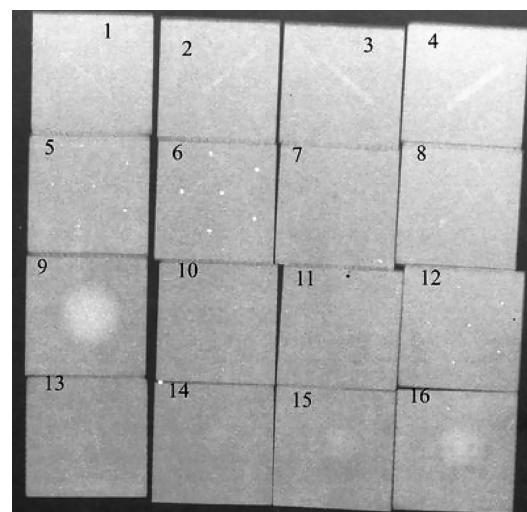


Рис. 5. Рентгенограмма фантома, полученная на стандартном маммографе *Phillips*. Фрагменты включают в себя следующие объекты: 1—4 и 7—8 — нейлоновые волокна диаметром 0,75, 0,89, 1,12, 1,56, 0,40, 0,54 мм; 5, 6 и 10—12 — частицы  $\text{Al}_2\text{O}_3$  размером 0,40, 0,54, 0,16, 0,24, 0,32 мм; 9 и 13—16 — нейлоновые диски толщиной 2,00, 0,25, 0,50, 0,75, 1,00 мм

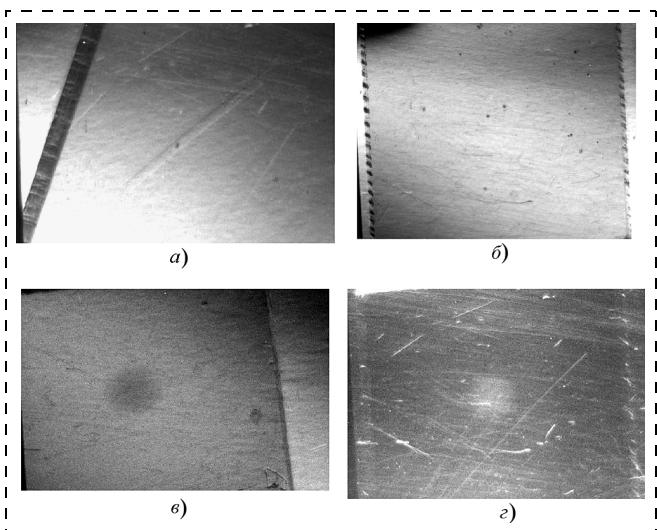


Рис. 6. Рефракционные изображения фрагментов фантома ( $E = 17$  кэВ):  
а — № 7 (диаметр волокна 0,4 мм); б — № 5 (размер включений 0,16 мм); в — № 13 (толщина диска 0,25 мм); г — № 13 в темном поле

среднем составлял 40—60 мА. Проведенные эксперименты показали, что использование рефракционного метода значительно повышает чувствительность маммографического исследования и позволяет обнаруживать такие объекты, как микрокальцинаты, кальцинированные сосуды и опухоли, в несколько раз меньшего размера, чем при стандартной, абсорбционной съемке. Оценка дозы облучения при таком исследовании, проведенная в работе [2], показывает, что использование рефракционной методики позволит значительно снизить радиационную нагрузку на пациента по сравнению с традиционным методом.

Получены изображения внутреннего строения живой лягушки при энергии 17 и 40 кэВ (рис. 7). Для ограничения подвижности лягушка была помещена в холодную воду, которая являлась также иммерсионной жидкостью, снижающей контраст на контурах тела. На снимках видны скелет, легкие, органы брюшной полости. Обращает на себя внимание разница в изображениях костей при

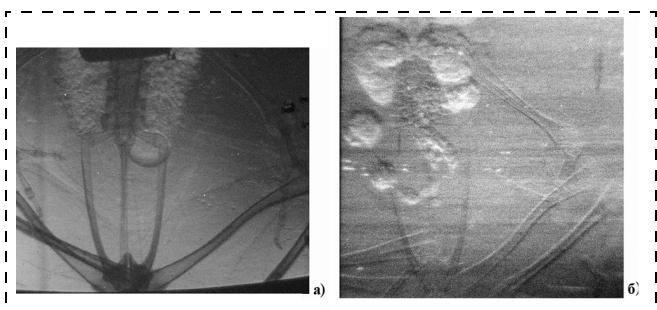


Рис. 7. Рефракционные изображения живой лягушки, снятые при энергии 17,4 кэВ (а) и 40 кэВ (б)

разной энергии излучения: если при  $E = 17$  кэВ контраст имеет преимущественно абсорбционную природу, то при  $E = 40$  кэВ — уже рефракционную. Это обстоятельство подчеркивает важность применения рефракционной радиографии на жестком излучении, где абсорбционный контраст мал. Легкие лягушки видны как скопление мелких пузырьковых деталей, их изображение, а также изображение органов брюшной полости характеризуются значительным рефракционным краевым контрастом. Однако сравнение изображений показывает также и, в соответствии с (3), повышение требований к совершенству кристаллов, в частности, к обработке поверхностей, при переходе к жесткому излучению.

Таким образом, созданная на станции "Медиана" Курчатовского источника СИ, рентгенооптическая установка позволяет при малых временах экспозиции получать рефракционные радиограммы различных объектов, представляющих интерес для медицинской и материаловедческой диагностики. Наибольшую перспективу практического использования имеют, по-видимому, неразрушающий контроль ответственных изделий из легких сплавов для нужд аэрокосмической техники и маммография. Медицинская диагностика, развитая на базе рефракционного метода, будет принципиально малодозовой, так как в рефракционной радиографии информативность заключена не в поглощении части пучка в объекте (что есть поглощенная доза), а в прошедшем пучке, доля которого возрастает при повышении энергии излучения.

*Авторы благодарны М. В. Ковалчуку и В. В. Квардакову за внимание к работе, М. Андо за предоставление фантома, А. В. Забелину, Ю. А. Булановскому, Г. А. Ковачеву и Б. И. Никитину за помощь в проведении экспериментов. Работа поддержанна РФФИ, проект № 05-02-16695.*

#### Список литературы

1. Шильштейн С. Ш., Соменков В. А., Манушкин А. А. и др. Рефракционная радиография биологических объектов // Поверхность: рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 1996. № 3—4. С. 231.
2. Артемьев А. Н., Манушкин А. А., Недорезов В. Г., Туринг А. А., Шильштейн С. Ш. Расчет дозы облучения для рефракционной интроскопии. Препринт 6065/15. М.: ИАЭ, 1998. 20 с.
3. Подурец К. М. Формирование контраста в радиографии высокого углового разрешения // ЖТФ. 1995. Т. 65. № 4. С. 167.
4. Пинскер З. Г. Рентгеновская кристаллооптика. М.: Наука, 1982. 390 с.
5. Кононов Н. К., Беляев А. Д., Игнатов С. М. и др. Цифровой сцинтилляционный детектор для медицинской диагностической станции "Медиана" // ПТЭ. 2004. 5. С. 1—3.
6. Mammographic Accreditation Phantom. <http://www.cir-sinc.com/products/model015.html>.

УДК 621.382.3

**И. А. Каштанкин, Н. Т. Гурин**, д-р физ.-мат. наук,  
Ульяновский государственный университет  
*gurinnt@sv.ulsu.ru, kashtankin@mail.ru*

## ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ КРЕМНИЕВЫЕ БИПОЛЯРНЫЕ N-ПРИБОРЫ С УПРАВЛЯЕМОЙ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКОЙ

*Предложены новые фоточувствительные N-приборы с управляемой вольт-амперной характеристикой, в которых изменение интенсивности падающего инфракрасного излучения приводит к изменению тока максимума N-образной выходной вольт-амперной характеристики как в сторону его увеличения, так и в сторону уменьшения вплоть до полного исчезновения N-участка. Результаты моделирования статических вольт-амперных характеристик согласуются с экспериментальными данными.*

Полупроводниковые структуры с вольт-амперной характеристикой N-типа обладают рядом уникальных свойств, стимулирующих поиск конструктивно-технологических и схемотехнических решений при разработке новых полупроводниковых приборов. В последнее время весьма перспективным становится применение приборов с N-образными вольт-амперными характеристиками в средствах телекоммуникаций, слаботочной автоматики из-за значительного упрощения многих схемных решений, снижения массогабаритных показателей, повышения качества и надежности [1, 2]. Вопросам разработки, моделирования и исследования N-приборов посвящено большое число работ отечественных и зарубежных авторов. Однако влияние различных видов излучения, температуры и других внешних факторов на механизмы формирования отрицательного сопротивления остается практически не изученным.

Наиболее эффективными методами получения участка отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) N-типа на ВАХ являются модуляция тока базы и шунтирование эмиттерного перехода биполярного транзистора управляемым сопротивлением. При этом в качестве управляемого сопротивления может выступать, как МДП-, так и биполярный транзистор [3]. Ранее нами была показана возможность создания фоточувствительного N-прибора с шунтированием эмиттерного перехода

биполярного транзистора каналом МДП-транзистора [4].

Целью данной работы является исследование влияния инфракрасного (ИК) излучения на статические вольт-амперные характеристики (ВАХ) биполярных кремниевых N-приборов. Для этого исследовалось влияние ИК излучения мощностью 10...120 мВт и длиной волны 950 нм на биполярные N-приборы, выполненные на основе планарной кремниевой структуры, имеющей следующие параметры: подложка — коллектор КЭФ-4,5 <100> легирована фосфором ( $r_p = 4,6 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ), p-база толщиной 6 мкм легирована бором ( $R_p = 2,6 \text{ Ом}/\square$ ),  $n^+$ -эмиттер толщиной 1,2 мкм ( $R_n = 40 \text{ Ом}/\square$ ) легирован фосфором. Толщина металлизации, выполненной из сплава АК1, составляет 1 мкм. Структуры транзисторов, образующих N-прибор, представлены на рис. 1.

Схема замещения первого варианта N-прибора с модуляцией тока базы и его выходная ВАХ представлены на рис. 2. Цепь положительной обратной связи по напряжению образована биполярным транзистором  $T_2$ . При значениях напряжения коллектор—эмиттер N-прибора  $U_K = 150...270$  мВ транзистор  $T_2$  находится в активном режиме работы. По мере увеличения напряжения коллектор—эмиттер N-прибора растет потенциал базы транзистора  $T_2$  относительно его эмиттера, транзистор  $T_2$  из активного режима переходит в режим отсечки, при этом ток базы транзистора  $T_1$ , равный току коллектора транзистора  $T_2$ , уменьшается до значения силы тока утечки коллекторного  $p-n$ -перехода транзистора  $T_2$ , что, в свою очередь, приводит к уменьшению выходного тока N-прибора, т. е. к возникновению участка ОДС N-типа на ВАХ. Инфракрасное облучение приводит к генерации но-

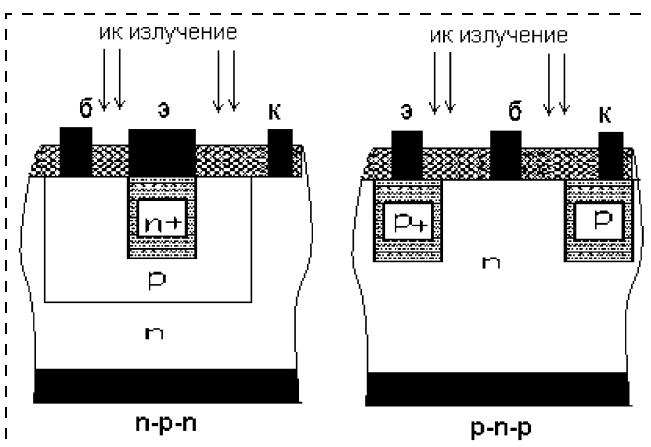


Рис. 1. Структуры транзисторов, образующих N-прибор

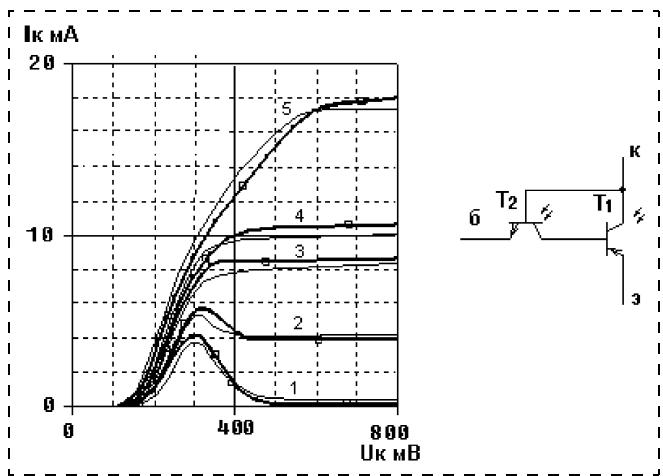


Рис. 2. Схема замещения и зависимость ВАХ первого варианта биполярного *N*-прибора от интенсивности ИК излучения при  $U_{63} = 1$  В (облучаются оба транзистора):

— экспериментальные данные; —■— результаты моделирования; кривая 1 — нет засветки; 2 — 20 мВт; 3 — 50 мВт; 4 — 70 мВт; 5 — 110 мВт

ситетелей заряда в базовых областях данной полупроводниковой структуры, что вызывает рост значения тока максимума вольт-амперной характеристики. При определенном увеличении интенсивности света, транзистор  $T_2$  выходит из режима отсечки, в результате чего участок ОДС исчезает. При облучении транзисторов  $T_1$  и  $T_2$  по отдельности форма и характер выходной ВАХ *N*-прибора схожи с ВАХ, полученной при одновременном облучении обоих транзисторов (см. рис. 2). Различны лишь значения выходных токов  $I_k$ . Очевидно, что для повышения эффективности работы данного *N*-прибора, необходимо облучать оба транзистора, так как

транзистор  $T_1$  помимо увеличения тока коллектора  $I_k$  за счет его облучения, усиливает и дополнительный ток своей базовой цепи, вызванный облучением транзистора  $T_2$ .

Во втором варианте *N*-прибора для формирования участка ОДС применяется шунтирование базового перехода (рис. 3). Цепь положительной обратной связи в данном приборе образована транзистором  $T_2$ , коллектор-эмиттерная цепь которого управляет значением тока базы-эмиттер транзистора  $T_1$ . При малых значениях напряжения коллектор-эмиттер  $U_{k3}$  транзистора  $T_1$ , эмиттерный переход транзистора  $T_2$  закрыт, и ток утечки базы транзистора  $T_1$  минимален. Резистор  $R$  с сопротивлением 100 Ом предотвращает переход транзистора  $T_2$  в режим насыщения. При дальнейшем увеличении напряжения  $U_{k3}$  эмиттерный переход транзистора  $T_2$  открывается, и прибор из режима отсечки переходит в активный режим работы, уменьшая таким образом ток базы транзистора  $T_1$  и, следовательно, ток коллектора — так формируется участок ОДС *N*-типа (см. рис. 3). Значение тока максимума ВАХ такого прибора при увеличении интенсивности засветки базовой области транзистора  $T_2$  снижается вследствие увеличения его шунтирующего действия, и при мощности облучения 120 мВт наблюдается полное спрямление ВАХ (см. рис. 3, а). Облучение базы транзистора  $T_1$  вызывает увеличение тока максимума (см. рис. 3, б). При облучении обоих транзисторов превалирует эффект шунтирования эмиттерного перехода транзистора  $T_1$  — наблюдается снижение тока максимума вплоть до исчезновения участка ОДС (см. рис. 3, в), при этом происходит и уменьшение напряжения максимума.

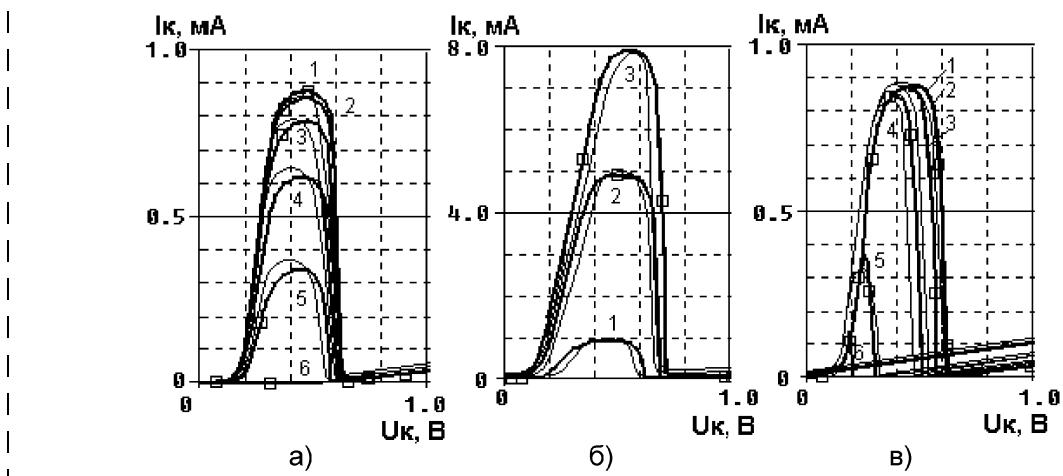


Рис. 3. Схема замещения и зависимость ВАХ второго варианта биполярного *N*-прибора от интенсивности ИК излучения при  $U_{63} = 0,5$  В:

— экспериментальные данные, —■— результаты моделирования; а — облучается  $T_2$  (кривая 1 — 0 мВт; 2 — 10 мВт; 3 — 20 мВт; 4 — 40 мВт; 5 — 80 мВт; 6 — 120 мВт); б — облучается  $T_1$  (кривая 1 — 0 мВт; 2 — 40 мВт; 3 — 80 мВт); в — облучаются  $T_1$  и  $T_2$  (кривая 1 — 0 мВт; 2 — 10 мВт; 3 — 20 мВт; 4 — 40 мВт; 5 — 80 мВт; 6 — 120 мВт)

На основе второго варианта N-прибора возможно построение прибора с трапецидальной ВАХ (рис. 4) за счет добавления в цепь обратной связи внешнего стабилитрона с напряжением стабилизации 1 В и резистора с сопротивлением 50 Ом [5, 6].

В этом случае управление шунтирующим транзистором  $T_2$  носит пороговый характер. Если приложенное напряжение коллектор—эмиттер  $U_{\text{кэ}}$  транзистора  $T_1$  меньше значения напряжения стабилизации стабилитрона  $D$ , эмиттерный переход транзистора  $T_2$  закрыт, и ток утечки базы транзистора  $T_1$  минимален. При превышении напряжением  $U_{\text{кэ}}$  напряжения стабилизации стабилитрона  $D$  реализуется положительная обратная связь, возникает участок ОДС N-типа, но в отличие от предыдущего варианта при большем значении коллекторного напряжения  $U_{\text{кэ}}$ , когда транзистор  $T_1$  находится в режиме насыщения [5, 6]. Рост интенсивности излучения, падающего на транзистор  $T_2$ , приводит к увеличению концентрации носителей в его базовой области, происходит шунтирование эмиттерного перехода транзистора  $T_1$ , и как следствие — исчезновение участка насыщения при определенной интенсивности излучения (см. рис. 4, б, кривая 4).

Для моделирования вышеописанных N-приборов применялись математические модели фототранзисторов пакета программ Orcad 9.2, параметры которых были скорректированы в соответствии с параметрами кремниевой структуры, используемой в данной работе. Для определения характеристических токов транзисторов применялись следующие выражения

$$I_{11} = I_0(\eta + \eta' \operatorname{cth} \eta'); \quad (1)$$

$$I_{12} = I_{21} = I_0 e^{-\eta} \eta' \operatorname{cosech} \eta'; \quad (2)$$

$$I_{22} = I_0 e^{-2\eta} (\eta + \eta' \operatorname{cth} \eta' + \psi), \quad (3)$$

где

$$I_0 = \frac{qD_p}{w} A_\vartheta p'_{63} \quad (4)$$

(здесь приведены уравнения для  $p-n-p$ -транзистора, для  $n-p-n$ -транзистора уравнения аналогичны, с учетом характера примеси),  $w$  — ширина базы транзистора;  $D_p$  — коэффициент диффузии не основных носителей в базе;  $A_\vartheta$  — площадь эмиттерного перехода;  $\eta$  и  $\eta'$  — коэффициенты поля

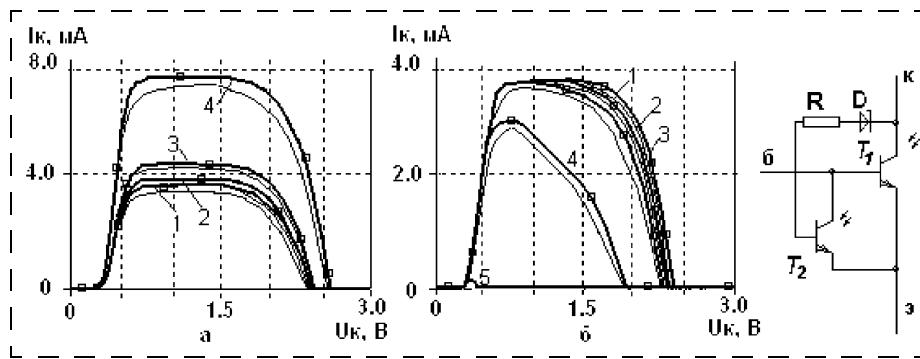


Рис. 4. Схема замещения и зависимость выходных ВАХ биполярного N-прибора с трапецидальной характеристикой от интенсивности ИК излучения при  $U_{\text{бэ}} = 0,5$  В:  
— экспериментальные данные; ■ — результаты моделирования; а — облучается  $T_1$  (кривые 1 — 0 мВт; 2 — 20 мВт; 3 — 40 мВт; 4 — 80 мВт); б — облучается  $T_2$  (кривые 1 — 0 мВт; 2 — 10 мВт; 3 — 20 мВт; 4 — 40 мВт; 5 — 120 мВт)

дрейфового транзистора;  $\psi$  — коэффициент асимметрии, учитывающий влияние пассивной области базы;  $p'_{63}$  — концентрация дырок в базе вблизи эмиттера в выражении  $p_\vartheta = p'_{63} (e^{qU_{63}/(kT)} - 1)$ . Для экспоненциального распределения донорной примеси  $N_d(x) = N_\vartheta e^{-2\eta x/w}$  коэффициент поля  $\eta = \frac{qEw}{2kT} = \frac{1}{2} \ln \frac{N_\vartheta}{N_k}$ , где  $Ew$  — разность потенциалов в базе;  $N_\vartheta$  — концентрация доноров вблизи эмиттера ( $x = 0$ );  $N_k = N_\vartheta e^{-2\eta}$  — концентрация доноров вблизи коллектора ( $x = w$ ). Коэффициент  $\eta'$  непосредственно связан с  $\eta$  выражением  $\eta' = \sqrt{\eta^2 + (w^2/L_p^2)}$ , где  $L_p$  — диффузационная длина дырок в  $n$ -базе.

В несимметричном транзисторе базу можно разбить на две области: активную, заключенную между эмиттером и коллектором, и пассивную, заключенную между коллектором и поверхностью базы. Коэффициент  $\psi$  учитывает влияние пассивной области на коллекторный ток:

$$\psi = \frac{\Theta_{\text{п0}}(A_k - A_\vartheta)w_\vartheta}{A_\vartheta} \times \frac{s \left( \operatorname{ch} \eta'_\vartheta - \frac{\eta_\vartheta}{\eta'_\vartheta} \operatorname{sh} \eta'_\vartheta \right) + D_p \left[ \operatorname{ch} \eta'_\vartheta - \left( \frac{\eta_\vartheta}{\eta'_\vartheta} \right)^2 \operatorname{sh} \eta'_\vartheta \right]}{\Theta_{\text{п0}} \frac{s}{\Theta_{\text{п0}}} \operatorname{sh} \eta'_\vartheta + D_p \left[ \operatorname{ch} \eta'_\vartheta - \frac{\eta_\vartheta}{\eta'_\vartheta} \operatorname{sh} \eta'_\vartheta \right]},$$

где  $\Theta_{\text{п0}} = \sqrt{\left( \frac{a_\vartheta}{2} \right)^2 + \frac{1}{L_{\text{п0}}}}$ ;  $\eta_\vartheta = \frac{a_\vartheta w_\vartheta}{2}$ ;  $\eta'_\vartheta = w_\vartheta \Theta_{\text{п0}}$  — физические параметры, определяемые полем в пассивной области транзистора;  $A_k$  — площадь коллекторного перехода;  $w_\vartheta$  — ширина пассивной

области базы;  $s$  — скорость поверхностной рекомбинации на поверхности базы;  $L_{pp}$  — диффузионная длина дырок в пассивной области;  $a_n = \frac{qE_n}{kT}$  — фактор поля для пассивной области [7].

Были получены следующие характеристические токи:  $I_{11} = 47$  мкА,  $I_{21} = I_{12} = 6$  мкА,  $I_{22} = 13$  мкА. Расчет проводился при температуре  $T = 300$  К, ширина базы  $w = 6$  мкм, площадь эмиттерного перехода  $A_e = 7,7 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>, коэффициент поля  $\eta = 1$ , концентрация дырок  $p_{bb}' = 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, ширина пассивной области базы  $w_n = 14$  мкм, скорость поверхностной рекомбинации  $s = 30$  м/с.

При моделировании фоточувствительных  $N$ -приборов применялась стандартная модель фототранзисторов пакета моделирования, скорректированная согласно поглощению и отражению части излучения при прохождении его через поверхностные слои полупроводниковой пластины. Преимущества в описании вышеуказанных  $N$ -приборов данным методом моделирования заключаются в простоте и, как следует из рис. 2—4, в достаточной точности получаемых результатов. Сходимость с экспериментальными данными составляет 5—7 %.

Таким образом, в предлагаемых фоточувствительных биполярных  $N$ -приборах реализуются широкие возможности управления формой ВАХ в зависимости от пространственных параметров и интенсивности ИК излучения. Простота конструкций подобных  $N$ -приборов, малое число образующих элементов, возможность функционального интегрирования, малая мощность рассеивания и малые линейные размеры открывают широкие возмож-

ности применения данных устройств в современной электронной аппаратуре и микросистемной технике: в фоточувствительных микромощных координатных датчиках, в генераторах, в аналого-цифровых преобразователях, элементах памяти, различных устройствах автоматики и др.

*Работа поддержана грантом Президента Российской Федерации № НШ-1482.2003.8.*

### Список литературы

1. Гаряинов С. А., Абезгауз И. Д. Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением. М.: Энергия, 1970. 320 с.
2. Касимов Ф. Д. Микроэлектронная негатроника — новое направление функциональной электроники // Микросистемная техника. 2003. № 4. С. 6—9.
3. Воробьева Т. А., Гурин Н. Т. Комбинированное полевое управление процессом переноса носителей заряда в многослойных полупроводниковых структурах // Известия вузов. Электроника. 2002. № 5. С. 22—30.
4. Каштанкин И. А., Гурин Н. Т. Полупроводниковый фотоэлемент малой мощности с  $N$ -характеристикой // Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы: Труды VI международной конференции. Ульяновск: УлГУ, 2004. С. 106.
5. Пат. РФ № 2175461, 1998. Интегральный транзистор с защитой от перенапряжения / Новоселов А. Ю., Гурин Н. Т., Бакланов С. Б., Новиков С. Г., Гордеев А. И., Королев А. Ф., Обмайкин Ю. Д. // Опубл. Б. И. 2001. № 30.
6. Новоселов А. Ю., Новиков С. Г., Гурин Н. Т., Воробьева Т. А. Моделирование и исследование полупроводниковых биполярных приборов с отрицательным дифференциальным сопротивлением  $N$ -типа // Ученые записки УлГУ. Сер. физ. Под ред. проф. С. В. Булярского. — Ульяновск: УлГУ. 1999. Вып. 1(6). С. 83—87.
7. Спиридонов Н. С. Основы теории транзисторов. Киев: Техника, 1975. 360 с.

## Новости нанотехнологий

### Дисплеи нового поколения на мировом рынке

Похоже, жидкокристаллические дисплеи доживают свои последние дни. В ближайшем будущем их заменит так называемая "электронная бумага" с гораздо большей контрастностью и быстродействием. Отчасти принцип действия новой технологии базируется на жидкких кристаллах, но имеет ряд нововведений и усовершенствований.

Традиционные жидкокристаллические дисплеи не могут завоевать себе массовой популярности среди широкого пользователя по трем причинам:

- из-за низкого времени отклика матрицы;
- из-за малого угла обзора;

- из-за высокой стоимости.

Как правило, для работы с мультимедиа-программами, для просмотра видео и для компьютерных игр пользователи выбирают обычные электронно-лучевые мониторы, поскольку угол обзора у них достаточно большой для того, чтобы смотреть фильм или играть в компании друзей. Жидкокристаллические же мониторы обычно используют в бизнес-решениях, где нужно сохранить полезную площадь рабочего места.

Не секрет, что последние несколько лет производители ЖК-панелей пытаются улучшить их параметры, и постепенно мониторы становятся более качественными и снижаются в цене. Но, скорее всего, при использовании традиционных ЖК-тех-

нологий на рынке не появятся дисплеи с высокой контрастностью и быстродействием. Улучшение же традиционной ЖК-технологии с помощью нанотехнологий позволит выдвинуть на рынок новое поколение дисплеев, которые могут вытеснить электронно-лучевые и даже плазменные.

Прототипы дисплеев, созданных с использованием нанотехнологий, уже есть. Более того, существуют продукты, уже продающиеся на мировом рынке. Расскажем поподробнее об этих новинках.

Один из флагманов в области "нестандартных" ЖК-дисплеев — ирландская компания *NanoChromics*. Она представляет на рынке продукт **The NanoChromics Display (NCD)**, впервые показанный на конференции DEMO 2005.

Второе название нового дисплея — "дисплей чернила-на-бумаге" (ink-on-paper display). Назван он так потому, что изображение, сформированное на дисплее, похоже на бумажный рисунок, выполненный цветными чернилами. Изображение настолько контрастно, что угол обзора дисплея составляет  $180^\circ$ , это соответствует максимальному значению для любых дисплеев вообще. Скорость отклика матрицы в них достаточно высока. Продающиеся сегодня дисплеи могут обеспечивать частоту в 60 кадров в секунду.

Изображение остается на дисплее даже тогда, когда питание отключается. Этот эффект достигается благодаря переключению пигментных слоев, которые формируют пиксели. Так как изображение формирует пигмент, то дисплей не нуждается в дополнительной подсветке, что существенно снижает его энергопотребление. Представители компании считают, что при одинаковых размерах NCD будет потреблять всего 10 % той энергии, которую потребляет LCD. Тот факт, что дисплей не потребляет энергии для формирования картинки длительное время (энергия нужна только для переключения слоев пигмента, как мы говорили выше), позволит создать на базе NCD "жидкокристаллические обои" или другие декоративные элементы.

Рассмотрим принцип действия дисплея *NanoChromix* (рис. 1). Дисплей состоит из нескольких слоев. Изображение формируют два "рабочих" слоя: внешний отражающий слой, состоящий из наночастиц диоксида титана (это вещество применяется в бумажной промышленности для придания бумаге белого цвета), и электрохромный слой с красящим пигментом. Как только на слои подается разность потенциалов, электрохромный слой перемещается ближе к отражающему и пользователь видит четкую картинку с высокой контрастностью. А если изменить полярность напряжения, то слой "переключается" в такое состояние, при ко-

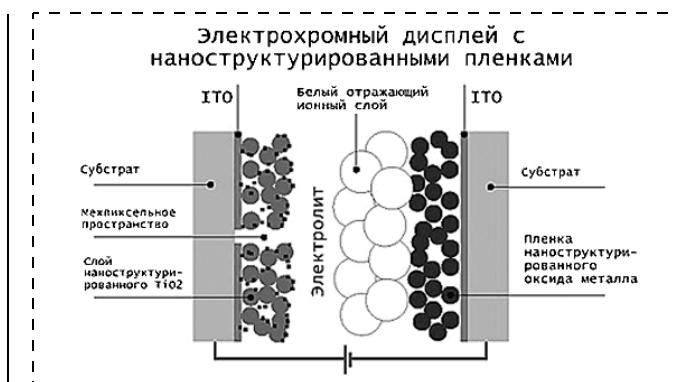


Рис. 1. Принцип действия дисплея NCD

тором будет виден только отражающий пигмент диоксида титана.

Так достигается формирование картинки. Благодаря высокой мобильности пигментного слоя на основе электрохромных наночастиц достигается высокая скорость переключения, что, в свою очередь, позволяет добиться высокой частоты смены кадров — до 60 кадров в секунду. Все дисплеи компании пока монохромны, но представители *NanoChromics* утверждают, что возможно дальнейшее развитие этой технологии для создания цветных дисплеев — необходимо будет добавить к одному пигментному слою еще два, других цветов. Пока что все картинки на NCD дисплеях темно-синие или зеленые.

Новые мониторы также неприхотливы к окружающей температуре. Настольные часы на основе NCD работают в температурном диапазоне от  $-35^\circ$  до  $+80^\circ$  С.

Специалисты компании заверяют, что традиционную линию по производству жидкокристаллических мониторов можно переоборудовать под NCD, затратив всего 20 000 \$. При этом стоимость новых нанохромных дисплеев будет ниже.

Пока компания продает отдельные дисплеи, настольные часы и приборы для медицинского пользования. В ближайшей перспективе — производство электронных книг и карманных компьютеров.

Другую, не менее революционную технологию, предложила компания *Bridgestone*, которая, как это ни поразительно звучит, производит автомобильные покрышки.

По словам *Bridgestone*, материал, из которого выполнен дисплей, очень тонок, обеспечивает больший угол обзора, и в то же время потребляет меньше энергии.

На это изобретение шинопроизводителя навели проводимые им исследования в области электротехнических материалов — стремительно развивающейся, благодаря мобильным технологиям, отрасли.

Как сообщают представители компании, время отклика нового жидкокристаллического дисплея в 100 раз меньше, чем у обычных LCD мониторов. Новое устройство назвали **Quick Response Liquid Powder Display** (QRLPD). Инновация, позволяющая настолько увеличить скорость отклика, состоит в применении тех же наночастиц.

Специалисты из Bridgestone использовали в новом мониторе новый тип материалов — наноструктурированные порошки, которые при определенных условиях ведут себя как жидкости. Поэтому новый дисплей называется "Liquid Powder" (т. е. "жидкопорошковый"). Этот наноматериал реагирует на электрическое поле очень быстро благодаря своим электрическим свойствам. За счет этого достигается



**Рис. 2. Quick Response Liquid Powder дисплей**

высокая скорость отклика. А то, что наноматериал проявляет свойства жидкости, позволяет делать гибкую "электронную бумагу" (рис. 2) на основе новой технологии. Также QRLPD отражает более 45 % падающего на него света. Это значит, что "электронная бумага" будет похожа на обычную ярко-белую.

Как и его аналог от NanoChromix, дисплей QRLPD также хранит изображение при отключении питания. По словам команды из Bridgestone, управление новыми панелями не требует стандартных TFT-матриц (TFT — "thin-film transistors" — пленка из транзисторов, управляющих отображением информации на дисплее), которые применяются в обычных LCD мониторах.

Если дисплей от Bridgestone пока массово не производится, то компания NanoChromics уже продает свои дисплеи, часы и медицинские приборы. Так что нанодисплей уже "покинул лабораторию", чего не скажешь о многих современных достижениях нанотехнологий. А судя по тому, что товары на их основе есть в продаже, то можно смело говорить о том, что дисплеи на основе нанотехнологий вышли на рынок. И 2005 г. будет своеобразным "годом становления" для этих новинок.

## Новости второго всероссийского конкурса молодежных проектов в области нанотехнологий

Организаторы конкурса были приятно удивлены активностью участников и числом присланных

на конкурс работ. В связи с просьбами студентов о предоставлении им дополнительного времени (сессия) было принято решение продлить прием конкурсных проектов до 1 июля 2005 г.

Авторы, уже приславшие работы, получат возможность усовершенствовать свои проекты с учетом вопросов и комментариев конкурсной комиссии. Мы желаем успеха всем участникам конкурса и ждем новых проектов!

Открытие конкурса состоялось 8 декабря 2004 г. на Международной научно-практической конференции "Нанотехнологии — производству 2004" в г. Фрязино. С самого утра плакат конкурса привлекал большое внимание гостей и участников конференции.

Генеральный директор концерна "Наноиндустрия" М. А. Ананян уделил во вступительном слове большое внимание вопросам подготовки кадров для нанотехнологической промышленности. Он также подчеркнул выдающийся вклад Молодежного научного общества в информационное обеспечение и популяризацию нанотехнологий в нашей стране и завершил свое выступление словами: "Если вы хотите добиться успеха в нанотехнологиях — заинтересуйте ею своих детей".

На заседании конференции А. А. Оликеевич, генеральный директор Nanotechnology News Network и президент Молодежного научного общества, объявил об официальном открытии II Всероссийского конкурса молодежных проектов в области нанотехнологий. В своей речи он подчеркнул, что, несмотря на отсутствие сегодня в России государственной поддержки молодых ученых-нанотехнологов, нужно попытаться предотвратить очередную волну "утечки мозгов" по этому жизненно важному для страны направлению.

Как показал процесс подготовки конкурса, российский бизнес в массе своей еще не созрел до осознания коммерческих перспектив и социального значения нанотехнологий. На этом фоне не могут не радовать позиции спонсоров конкурса: КБ "Юниаструм Банк" и производителя источников бесперебойного питания Powercom.

КБ "Юниаструм Банк", всегда ориентирующийся на передовые технологии, одним из первых обратил внимание на перспективы развития российских промышленных нанотехнологий и их растущую конкурентоспособность на мировых рынках. Важной особенностью подхода к нанотехнологиям со стороны КБ "Юниаструм Банк" является опора на молодежь как наиболее активную и восприимчивую часть научно-технического сообщества. Более десяти лет Банк обеспечивает своим клиентам возможности выгодного накопления сбережений и успешного ведения бизнеса, и есть все основания полагать, что инвестиционные и коммерческие воз-

можности нанотехнологий позволяют банку и впредь превосходить самые смелые ожидания клиентов.

Компания Powercom, имеющая пять современных заводов на Тайване, в Китае, в США и Германии и являющаяся одним из лидеров рынка источников бесперебойного питания в России, считает поддержку молодых талантов в области нанотехнологий лучшим способом проявления социальной ответственности. Это отражает и внутренняя политика компании: Powercom инвестирует в научные разработки вдвое больше своих конкурентов. В отличие от других зарубежных компаний, руководство Powercom понимает, что сильная Россия с высокотехнологичной экономикой станет выгодным партнером для Запада и Востока.

Следует отметить, что второй конкурс значительно превосходит первый по своим масштабам. Его главная цель — мобилизация как можно большего числа талантливой молодежи для развития высокотехнологичного производства в нашей стране, а не за рубежом. Для достижения этой цели призовой фонд второго конкурса значительно увеличен по сравнению с предыдущим.

Первый приз — мобильная нанолаборатория "УМКА" (рис. 3) — представляет собой один из первых конкурентоспособных нанотехнологических продуктов, произведенных в России.

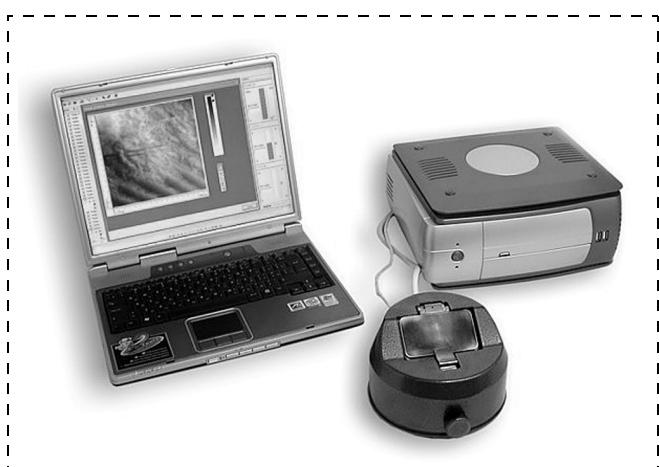


Рис. 3. Мобильная нанолаборатория УМКА

Более 200 присутствовавших руководителей предприятий и научно-исследовательских организаций, занятых разработкой наночастиц, наноматериалов, нанопокрытий,nanoэлектроники, наносенсоров, нанометрологии и т. д., с интересом записывали и фотографировали информацию о конкурсе. Ведь у каждого из них работают и учатся толковые молодые сотрудники и студенты, которые нуждаются в признании и поддержке. А широкий спектр направлений конкурса охватывает практически все стороны нанотехнологии — от

изучения свойств молекул до создания нанороботехники.

Подробную информацию о конкурсе смотрите на сайте конкурса <http://www.nanonewsnetwork.ru/a/competition>

## ДНК-нанопроволока для будущей микроэлектроники

Исследователи из университета Пэрдью (Purdue University), США, сумели покрыть молекулу ДНК магнитными наночастицами и затем разрезали полученную "ДНК-проводку" на несколько частей. Как утверждают исследователи, подобный подход может привести к созданию дешевых электронных устройств (в том числе и компьютеров), которые можно будет получать методами самосборки.

Детали открытия были описаны в февральском выпуске журнала Американского Химического общества. Молекула ДНК имеет большой отрицательный потенциал, что можно использовать в процессах самосборки для построения из нее различных структур. Если молекулу поместить в раствор, содержащий магнитные наночастицы с положительным зарядом, то они автоматически присоединяются к поверхности ДНК.

На рис. 4, а показано нанесение на молекулу ДНК магнитных наночастиц оксида железа и выравнивание полученной металлизированной ДНК

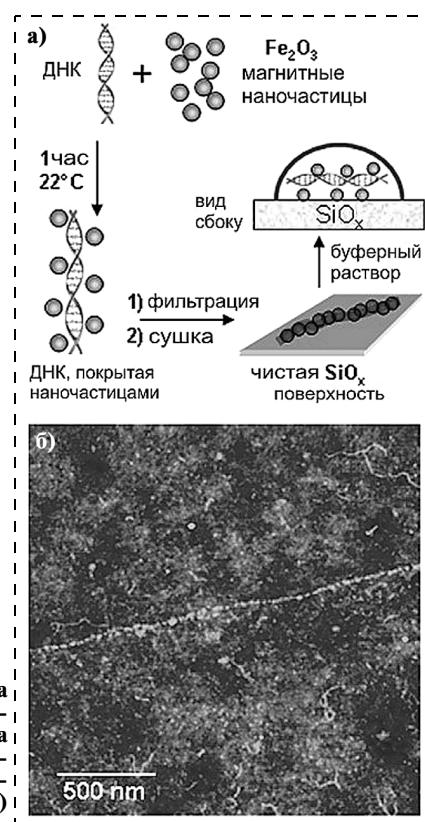


Рис. 4. Нанесение на молекулу ДНК магнитных наночастиц оксида железа (а) и фотография металлизированной молекулы ДНК (б)

с помощью технологии, называемой молекулярной гребенчатой фильтрацией. На рис. 4, б приведена фотография металлизированной молекулы ДНК, полученная с помощью атомно-силового микроскопа. Рисунок принадлежит Purdue University, Weldon School of Biomedical Engineering.

"Ранее исследователи "металлизировали" молекулы ДНК, покрывая их медью, золотом и платиной. Но после подобной "металлизации" им не удавалось разрезать полученную "проволоку" на меньшие фрагменты, используя фермент рестриктазу", — говорит один из исследователей Йозеф Кинселла.

Так как магнитные компоненты важны в современных технологиях компьютерной памяти, то это открытие позволит "молекулярной электронике" и "ДНК-электронике" выйти на первый план в устройствах хранения данных. А процесс самосборки значительно уменьшит время, затрачиваемое на производство электронных устройств.

Ранее исследователи из университета Пэрдью разработали технологию, благодаря которой можно размещать цепи ДНК на поверхности кремниевого чипа. А работа по металлизации ДНК — следующий шаг в построении наноэлектронных кремниевых устройств.

Наночастицы, которые применил Кинселла в своей работе, представляют собой керамический оксид железа. Диаметр наночастиц — около 4 нм.

После обработки ДНК наночастицами исследователи разрезали полученную "проводку" энзимом-рестриктазой BamH. Он разрезает ДНК в последовательности нуклеотидов ГГАТЦЦ. Это, конечно, результат, полученный только с применением только одного типа энзима-рестриктазы. Если обрабатывать нанопроволоку большим числом рестриктаз, то можно добиться получения проводящих отрезков различной длины.

Сначала исследователи не были уверены, что энзим-рестриктаза правильно воспримет нанопроволоку как, в первую очередь, ДНК. Но, как оказалось, наночастицы не повлияли на процесс рестрикции.

"Полученная цепь ДНК была сперва растянута на подложке из оксида кремния. Длина этой "заготовки" составила 35 мкм, а ширина — всего 2 нм", — говорит Кинселла. — "Затем мы покрыли ее наночастицами и разрезали энзимом на части. Это было похоже на обычный производственный процесс, который имеет место в микроэлектронной промышленности, только мы брали за основу молекулу ДНК."

В своих будущих работах исследователи надеются изучить электрические характеристики полученной нанопроволоки.

## Наноэлектронный прибор на основе одной органической молекулы

*В Аризонском государственном университете* создали электронный прибор, состоящий из единственной органической молекулы, сообщает Science Daily. По мнению исследователей, их результат указывает на возможность привлечения биофизических исследований к проблемам наноэлектроники.

Анилиновые гепто-олигомеры принадлежат как раз к таким соединениям, которые могут проводить электричество и работать как электронные ключи. Однако до сих пор это не было проверено экспериментально.

Цепочка из семи анилиновых фрагментов (рис. 5) ведет себя как резистор с отрицательным дифференциальным сопротивлением, т. е. в некотором диапазоне напряжений уменьшению силы тока отвечает рост разности потенциалов. Таким свойством обладают некоторые полупроводниковые диоды, употребляемые в "макроскопических" приборах с середины 1960-х годов.

Биофизик Стюарт Линдсэй (Stuart Lindsay) воспользовался известной способностью многих ароматических соединений к переносу заряда. Поставленный им эксперимент включал измерение электропроводности раствора, содержащего исследуемое вещество, и косвенную оценку собственного сопротивления молекулы. О результатах своей работы исследователи доложили 18 февраля 2005 г. на Вашингтонской сессии "Биологические материалы и наносистемы". Линдсэй считает, что осуществленная им и соавторами работа — удачный пример молекулярного дизайна, когда синтезируемая впервые молекула обладает заранее предсказанными физическими характеристиками.

## Как многоножка залезла в микроскоп, или оптическая микроскопия в нанорежиме

Группа исследователей из разных университетов Великобритании получили грант на 3 млн долл. для того, чтобы создать оптический микроскоп, способный работать со структурами размером до 13 нм. Как известно, максимальное разрешение оптических микроскопов связано с длиной волны видимого света. Это значит, что объекты, длина которых меньше 200 нм, нельзя увидеть с помощью световой микроскопии. Поэтому заявление английских ученых кажется своего рода сенсацией.

На самом деле ученые используют новую технологию, которая представляет собой гибрид устройства "многоножка" (рис. 6) (*Millipede*), разработанного исследователями из IBM, и сканирующей

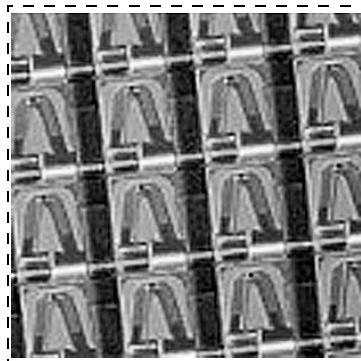


Рис. 6. Многоноожка



Рис. 7. SNOM-микроскопия

оптической микроскопии ближнего поля SNOM (scanning near-field optical microscopy). Поэтому новый микроскоп назван *Snomipede* (SNOM Millipede). Как говорит профессор Грэхем Легетт, новый микроскоп будет универсальным инструментом как в микросистемной технике и электронике, так и в молекулярной биологии и физике твердого тела. Над созданием этого устройства сейчас работают три института Великобритании: Институт Глазго, Институт Манчестера и Институт Ноттингема.

Основа микроскопа — набор атомно-силовых "ножек" устройства *Millipede*, которые проводят сканирование исследуемой поверхности (рис. 7). Команда IBM до сих пор не может определиться, запускать ли новое устройство хранения данных (а многоноожка задумывалась именно как молекулярная память) в производство.

SNOM-технология учитывает детекцию отражения света от атомно-силовых кантileверов многоноожки. При этом используются современные вычислительные технологии для построения готового изображения.

Ранее Институт стандартов США (NIST) продемонстрировал оптический микроскоп, основанный на SNOM-технологии. Тогда предел разрешения составлял 40 нм. В гибридном же устройстве ученые смогут увидеть структуры размерами до 13 нм.

Несомненно, если исследователям удастся сделать новый микроскоп достаточно простым в изготовлении, то нанотехнологи получат точный и удобный инструмент, с помощью которого можно будет создавать наномашины и наноустройства.

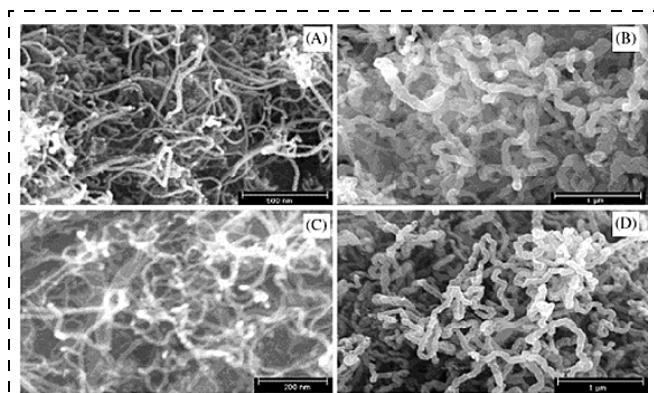
## Нанотрубки для топливных элементов

Уникальные свойства углеродных нанотрубок (УНТ) и нановолокон (УНВ) — высокая удельная поверхность, электропроводность, прочность — позволяют создавать на их основе эффективные носители катализаторов для различных процессов. Неудивительно, что эти новые углеродные наноматериалы вызвали большой интерес у разработчиков топливных элементов (ТЭ)\* и энергоустановок на их основе — в ТЭ используются электрокатализаторы (металлы платиновой группы) именно на углеродных носителях. В последнее время большое внимание уделяют топливным элементам с твердым полимерным электролитом (ТПЭ). В России их успешные исследования и разработки ведутся в РНЦ "Курчатовский институт" [1, 2] и некоторых других организациях. В качестве носителей катализаторов сейчас, как правило, используют сажу или технический углерод. Недавние эксперименты показали, что замена их на углеродные нанотрубки или нановолокна позволяет повысить активность электрокатализаторов и эффективность работы топливных элементов с ТПЭ.

Так, китайские исследователи синтезировали катализатор из наночастиц платины на УНТ (10 вес. % Pt) и использовали его в качестве катодного электрокатализатора для прямых метанольных топливных элементов вместо обычного катализатора на углероде марки XC-72 [3]. Продемонстрирована высокая активность восстановления кислорода и более эффективная работа ТЭ. Российские ученые (РХТУ им. Д. И. Менделеева) разработали электрокатализаторы на основе УНТ и УНВ (в том числе, в виде "нанобумаги") с нанесенными наночастицами Pt и Pd [4].

Исследования [5] выявили зависимость электрохимических характеристик от размеров и морфологии УНТ и УНВ (рис. 8), которые, в свою очередь определяются размерами, формой и расположением частиц катализатора, а также условиями синтеза. Для создания эффективного носителя катализаторов для топливных элементов с ТПЭ авторы [6] синтезировали и исследовали углеродные нанотрубки и нановолокна разных размеров и морфологии (УНТ диаметром 25 и 15 нм; скрученные УНВ диаметром 40, 65 и 100 нм; прямые УНВ диаметром 70 нм). В эксперименте использовали метод термического каталитического CVD (источ-

\*Топливные элементы (fuel cells) — химические источники тока, допускающие длительную непрерывную работу благодаря постоянному подводу к электродам жидким или газообразным реагентам (топливо подается к одному электроду, а окислитель, обычно кислород, — к другому). Наиболее перспективным топливом является водород; в так называемых прямых метанольных топливных элементах используется метанол.



**Рис. 8. УНТ и УНВ, синтезированные при разных температурах на катализаторе, обработанном механохимическим методом в течение 360 мин:**

A – 500 °C; B – 600 °C; C – 650 °C; D – 700 °C [6]

ник углерода — ацетилен; катализаторы Ni—MgO, полученные механохимическим путем).

Основные факторы, влияющие на размеры и морфологию УНТ и УНВ, — длительность механохимической обработки катализатора и температура CVD. Средние диаметры УНТ и УНВ — 25–100 нм, диаметры скрученных УНВ — 65, 40 и 10 нм. После очистки и химического восстановления платины

полученные образцы 20 % Pt/УНТ или Pd/УНВ наносили в качестве каталитического слоя на газодиффузионный слой/подложку электродов. Мембрано-электродный блок создан из двух электродов с полимерной электролитической мембраной (Nafion 1035) между ними.

Вольт-амперные характеристики топливных элементов с электродами из шести разных типов Pt/УНТ и Pd/УНВ получены при 800 °C и давлении  $9,8 \cdot 10^4$  Па. Лучшие результаты получены для УНТ и УНВ с меньшими диаметрами (см. таблицу). Интересно, что наиболее эффективными оказались скрученные УНВ (возможно, неровная поверхность скрученных нановолокон малого размера способствует равномерному распределению частиц Pt).

Тип элемента	Диаметр, нм	Напряжение, мВ (при плотности тока 500 мА/см <sup>2</sup> )
Скрученные УНВ	65	645
УНТ	25	609
Прямые УНВ	70	532

Активность и оптимизм авторов вселяют надежду — уже в ближайшем будущем углеродные нанотрубки и нановолокна начнут работать в реальных топливных элементах.

## РФФИ СТРАНИЧКА РФФИ

### АННОТАЦИОННЫЕ ОТЧЕТЫ ПО ТЕМАМ РФФИ

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

#### Самоорганизация квантово-размерныхnanoструктур в процессах МЛЭ (Моделирование и эксперимент на поверхностях алмазоподобных кристаллов)

Номер проекта: 99-02-16742  
Год представления отчета: 2002

Целью настоящего проекта является определение условий формирования и характеристик само-

организованных кластерных структур, образующихся на гладких и ступенчатых поверхностях в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии. В результате выполнения проекта были получены следующие результаты:

- При исследовании влияния энергетических барьеров наmonoатомных ступенях на процесс формирования компактных трехмерных островков (квантовых точек) определены соотношения веро-

ятностей выхода атомов из края ступени на верхнюю террасу к вероятности перехода в нижележащий слой, соответствующие трем известным механизмам роста: 2D-рост, рост по механизму Странского—Крастанова, 3D-рост. При росте квантовых точек обнаружен эффект выравнивания латеральных размеров островков при зарождении новых слоев на их вершине.

2. При исследовании поведения поверхностного рельефа в области роста по механизму Странского—Крастанова и сопоставлении результатов моделирования с экспериментальными данными, соответствующими началу формирования hutchластеров в системе Ge—Si, получены оценки энергии выхода атома из края островка на верхнюю террасу.

3. Показано, что существование барьера Швебеля при некоторых условиях приводит к увеличению периода ДБЭ-осцилляций. Анизотропия поверхности диффузии приводит к сужению области существования эффекта увеличения периода осцилляций. Из сопоставления модельных зависимостей с экспериментальными температурными зависимостями увеличения периода осцилляции была проведена оценка величины барьера Швебеля на Si (111).

4. При исследовании поведения ступеней на винильной поверхности Si (111) в процессе сублимации с помощью разработанной нами 3D-модели алмазоподобного кристалла обнаружен предсказанный Швебелем эффект периодического изменения ширины террас со временем при неэквидистантном расположении ступеней. Показано, что геометрия алмазоподобной решетки приводит к асимметрии выхода атомов на верхнюю и нижнюю террасы, причем знак асимметрии зависит от структуры ступени.

5. Исследовано влияние моновакансий на диффузионный обмен между ступенями на поверхности (111) алмазоподобного кристалла в процессе сублимации. Обнаружена немонотонная зависимость критической ширины террасы от энергии выхода атома из ступени. Из сравнения имеющихся экспериментальных данных с расчетными оценена энергия выхода атома из ступени на террасу и энергия десорбции с поверхности Si (111).

6. С помощью разработанного пакета программ показано, что преобразования пористых поверхностей Si (111) и Si (100) в процессах как эпитаксии, так и отжига совершенно различны. При эпитаксиальном росте поверхность (111) остается практически плоской, в то время как на поверхности (100) развивается поверхностный рельеф в форме пирамидальных ямок в широком

диапазоне скоростей осаждения. Этот рельеф не позволяет одновременно получить на поверхности Si (100) тонкий сплошной слой над порой и гладкую поверхность.

*Институт физики полупроводников СО РАН*

**Гигантские поляризационные  
нелинейности фрактальных нанокомпозитов  
серебра и золота  
(нелинейная гиротропия,  
обратный эффект Фарадея, оптический  
эффект Керра)**

Номер проекта: 99-02-16670

Год представления отчета: 2002

Теоретически и экспериментально исследовано совместное проявление локального и нелокального оптических откликов в кубично-нелинейной изотропной среде. Проведено феноменологическое рассмотрение поляризационных эффектов для общего случая с учетом частотной дисперсии как локальной, так и нелокальной нелинейности и неколлинеарного распространения сильной и пробной световых волн. Показано, что кубическая поляризация изотропной среды характеризуется четырьмя константами. Две константы описывают локальный отклик и две — нелокальный. Получены формулы, связывающие изменение поляризации сильной волны (вследствие нелинейной гиротропии, самовращения эллипса поляризации) и пробной волны (обратный эффект Фарадея, оптический эффект Керра) с указанными константами. Выполненные нами экспериментальные исследования обратного эффекта Фарадея, оптического Керр-эффекта, самовращения эллипса поляризации и нелинейной оптической активности позволили измерить компоненты тензоров локальной и нелокальной кубической нелинейности коллоидных растворов серебра при разной степени агрегации в диапазонеnano- и пикосекундных световых импульсов.

Основные результаты состоят в следующем:

- При увеличении степени агрегации коллоида нелокальная восприимчивость возрастает на два порядка величины. В то же время локальные восприимчивости увеличиваются всего в 3 раза. Обнаруженное отличие факторов усиления для локальных и нелокальных откликов связано, по нашему мнению, с тем, что для увеличения локальных эффектов достаточно усиления электрического поля в резонансных плазмонных модах, в то время как для нелокальных эффектов важен еще размер области, занимаемый резонансной плазмонной модой, по отношению к длине волны, а следовательно, размер наноаг-

регата. Эффективный размер оптически-активных фрагментов нанокомпозитов серебра возрос в 30 раз при увеличении размера коллоидных агрегатов.

- В случае пикосекундных импульсов нелинейные константы значительно уменьшаются — на два порядка для нелокального отклика и на порядок для локального, что свидетельствует о существенной инерционности соответствующих механизмов оптической нелинейности. Предложен новый механизм возникновения оптической нелинейности коллоидных растворов металлических наночастиц, связанный с их механическим движением, вызванным взаимодействием наведенных на частицах мультипольных моментов в поле электромагнитной волны. С помощью ближнепольного сканирующего оптического микроскопа обнаружена гигантская локальная оптическая активность фрактальных и перколяционных пленок серебра и золота. Эффект состоит в сильной зависимости пространственного распределения интенсивности рассеянного излучения от направления вращения электрического вектора возбуждающей волны и обусловлен возбуждением хиральноактивных плазмонных мод.

*Институт автоматики и электротехники СО РАН*

### **Электронные и оптические материалы на основе трехмерной решетки наноструктур в матрицах опалов**

Номер проекта: 99-02-18156

Год представления отчета: 2002

В рамках проекта проводились разработка и исследование нового класса материалов на основе трехмерных (3М) решеток наноструктур в полостях диэлектрических матриц опала. Два направления — фотонные кристаллы (ФК) и наноструктурированные сверхпроводники (СП) — были взяты за основу. Продолжалось также исследование нового класса СП полупроводниковых материалов, предназначенных для синтеза в полостях опалов. В ходе выполнения поставленных задач были получены следующие результаты:

- разработка способов улучшения параметров фотонной щели опалов. Проведено заполнение опалов полупроводниками методами внутриволостного синтеза и наслоения на внутреннюю поверхность полостей. Изучены морфология заполненных опалов (электронная микроскопия), состав (химический анализ и микрозондовый рентгеновский анализ) и структура (спектро-

скопия комбинационного рассеяния) материала наполнителя, синтезированного в опале. На основе исследования спектров отражения и пропускания полученных образцов сделан вывод об уширении фотонной щели и сглаживание ее дисперсии. Продемонстрирована применимость метода наслаждания для введения в опал независимого источника света. Предложены и созданы первые образцы двуслойных фотонных кристаллов (фотоннокристаллических гетероструктур), охарактеризована дифракция света на образцах, имеющих две фотонные щели;

- исследование модификации спонтанного излучения видимого диапазона света из опалов. Продемонстрировано подавление фотолюминесценции в фотонной щели, получены и объяснены диаграммы направленности эмиссии. Разработана новая методика обнаружения усиления эмиссии в фотонной щели, получены спектры усиления. Разработана модель, объясняющая усиление спонтанного излучения в фотонной щели и анизотропию этого явления. Предложено использовать фотонно-кристаллические гетероструктуры для усиления спонтанной эмиссии и формирования диаграммы направленности излучения (данное направление планируется исследовать в рамках следующего проекта РФФИ);
- исследование магнито-транспортных явлений в 3М решетке слабосвязанных сверхпроводниковых гранул In. Измерения на серии образцов показали, что верхнее критическое магнитное поле возрастает в десятки раз при изменении объемной доли СП в нанокомпозите в 2–3 раза. Обнаружены эффект Холла и гистерезис входа/выхода магнитного поля в/из композита, связанные с особенностями динамики магнитного потока в квантующей решетке контуров. Показано наличие аномалии сопротивления при переходе из нормального в СП состояние как по температуре, так и по магнитному полю, обусловленное неравновесными процессами на множественных границах СП — нормальный металл в решетке In—опал;
- обобщены результаты по изучению электрических свойств полупроводникового твердого раствора PbSnTe с глубокими примесными уровнями In в нормальном и сверхпроводящем состоянии. Разработан метод синтеза PbSnTe:In из исходных компонентов непосредственно в матрице опала. Исследования изготовленных нанокомпозитов опал — PbSnTe:In показали, что сверхпроводящие свойства объемного материала сохраняются в нанокомпозитах при одно-

временном возрастании удельного сопротивления ЗМ сетки полупроводника в нормальном состоянии.

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе  
РАН*

### **Магнитоспектроскопия 1D и 0D полупроводниковых наноструктур и моделирование низкоразмерного состояния сильным магнитным полем**

Номер проекта: 99-02-16750  
Год представления отчета: 2002

Построена теория энергетической зонной структуры самоорганизующихся квантовых точек на основе наиболее перспективных для науки и практики полупроводниковых систем. Среди них ZnSe/CdSe, InAs/InGaAs/GaAs, GaN/AlN, PbS(Se)/фосфатное стекло. Расчеты выполнены для произвольной формы и состава с учетом трехмерного распределения упругого напряжения, пьезоэлектрических полей и модификации зонной структуры полупроводника в присутствии упругого напряжения. Разработана методика получения спектров поглощения квантовых точек, преодолевающая проблему низкой оптической плотности и интерференционной помехи. Так, удалось впервые получить спектры поглощения и магнитопоглощения структур с субмонослойными слоями в системе ZnSe/CdSe, позволяющие оценить степень локализации носителей, структур с квантовыми точками InGaAs/GaAs и установить энергетические уровни и относительные плотности состояний не только основного, но и возбужденных состояний. Также впервые были получены спектры дифференциального фотопоглощения как в присутствии, так и в отсутствии внешнего магнитного поля. Регистрируется сигнал пропускания на частоте модуляции лазерной подсветки, являющийся реакцией на дополнительное лазерное освещение. Такой прием позволяет выявить характерные особенности, связанные с насыщением заселенности возбужденных состояний в квантовых точках, которое приводит к соответствующему уменьшению оптического поглощения. На примере CdSe как модельного кристалла, магнитооптические свойства которого подобны свойствам GaN и ему подобных, выполнена методическая разработка, посвященная определению параметров зонной структуры гексагональных кристаллов в рамках квазикубического приближения с совместным использованием сильно-полевых и слабо-полевых данных. В результате обнаружения осцилляций поглощения экситонов на легкой дырке в 2D гетеросистеме InGaAs/GaAs получены важные данные, развивающие и обосновывающие

концепцию "кулоновской ямы". Осцилляции связаны с локализацией электронов на осцилляторных уровнях в 1D параболической квантовой яме, индуцированной кулоновским притяжением электрона к дырке. Обнаружены проявления эффекта Фано в спектрах магнитопоглощения GaAs и InSb, показана возможность его использования для диагностики низкоразмерного состояния. Показана возможность использования экситонных спектров в сильных магнитных полях для целей моделирования 1D и 0D состояний материи с использованием кристаллов InSb и PbTe и соответствующих 2D систем. Обнаружены и интерпретированы экситон-поляритонные процессы в объемных кристаллах GaAs, AlGaAs и ZnSe, а также в многослойных гетероструктурах InGaAs/GaAs и ZnSe/ZnSSe с квантовыми ямами при нормальном падении света.

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе  
РАН*

### **Теоретическое исследование электронных и оптических свойств и процессов роста полупроводниковых гетероструктур с квантовыми точками и квантовыми ямами**

Номер проекта: 99-02-16796  
Год представления отчета: 2002

Построена теория пороговых характеристик инжекционных лазеров на квантовых точках (КТ). Показано, что существуют критически допустимые значения параметров структуры на КТ (дисперсия размеров КТ, их поверхностная концентрация и длина резонатора), за пределами которых невозможна генерация излучения и при приближении к которым пороговый ток бесконечно возрастает, а относительный порог многомодовой генерации стремится к нулю.

Показано, что в лазере на КТ (в отличие от лазеров на квантовых ямах) очень важен эффект выжигания пространственных провалов инверсии, рассчитан порог многомодовой генерации, обусловленной этим эффектом, и найдены его зависимости от дисперсии размеров КТ и температуры. Указаны пути подавления эффекта выжигания и повышения порога многомодовой генерации.

Обобщена теория пороговых характеристик лазеров на КТ на случай многих излучательных переходов и изучена роль фотовозбуждения носителей с уровней КТ в непрерывный спектр.

Показано, что основной причиной низких значений модального коэффициента усиления, недостаточных для достижения лазерной генерации при небольших (несколько сотен микрометров) длинах резонатора в лазерах на пирамидальных КТ из

InAs/GaAs могут быть малые значения интегралов перекрытия для оптических переходов.

Показано, что спектр электронов в идеальных 2D и 3D сверхрешетках из квантовых точек (СРКТ) в постоянном электрическом поле может быть дискретным или непрерывным в зависимости от направления поля. В последнем случае ширина образующейся минизоны экспоненциально зависит от направления поля.

Теоретически исследованы блоховские осцилляции в СРКТ. Получены зависимости декремента затухания осцилляции от величины и направления постоянного электрического поля и величины резонансных интегралов между квантовыми точками. Выявлены условия, при которых затухание блоховских осцилляций при комнатной температуре происходит на несколько порядков медленнее, чем в сверхрешетках из квантовых ям.

Вычислены скорости Оже-рекомбинации в квантовых нитях и квантовых точках, а также в квантовых ямах в присутствии магнитного поля. Исследовано влияние многочастичных процессов релаксации на скорости излучательной и Оже-рекомбинации в квантоворазмерных гетероструктурах. Предложены два новых типа оптоэлектронных приборов: Оже-лазер на межподзонных переходах и лазер с активной областью охлаждаемой током накачки.

С помощью простой вариационной функции получены энергии связи синглетного и триплетного состояний двумерных X<sup>+</sup> и X<sup>-</sup> трионов при всех значениях отношения масс электрона и дырки. Найдено значение критического отношения масс для триплетного состояния X<sup>+</sup> триона. Аналитически исследовано поведение энергии связи триона вблизи критического отношения масс.

Проведены исследования дефектной структуры в карбиде кремния при имплантации ионами азота и алюминия при разных температурных режимах, а также отжиге облученных образцов. Проведены оценки пороговых энергий смещения в кремнии и арсениде галлия.

Показано, что для корректного моделирования процесса формирования волнообразной ступени необходимо использовать компьютерные модели, учитывающие взаимодействие с атомами из второй координационной сферы. В рамках развитой нами компьютерной модели эпитаксиального роста кристалла найдены области значений параметров, в которых возникают периодически фасетированные поверхности.

Показано, что при низких пересыщениях приближение средней концентрации некорректно

описывает кинетику образования зародышей конденсированной фазы из газа диффундирующих мономеров. В этом случае характерные перепады пересыщения, вызванные стоком мономеров на растущие зародыши, существенно превышают величину, необходимую для прекращения зародышеобразования. Предложена теоретическая модель, корректно описывающая зародышеобразование в этих условиях.

*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе  
РАН*

### **Электрофизические явления при взаимодействии электронных пучков со стеклообразными диэлектриками**

Номер проекта: 99-02-16442  
Год представления отчета: 2002

Проведены теоретические и экспериментальные исследования явления накопления объемного электрического заряда, образования и сохранения электрических полей при облучении электронным излучением высокоомных стеклообразных диэлектриков на ускорителях. Синтезированы новые неорганические стекла, обладающие свойством при воздействии ионизирующими излучением образовывать и сохранять после облучения в течение нескольких лет сильные внутренние электрические поля. Исследована природа центров захвата избыточного объемного заряда в фосфатных стеклах и установлена связь между накопленным зарядом и видом иона-модификатора, введенного в состав стекла. Показано, что наибольшие напряженности электрических полей достигаются в фосфатных стеклах, содержащих катионы магния и имеющих метаfosфатный состав. Получено, что стеклянные пластины, содержащие объемный заряд, обладают повышенными радиационно защитными свойствами по отношению к потокам электронов с энергией 0,5–3 МэВ. Показано, что внутри заряженной пластины напряженность полей при этом может достигать нескольких миллионов вольт на сантиметр, а электрические потенциалы могут составлять 100–500 кВ. Предложены технические устройства для радиационной защиты элементов солнечных батарей и для защиты персонала от электромагнитного излучения. Получены российские патенты на указанные устройства.

*ГНЦ РФ Институт медико-биологических проблем РАН*

## Электронные процессы в сложных наноструктурах при нестационарных внешних воздействиях

Номер проекта: 99-02-17127  
Год представления отчета: 2002

Развита теория взаимодействия поверхностной акустической волны (ПАВ) с 2D электронами в нелинейном режиме. Показано, что коэффициент поглощения ПАВ немонотонно зависит от ее интенсивности. В электронно-дырочной плазме, созданной подсветкой, акустоэлектронное взаимодействие значительно усиливается в нелинейном режиме. Исследованы нелинейные плазменные волны в структурах с 2D электронным газом. Показано, что в системе с металлическими затворами нелинейные волны плотности описываются уравнением КdВ. Найдены характеристики солитонов и условия их существования. Предложена теория фотоиндуцированной намагниченности наноструктур. Показано, что при определенных условиях, определяемых симметрийными свойствами системы, постоянный магнитный момент возникает даже при линейной поляризации падающей волны. Указан специфический механизм фотоиндуцированной намагниченности нанотрубок, связанный со спин-орбитальным взаимодействием 2D электронов. Исследованы энергетический спектр и оптические свойства спирально свернутых квантовых ям. Найдена энергия связи трионов в прямолинейных квантовых проволоках и квантовых кольцах. В последнем случае установлено, что период осцилляций энергии связи по магнитному потоку зависит от отношения масс электрона и дырки. Исследовано растекание неравновесного заряда в двумерной системе в условиях сильной нелинейности. Развитая теория хорошо описывает экспериментальные данные. Изучены колективные колебания 2D электронов на поверхности нанотрубок. Предсказан эффект Ааронова—Бома для плазмонов: в магнитном поле, параллельном оси трубы, частота плазмона осциллирует с магнитным потоком. Построена теория спин-плазмонных колебаний двумерного электронного газа. Показано, что спин-орбитальное взаимодействие 2D электронов и электрическое поле плазменной волны приводят к смешиванию спин-флип переходов с плазмонами, в результате чего возникает новый тип колебаний — спин-плазмонный поляритон. Найден закон дисперсии этих колебаний и решена задача об их возбуждении внешним электромагнитным полем. Предложен новый механизм спин-орбитального взаимодействия двумерных электронов на искривленных поверхностях. Показано, что в этом случае спин-орбитальное расщепление воз-

никает, даже если потенциальная яма, в которой движутся электроны, является симметричной и кристалл обладает инверсионной симметрией.

*Институт физики полупроводников СО РАН*

## Физические свойства твердых материалов, неупорядоченных в микро- и наномасштабах

Номер проекта: 99-02-16786  
Год представления отчета: 2002

Проведены исследования смешанных кристаллов аллександритов и гранатов стационарными и импульсными методами 27Al ЯМР, включая MAS и MQ MAS. Установлен характер порядка замещения. Разделены примесный и решеточный механизмы спин-решеточной релаксации квадрупольных ядер в несовершенных кристаллах  $\text{LiCsSO}_4$ ,  $\text{GaAs}$ ,  $\text{CsI}$ ,  $\text{NaCl}$  при различных температурах с использованием разработанного участниками проекта метода. Исследованы (в сотрудничестве с Чен Кун университетом, Тайвань) температурные и полевые зависимости намагниченности пористых стекол и искусственных опалов, заполненных ртутью, индием и галлием. Выявлены размерные эффекты в сверхпроводящем фазовом переходе. Построена теоретическая модель сверхпроводимости в пористых матрицах. Обнаружено существование двухступенчатого сверхпроводящего фазового перехода. Проведены акустические, ЯМР (в сотрудничестве с Лейпцигским университетом, Германия) и электрические исследования пористых стекол различной геометрии и опалов, заполненных галлием, оловом и ртутью. Показано, что процессы плавления и кристаллизации металлов в порах имеют сложный характер и значительно отличаются от процессов плавления и кристаллизации объемных металлов. Обнаружено ускорение ядерной спин-решеточной релаксации жидкого галлия в порах. Исследованы магнитные свойства и основные закономерности состояния спинового стекла в металлокерамических образцах на основе оксида алюминия с включениями аустенитной стали. Измерены температурные зависимости скорости распространения и коэффициента поглощения ультразвука в чистых и примесных кристаллах  $\text{LiKSO}_4$  и  $\text{LiCsSO}_4$  и проведен анализ влияния нарушений структуры на параметры фазового перехода. Проведены исследования ряда фторсодержащих суперионных кристаллов и кристаллов кварца методом Брегговской дифракции света на ультразвуке в диапазоне температур 300–1000 K, методом ЯМР и электропроводности. Обнаружен новый эффект резонансного поглощения звука в области суперионного фазового перехода. Выявлена зависимость

релаксационного поглощения звука от условий выращивания кристаллов кварца и их оптического качества. Выявлено влияние размерных эффектов на характеристики сегнетоэлектрического фазового перехода в кристаллах  $\text{NaNO}_2$  в условиях ограниченной геометрии в пористых стеклах и синтетических опалах. Проведены неэмпирические кластерные расчеты константы квадрупольной связи кислорода для различных модельных структур, имитирующих микроструктуру боратных оксидных стекол. Экспериментально (методом ЯМР) и теоретически (методом точечных мультиполей и неэмпирическим кластерным методом) исследована температурная зависимость константы ядерной квадрупольной связи лития и ниobia в кристаллах

танталата и ниобата лития. Построена феноменологическая модель антисегнетоэлектрического фазового перехода в тонких пленках и малых частицах. Все основные результаты, полученные в процессе выполнения проекта, являются принципиально новыми. Новизна обусловлена использованием современного экспериментального оборудования, современными методами расчета, постановкой и решением актуальных физических задач, применением новых оригинальных экспериментальных методик и современных теоретических моделей. Результаты работ отражены в 22 тезисах международных и Российской конференций и многих статьях.

*СПбГУ НИИ физики им. В. А. Фока*

# ИНФОРМАЦИЯ

## Международная научно-техническая конференция "ДАТЧИКИ И СИСТЕМЫ — 2005"

посвящается

60-летию Победы в Великой Отечественной войне,  
45-летию Федерального научно-производственного центра Федерального государственного унитарного предприятия "Научно-исследовательский институт физических измерений"

6—10 июня 2005 г.  
Пенза, санаторий "Серебряный Бор"

### Тематика пленарных заседаний

- Комплексное целевое планирование фундаментальных и прикладных исследований и механизмы реализации приоритетных направлений науки, техники и технологий
- Теория и принципы построения датчиков, преобразователей физических величин, компонентов датчиков и систем измерения, контроля, управления и диагностики на их основе
- Системы и приборы неразрушающего контроля и диагностики
- Системы мониторинга критически важных и (или) опасных объектов, грузов и ресурсов Российской Федерации
- Датчики и системы для робототехники
- Метрологическое обеспечение, испытания и сертификация датчиков и систем. Теория и практика системы управления качеством
- Техническое перевооружение и технологии обеспечения НИОКР, текущих и серийных по-

ставок. Теория и практика управления производством

- Экономика планирования, прогнозирования и управление ресурсами. Маркетинг и управление интеллектуальной собственностью в инновационной деятельности
- Проблемы кадрового обеспечения и опыт специализированной подготовки, переподготовки и повышения квалификации специалистов датчикостроения

### Секретариат Оргкомитета

Адрес: 440026, г. Пенза, ул. Володарского, д. 8/10  
ФНПЦ ФГУП НИИФИ  
Телефоны: (8412) 562-715, 562-616, 565-014,  
638-957. Факс: (8412) 551-499.  
E-mail: nifi@sura.ru. Сайт: www.nifi.sura.ru

### Организаторы конференции

МИНИСТЕРСТВО ПРОМЫШЛЕННОСТИ И ЭНЕРГЕТИКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
МИНИСТЕРСТВО ОБОРОНЫ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ КОСМИЧЕСКОЕ АГЕНТСТВО  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ПРОМЫШЛЕННОСТИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО НАУКЕ И ИННОВАЦИЯМ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ТЕХНИЧЕСКОМУ РЕГУЛИРОВАНИЮ И МЕТРОЛОГИИ  
РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ КОСМОНАВТИКИ им. К. Э. ЦИОЛКОВСКОГО  
ФЕДЕРАЦИЯ КОСМОНАВТИКИ РОССИИ  
ПРАВИТЕЛЬСТВО ПЕНЗЕНСКОЙ ОБЛАСТИ  
ФНПЦ ФГУП "НИИ ФИЗИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ"

**Новости от компании**  
**Sharp Microelectronics**

## **BlueStreak SoCs компании Sharp Microelectronics — точный расчет на требования рынка**

System-on-Chip 16/32-бит LH79525 и 32-бит LH79524 с On-chip-передачей данных по сети и многочисленными периферийными блоками предназначены как для потребителей, так и для промышленных приложений.

16/32- и 32-разрядные System-on-Chips (SoCs) из семейства ARM720T BlueStreak компании Sharp Microelectronics Europe пользуются успехом на рынке. После появления Beta Release обоих этих SoCs в августе 2004 г. более 20 клиентов сделали ставку при разработке своих изделий на 16/32-разрядный микроконтроллер LH79525 и на 32-разрядный микроконтроллер LH79524.

"LH79524 и LH79525 обеспечивают лучшую интеграцию благодаря множеству свойств, которыми прежде обладали только более дорогие компоненты на базе ARM9", — заявляет Гюнтер Вагшаль, Product Marketing Manager по BlueStreak MCUs в Sharp Microelectronics Europe. "По сравнению с прежними поколениями MCU наша серия продуктов на базе ARM7 обладает такими первоклассными свойствами, как USB, Video Controller, Audio Interface, последовательные интерфейсы для улучшения вариантов соединений и сетевого взаимодействия. Наши клиенты считают эти свойства крайне важными для сетевых приложений и медиа приложений, в которых на первом месте находится возможность визуализации содержания и подключения различных устройств." SoCs поддерживают множество приложений, включая так называемые интеллектуальные игрушки, медицинские и промышленные приборы, системы слежения и GPS.

BlueStreak MCUs LH79524 и LH79525 располагают On-chip-периферией, в том числе, например, 10/100 BaseT Ethernet MAC, USB, Touch Screen Controller, программируемый LCD-Controller, а также внешний прямой доступ к памяти (DMA). Программируемый LCD-Controller поддерживает до 65 536 цветов у LH79524 и 4096 цветов у LH79525, причем оба SoCs допускают прямое подключение STN, Color STN, TFT и Sharp's Advanced-TFT-дисплеев. SoCs LH79524 и LH79525 располагают также такой периферией, как 16KB On-chip-SRAM, I2C, I2S, счетчик/таймер, SDRAM Controller и Watchdog Timer. Оба SoCs поддерживают также любую Flash-память.

32-разрядный компонент LH79524 поставляется в корпусе 208 CABGA для функциональных и экономичных по монтажному месту решений. 16/32-разрядная модель LH79525 имеет корпус 176LQFP для экономичного и простого применения.

Sharp предлагает оптимальные инструменты разработки для поддержки этих компонентов. Они содержат недорогой комплект разработки программ Logic PD, а также программное обеспечение, операционные системы, драйверы и документацию, которую можно получить через Sharp's BlueStreak Software Library по адресу: [www.sharpmcu.com](http://www.sharpmcu.com).

Компоненты LH79524 и LH79525 будут поставляться крупными партиями с начала второго квартала 2005 г. и смогут приобретаться через отделы сбыта Sharp и партнеров-дистрибуторов. Эти SoCs относятся ко всей линии продуктов BlueStreak 16/32- и 32-разрядных микроконтроллеров и SoCs компании Sharp, которые все могут поставляться крупными партиями.

Sharp Microelectronics предлагает под названием "BlueStreak" в общей сложности девять микроконтроллеров, которые все базируются на ядрах ARM7 или ARM9. Широкий ассортимент 16-разрядных и 32-разрядных System-on-Chips обеспечивает возможность точного по производительности выбора от сравнительно простых процессоров 77,4 МГц вплоть до CPU 200 МГц. Всем SoCs серии BlueStreak присуща высокая степень интеграции. Соответственно широк и спектр применения процессоров BlueStreak, который простирается от промышленных систем управления и медицинских приборов до мобильных коммуникационных и развлекательных приборов. В сотрудничестве со своими партнерами Sharp показывает на выставке Embedded World этого года также новейшие приложения, в которых используются микроконтроллеры Sharp на базе ARM. Выставляются кроме прочего сканер штрих-кодов, сонар для применения в морской технике, счетчик электроэнергии, компьютер пилота-планериста, а также базовое решение медиа плеера и электронная карманная игрушка.

Sharp Microelectronics Europe с офисом в Гамбурге является подразделением предприятия Sharp Electronics (Europe) GmbH, дочерней фирмы корпорации Sharp Corporation в Осаке, Япония. Sharp является разработчиком технологий цифровых ядер, которые играют значительную роль при разработке новейших поколений электронных продуктов для частных пользователей и бизнеса. Sharp Microelectronics Europe предлагает уникальные решения по направлениям памяти, жидкокристаллических индикаторов, оптоэлектронных элементов, CCD, RF/IR, микрокомпьютеров и компонентов System-on-Chip, а также передовые технологии корпусов и интеграционные технологии, которые обеспечивают возможность инженерам-разработчикам в Европе реализовывать их смелые идеи и выводить их на рынок. Sharp Microelectronics Europe поставила своей целью улучшение качества жизни людей за счет внедрения современной технологии и инноваций, высокого качества и повышения уровня проектирования.

Дополнительную информацию и иллюстрации можно получить по адресу [www.sharpsme.com](http://www.sharpsme.com)

# CONTENTS

**Dedkov G. V., Kyasov A. A., Dedkova E. G.** *On the Sliding Friction and Heat Exchange Between Nanostructures* ..... 2

Several problems related with the noncontact friction forces and heat transfer in dynamic contacts between a probe of atomic force microscope and the sample surface are considered theoretically, when the probe is in oscillating motion in normal to the surface direction. It is shown that at such motion the van der Waals friction forces are twice greater than at lateral motion, while the corresponding heat transfer mediated by evanescent electromagnetic fields has an oscillating (velocity proportional) contribution, being weakly dependent on temperature. Also, we analyze role of the adsorbing films on friction and heat transfer. It is shown that the film presence may increase/decrease the friction and heat flux by several orders of magnitude at certain conditions. Finally, using a model of semiinfinite homogeneous rod we have calculated the temperature distribution along the height of the rod being in dynamic contact with the heated sample surface. The needed time for the equilibrium to be settled is determined.

**Valakh M. Ya., Dzhagan V. N., Krasilnik Z. F., Lytyn O. S., Lobanov D. N., Novikov A. V., Yukhymchuk V. A.** *The Peculiarities of the Growth of Self-Induced SiGe Islands on SiGe Buffer* ..... 8

A study of self-induced SiGe nanoislands, grown by molecular beam epitaxy on Si and  $\text{Si}_{0.9}\text{Ge}_{0.1}$  buffer layers, is performed by using atomic force microscopy and Raman spectroscopy. The influence of  $\text{Si}_{0.9}\text{Ge}_{0.1}$  buffer layer on the morphology and structural parameters of the islands is shown. The values of composition, strain and degree of relaxation of the islands due to their three-dimensionality are determined for the islands grown on both Si and  $\text{Si}_{0.9}\text{Ge}_{0.1}$  buffers.

**Alekseev P. A.** *Strongly Correlated Electron Systems: X-Ray and Neutron Spectroscopy* ..... 13

The advantages of the combined usage of complementary methods like X-ray and neutron spectrometers for the physical studies of rare-earth-based systems with strong electron correlation are discussed. Some recent experimental data are presented along with physical models for a typical representatives of this class of material.

**Bystrov S. G.** *Peculiarities of Local Chemical Surface Structure of Block Copolymer PS39PEO61 Studied by Means of AFM and XPS* ..... 19

In the paper presented given are the results of the investigation of the local chemical surface structure of the block copolymer PS39PEO61, both initial and thermo-treated by XPS and AFM (P-47 NT-MDT apparatus). The surface morphology changes in the block copolymer after the annealing are described. Computational structural models for the polymers under investigation are presented. The distributional maps delimiting the areas with different chemical nature scattered along the surfaces of the investigated materials are also been given.

**Kozlov A. G.** *Modelling of Temperature Distribution in a Thermal Microaccelerometer with Inertial Mass* ..... 22

An analytical method is presented that allows one to determine the steady-state temperature distribution in a thermal microaccelerometer with inertial mass. In the thermal microaccelerometer, the active domain in which basic thermal processes take place is marked out. This domain is substituted by the equivalent domain which is divided into some rectangular regions with homogeneous parameters. The temperature distribution in the regions is obtained with the Fourier method. The parameters characterising thermal conduction processes between adjacent regions are found using adjoint boundary conditions. Based on the presented method the temperature distribution in the concrete thermal microaccelerometer and the dependence of the temperature in the site where the hot junctions of thermocouples are located on the gap between the moving element and the thermally isolated structure are determined.

**Dryakhlushin V. F., Gaikovich K. P., Levichev V. V., Mishkin V. P.** *Fine Analysis of Emission Spatial Structure of Two-Color Semiconductor Laser in Near-Field Zone* ..... 33

In work the spatial distribution of radiation modes of two-color semiconductor laser in near-field zone is studied. The attractive property of this laser is possibility of generation of terahertz oscillation with help of mixing of two different modes of laser radiation. The mapping of laser radiation using near-field optical microscopy is obtained. The probe transfer function was used to improve the resolution of images from the solution of corresponding 2D convolution equation obtained by employing the Tikhonov's method of generalized discrepancy.

**Podurets K. M., Pogorely D. K., Manushkin A. A., Nedorezov V. G., Somenkov V. A., Schetinkin S. A.** *Refraction Imaging for Medicine and Materials Science at the Kurchatov Synchrotron Radiation Source* ..... 35

Experiments on the refraction imaging which were carried out at the Kurchatov Synchrotron Radiation Source are described. The results demonstrate the possibilities of the method for nondestructive testing and medical diagnostics. Experiments on the refraction imaging of the accreditation mammographic phantom were carried out. It is shown that the use of the refraction imaging method will enhance significantly the sensitivity of mammographic examination.

**Kashtankin I. A., Gurin N. T.** *Photosensitive Bipolar Silicon N-shaped Devices with Guided I-V Characteristics* ..... 39

The new photosensitive bipolar silicon N-shaped devices with guided I-V characteristics are discussed in this paper. The modulation of infrared radiation causes the increasing or decreasing to null of the max current in the output I-V characteristics. The results of modeling correspond to experimental data.

## For foreign subscribers:

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

*The journal bought since november 1999.*

*Editor-in-Chief Ph. D. Petr P. Maltsev*

**ISSN 1813-8586.**

**Address is: 4, Stromynsky Lane, Moscow, 107076, Russia. Tel./Fax: +7(095) 269-5510.**  
**E-mail: [it@novtex.ru](mailto:it@novtex.ru); <http://www.microsystems.ru>**

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

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

Свидетельство о регистрации ПИ № 77-18289 от 06.09.04.

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

Сдано в набор 31.03.2005. Подписано в печать 04.05.2005. Формат 60×88 1/8. Бумага офсетная. Печать офсетная.  
 Усл. печ. л. 6,86. Уч.-изд. л. 8,37. Заказ 894. Цена договорная

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