

Главный редактор

Мальцев П. П.

Зам. гл. редактора

Лучинин В. В.

Редакционный совет:

Аристов В. В.
Васильев В. В.
Гапонов С. В.
Каляев И. А.
Климов Д. М.
Лифшиц В. Г.
Мокеров В. Г.
Никитов С. А.
Чаплыгин Ю. А.

Редакционная коллегия

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

Отв. секретарь

Лысенко А. В.

Редакция:

Безменова М. Ю.
Григорин-Рябова Е. В.

Учредитель:

Издательство "Новые технологии"

СОДЕРЖАНИЕ

ЭЛЕМЕНТЫ МСТ И МИКРОСИСТЕМЫ

Косцов Э. Г., Багинский И. Л., Буханец Д. И., Кашеев Э. Л.

Электростатический двигатель для быстродействующих микромеханических устройств 2

Скалон А. И. Разработка принципов построения микромеханических датчиков первичной информации интегрального уравнивания с использованием оптоэлектронных и электромагнитных элементов 7

КОНСТРУИРОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ МСТ

Шауцуков А. Г., Загидулин Ю. С. Моделирование процесса радиационно-стимулированной диффузии в ионно-легированных слоях 12

Афанасьев А. М., Чуев М. А., Медведев П. Г., Пустовойт В. И. О предельной разрешающей способности аподизированных дифракционных фильтров 17

ПРИМЕНЕНИЕ МСТ

Синюгин С. А. Интеллектуальный датчик для регистрации редких событий . 21

Лутченко В. Г. Микроминиатюрные электродвигатели постоянного тока . . 24

НАНОТЕХНОЛОГИИ И ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

Бахтизин Р. З., Ву К.-Х., Ще Ч.-Ж., Ще Ч.-К., Нагао Т., Сакурай Т.

Сканирующая туннельная микроскопия начальных стадий роста пленок Ag на поверхности GaN (0001) 26

Валиев К. А., Бочаров Л. Ю., Мальцев П. П., Троицкий И. И. Квантовая технология — новые аспекты нанотехнологии 30

Фролов В. Д., Заведеев Е. В., Пименов С. М., Конов В. И. Микроскопические свойства тонких пленок на основе Ni—С нанокompозитов 36

БИОЭЛЕКТРОНИКА

Альтшуллер Г. М., Вакс В. Л., Гайкович К. П. СВЧ сканирование подповерхностной структуры живых тканей 39

Резник А. Н., Юрасова Н. В. Подповерхностная термометрия биологических сред по данным ближнепольного СВЧ зондирования 42

СТРАНИЧКА РФФИ 47

Contents 48

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

УДК 621.3.049.77.002.5

Э. Г. Косцов, д-р. физ.-мат. наук,
И. Л. Багинский, канд. физ.-мат. наук,
Д. И. Буханец*, канд. техн. наук,
Э. Л. Кашеев, канд. техн. наук,
Институт автоматизации и электротехники СО РАН (Новосибирск),
E-mail: kostsov@iae.nsk.su
* член СПП при Президиуме РАН

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЙ ДВИГАТЕЛЬ ДЛЯ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИХ МИКРОМЕХАНИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ

Проведено исследование шагового электростатического высокоэнергетического микродвигателя на основе сегнетоэлектрических пленок применительно к задачам его применения в быстродействующих микромеханических устройствах. Показано, что характеристики такого микродвигателя: время реакции — десятки микросекунд, низкие управляющие напряжения — десятки вольт, высокое пространственное разрешение — до 10 нм, дают возможность использовать его в быстродействующих прецизионных микромеханических устройствах, в том числе в микро- и нанопозиционерах.

Введение

В настоящее время интенсивно развивается новое научное направление — микромеханика — одно из наиболее актуальных направлений современной техники. Оно базируется на последних достижениях микроэлектронных технологий, и поэтому наследует все преимущества микросхем — низкую стоимость, возможные крупные масштабы практического применения, высокую надежность и воспроизводимость параметров — и имеет целью создание ряда уникальных микромеханизмов, микросенсоров и миниатюрных механических конструкций.

В частности, комбинация микрооптики с микромеханикой дает возможность создания в одном технологическом цикле с производством интегральных схем широкого класса принципиально новых высокоэффективных устройств и размещения сложных микромеханических конструкций на той же подложке, где располагаются микросхемы для элек-

тронной обработки сигналов, микропроцессоры.

К настоящему времени ряд компаний в США уже начали выпускать первые полупромышленные партии микрооптических систем, в частности, матриц микрозеркал размера 64×64 со временем переключения порядка 10 мс, в перспективе имеются планы создания подобных матриц размера 1000×1000 [1].

Однако для полной реализации надежд на микромеханические оптические ключи должны быть преодолены крупные технологические барьеры, и, в первую очередь, необходимо значительно уменьшить время срабатывания микрооптических элементов.

Одним из основных элементов большинства микромеханических устройств является микродвигатель или микроактиватор. Для микродвигателей, создаваемых в настоящее время с помощью технологии микроэлектроники, таких как электротепловые [2, 3], магнитные индуктивные

[4, 5], пьезоэлектрические [6–9], характерны низкие энергоёмкость, удельная мощность и КПД. Улучшить эти параметры можно путем использования электромеханического принципа преобразования энергии.

В настоящее время наиболее развиты электростатические микродвигатели, как вращательного, так и линейного движения, с воздушным зазором между подвижной и неподвижной частями [10–13]. Они отличаются от классических электростатических двигателей значительно меньшим воздушным зазором, в несколько микрометров, и соответственно работают при меньшем рабочем напряжении — не сотни, а десятки вольт. В указанных микродвигателях удельная ёмкость $C_{уд}$ не превышает 5 пФ/мм^2 , а удельная энергоёмкость A_R — не больше $0,01 \text{ Дж/м}^2$. Значение A_R ограничено как небольшим значением $C_{уд}$, так и напряжением пробоя воздушного межэлектродного зазора $V_{пр}$. Поэтому такие микродвигатели имеют относительно малую мощность, и не могут развивать большие силы. Значительного увеличения A_R — работы, совершаемой электростатическим микродвигателем за один такт, $(C_{уд} V^2)/2$, можно достигнуть при использовании в межэлектродном зазоре твердых диэлектриков с более высокой диэлектрической проницаемостью ϵ , вопрос заключается только в том, как преобразовать накапливаемую в такой структуре электрическую энергию в механическое движение.

Электростатический двигатель с зазором между подвижной и неподвижной частями, заполненным диэлектриком, описан в работах [14, 15]. В таком двигателе смещение подвижной пластины, слайдера, возникает за счет электростатического наката тонкой металлизированной, $d = 3 \text{ мкм}$,

органической пленки (полиэтилентерефталата) на поверхность металла — второго электрода (то есть постепенного ее притяжения, участок за участком, к поверхности этого электрода). Такой двигатель по сравнению с конструкциями на воздушном зазоре обладает более высокой энергоемкостью — за счет более высоких значений $C_{уд}$ и $V_{пр}$ при сопоставимом значении зазора d . Позднее другими авторами были предложены различные типы активаторов и микродвигателей, принцип действия которых также основан на электростатическом накате металлической пленки на поверхность диэлектрика (см., например, работы [16, 17]).

Ранее нами был разработан новый принцип электромеханического преобразования энергии, основанный на эффекте обратимого электростатического наката тонких металлических пленок (металлических лепестков) на поверхность сегнетоэлектрических пленок (СП) [18—23]. Линейные шаговые микродвигатели, основанные на указанном емкостном способе преобразования энергии, имеют ряд преимуществ, которые связаны как с большой диэлектрической постоянной ϵ СП при относительно высокой напряженности поля пробоя (до 30—100 В/мкм), так и с тем, что в кристаллическом слое сегнетоэлектрика накапливается значительно меньший, по сравнению с линейным диэлектриком, электростатический заряд. Эти факторы определяют высокое значение $C_{уд}$ структур металл — СП — лепесток, до 300...1500 пФ/мм², и соответственно, возможность "накачки" в образец исключительно большой удельной энергии A_R — до 0,3...3 Дж/м² и более.

Принцип действия линейного шагового микродвигателя, основанного на указанном выше способе преобразования энергии за счет наката металлических лепестков на поверхность сегнето-

электрика (или диэлектрика), проиллюстрирован рис. 1.

Неподвижная пластина (статор) 1 состоит из стандартной кремниевой подложки 7 , на поверхность которой нанесен электрод 6 и сегнетоэлектрическая пленка 5 . Подвижная пластина (слайдер) 2 с закрепленными на ее поверхности металлическими лепестками 3 длиной l перемещается относительно статора по направляющим 4 . Движение складывается из нескольких стадий изменения состояния лепестка.

При подаче импульса напряжения между лепестком 3 , находящимся в исходном состоянии A (часть лепестка прижата к поверхности статора механически — вид F), и электродом 6 происходит электростатическое притяжение конца лепестка 3 к поверхности сегнетоэлектрика 5 и начинается движение пластины 2 за счет последующего наката все большей части поверхности лепестков на поверхность сегнетоэлектрика, их изгиба и механического натяжения. Так происходит электромеханическое преобразование энергии. Длина наката $l_r(t)$ возрастает во время действия импульса напряжения t , соответственно увеличивается и шаг $h(t)$ смещения слайдера. Значение $h(t)$ и скорость перемещения участка лепестка, накатывающегося на сегнетоэлектрик, определяются массой слайдера M , длительностью импульса напряжения t_p , его амплитудой V и коэффициентом трения k .

После выключения импульса напряжения лепесток под действием сил упругости, возникающих при его изгибе, приходит в исходное положение A (при одиночном импульсе напряжения) или в новое положение C , харак-

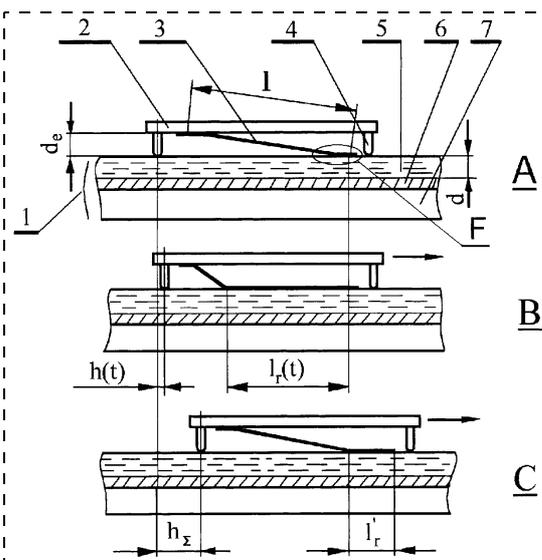


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая работу лепесткового микродвигателя:

1 — статор, состоящий из сегнетоэлектрической пленки 5 , металлического электрода 6 и кремниевой подложки 7 ; 2 — слайдер, 3 — лепесток; 4 — направляющие; A — начальное состояние и позиция ($t = 0$), B — положение слайдера и состояние лепестков при окончании первого импульса напряжения, C — соответствует позиции слайдера и состоянию лепестков при окончании первого периода импульсов напряжения ($t = T$)

терное для непрерывного движения слайдера (при подаче на образец серии импульсов). Слайдер за это время продвигается по инерции на расстояние h_z . От длительности процесса отрыва лепестка от поверхности сегнетоэлектрика и времени принятия лепестком исходной формы зависит промежуток времени между соседними импульсами напряжения и, соответственно, максимальная частота следования f этих импульсов и мощность, развиваемая микродвигателем.

Далее, при поступлении второго, третьего и т. д. импульсов напряжения процесс повторяется. Таким образом, осуществляется непрерывное движение слайдера.

Приведенное в таблице сравнение параметров перечисленных выше типов электростатических микродвигателей показывает, что значение предельно достижимой механической работы $A_{R\max}$ увеличивается на 2—3 порядка при переходе от преобразо-

Сравнение предельно достижимых параметров различных типов электростатических микродвигателей

Тип микродвигателя	Ссылки	Толщина диэлектрика, мкм	$C_{уд}$, пФ/см ²	V	A_{Rmax} , Дж/м ²	A_R при $V = 50$ В, Дж/м ²
На воздушном зазоре	[10—13]	2—3	< 4	30...50	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$
Накат на твердый диэлектрик	[14—17]	2—3	40	50...150	$5 \cdot 10^{-2} \dots 0,5$	$5 \cdot 10^{-2}$
Накат на сегнетоэлектрик	[18—23]	2—3	300...1500	10...100	5	1,3

вания энергии, накопленной в воздушном зазоре, к преобразованию энергии с использованием зазора, заполненного диэлектриком и сегнетоэлектриком, — пропорционально увеличению удельной емкости $C_{уд}$. Увеличение A_R и, соответственно, силы тяги F , развиваемой микродвигателем, позволяют значительно поднять его быстродействие.

Целью настоящей работы являлось исследование основных закономерностей работы описанного выше линейного микродвигателя в шаговом режиме в микросекундном диапазоне времени.

Исследуемые структуры

Экспериментальные образцы микродвигателей представляли собой две подложки с зазором между ними 100...200 мкм, регулируемым микровинтом. Нижняя (кремниевая) подложка — статор, на нее последовательно методом ВЧ-напыления наносились электрод — оксид индия-олова — $In_xSn_{1-x}O_2$ и сегнетоэлектрическая пленка (СП) — $Ba_{0,5}Sr_{0,5}Nb_2O_6$ (ниобат бария-стронция — НБС, с $\epsilon = 2000 \dots 5000$). Толщины пленок электрода и НБС составляли 0,5...1 мкм и 1...3 мкм, соответственно. Пленки НБС — текстурированные с ориентацией кристаллической оси C нормально к плоскости подложки.

На верхней подвижной подложке (ПП, полированная стеклянная пластина), слайдере, методами вакуумного напыления, фотолитографии и травления подслоя формировалась металлическая пленка — лепесток — как элемент активатора, или матрица

лепестков, с длиной l (1...4 мм), шириной b (200...500 мкм) и толщиной d_p (1...2 мкм), изготовленных из бериллиевой бронзы (2 % бериллия). Для обеспечения реверсивного движения на поверхности слайдера находились две группы встречно направленных лепестков.

Экспериментальные исследования

С применением ранее разработанных методик [24] измерялись местоположение слайдера во времени, емкость и ток проводимости при накате $C(t)$ и $I_c(t)$, при этом варьировались следующие параметры: масса слайдера M , амплитуда импульсов напряжения V и их длительность t_p , частота следования импульсов f и коэффициент трения k .

При единичном акте наката (электростатического прижатия) свободно лежащего на поверхности сегнетоэлектрика лепестка имеет место характерный пик полного тока на кривой его зависимости от времени (рис. 2, а). Время процесса наката τ гиперболически зависит от поданного напряжения и может достигать 10...30 мкс (рис. 2, б).

Удельная емкость наката по сравнению с емкостью структуры $M - СП - M$ меньше — от 2 до 10 раз, в зависимости от шероховатости поверхности СП и "толщины" воздушного зазора d_z между поверхностями металла и сегнетоэлектрика, согласно проведенным оценкам, его значение не превышало 50...200 Å (5...20 нм).

Электростатический накат металлической пленки (лепестка) на поверхность СП сопровождается

обратимой деформацией ее локальных участков вблизи "микровыступов" СП, при давлении 100...200 кгс/см² (~10...20 МПа). При снятии импульса напряженной упругая энергия локальной деформации высвобождается, возникают вертикальные силы упругости, способствующие быстрому отрыву лепестка от поверхности сегнетоэлектрика, за время меньшее 1 мкс, и соответствующему резкому уменьшению емкости.

Такая аномально высокая скорость разрыва контакта двух поверхностей значительно превышает значение, которое следует из оценок времени механическо-

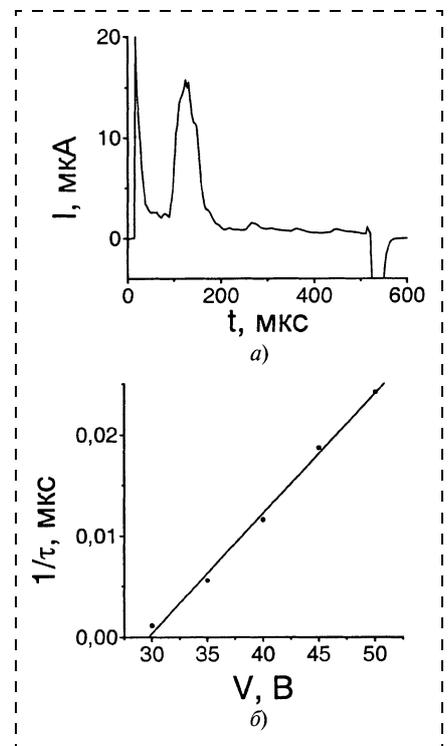


Рис. 2. Эффект наката лепестка размером $10 \times 0,4$ мм на поверхность пленки НБС: а — значение тока наката при $V = 40$ В; б — время начала электростатического наката в зависимости от V

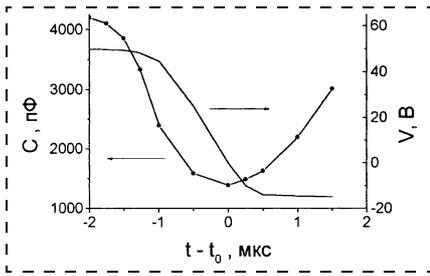


Рис. 3. Иллюстрация эффекта anomalно высокой скорости отрыва металлической пленки от поверхности сегнетоэлектрической пленки

го резонанса колебаний обратно-накатывающейся на поверхность сегнетоэлектрика части лепестка. Этот эффект находит отражение в быстром уменьшении емкости, за время порядка 1 мкс — время среза импульса. На рис. 3 показана реакция емкости C образца при электростатическом накате на быстрое уменьшение амплитуды напряжения, от 50 до -17 В, за время 2 мкс. Значение C с уменьшением V синхронно уменьшается, а после перехода через точку $V = 0$ начинает вновь возрастать, практически с той же скоростью, поскольку за время спада напряжения до 0, равное 1 мкс, лепесток не успевает значительно оторваться от поверхности сегнетоэлектрика, и поэтому сразу после смены полярности напряжения на него опять начинают действовать большие электростатические силы притяжения.

Высокая скорость первоначального наката и последующего

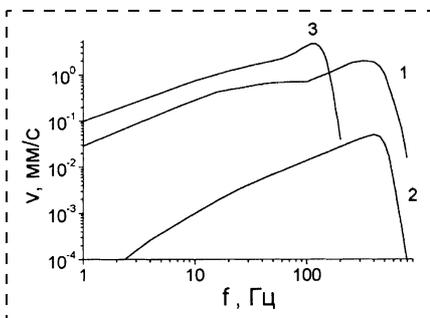


Рис. 4. Частотная зависимость скорости слайдера для случая лепестков, изогнутых в поперечном сечении (кривые 1, 2), и плоских лепестков (кривая 3); $V = 50$ В (кривые 1, 3) и $V = 30$ В (кривая 2)

отрыва лепестка от поверхности СП еще не обеспечивают высокую тактовую частоту работы микродвигателя, поскольку время полной релаксации формы лепестка в исходное состояние определяется его длиной. Резонансная частота колеблющейся балки — металлического лепестка,

$$f_r = 0,162 d_p / l^2 (E/\rho)^{1/2}, \quad (1)$$

где d_p — толщина лепестка; E — модуль Юнга; ρ — удельный вес. При толщинах лепестка, порядка 1,5...2 мкм, и значении модуля Юнга для бериллиевой бронзы $E = 10^{11}$ Н/м², $f_r = 40...60$ Гц. На частотных зависимостях скорости движения слайдера при использовании лепестков с плоской поверхностью обнаружено наличие резонансного пика именно в этой области частот (рис. 4, кривая 3).

Для увеличения тактовой частоты разработана конструкция и технология создания трехмерной формы лепестка — U-образной, изогнутой в поперечном сечении с радиусом r , причем $b < r < l$, где b — ширина лепестка. Для таких лепестков резонансная частота увеличивается (рис. 4, кривые 1 и 2) по сравнению с плоскими лепестками (кривая 3), поскольку наблюдается резонанс, соответствующий не длине, а ширине лепестка [23], этот резонанс наблюдается уже при более высоких частотах.

Исследование нагрузочных характеристик микродвигателя при нагрузке массой и трением (рис. 5) показало, что при прочих равных условиях нагрузка трением дает возможность увеличить мощность и КПД электромеханического преобразования энергии. При нагрузке массой, начиная с определенных значений m (соответствующих пику на кривой 1), при переходе от инерционного режима движения (когда нет остановки слайдера) к шаговому (слайдер останавливается в паузе между импульсами) существен-

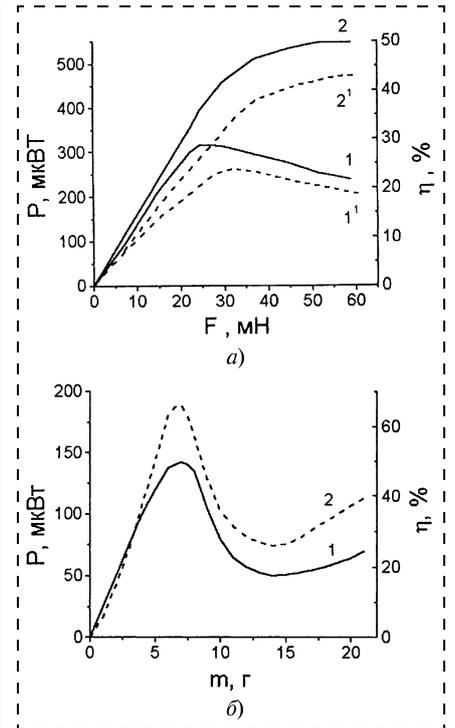


Рис. 5. Зависимость мощности (сплошные кривые) и эффективности преобразования энергии (штриховые кривые) от нагрузки для случаев трехмерной формы лепестков (а) и плоских лепестков (б) при нагрузке массой (кривые 1) и трением (кривые 2): $N = 40$, $f = 1$ кГц (а), $f = 100$ Гц (б)

ная часть энергии расходуется на преодоление сил инерции, при этом мощность и КПД уменьшаются. Пример нагрузочных характеристик микродвигателя в широком диапазоне масс нагрузки и при коэффициенте трения 0,2 приведен на рис. 6. Видно, что лепестки с достаточно малой собственной массой могут передвигать большую массу со значи-

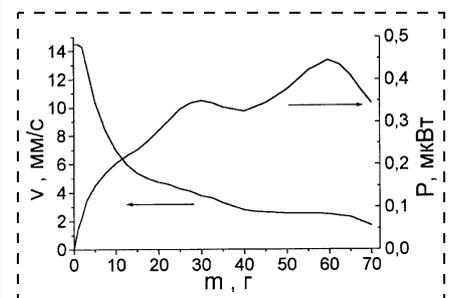


Рис. 6. Пример нагрузочных характеристик микродвигателя в широком диапазоне масс нагрузки: число лепестков $N = 40$, $V = 50$ В, $f = 1$ кГц

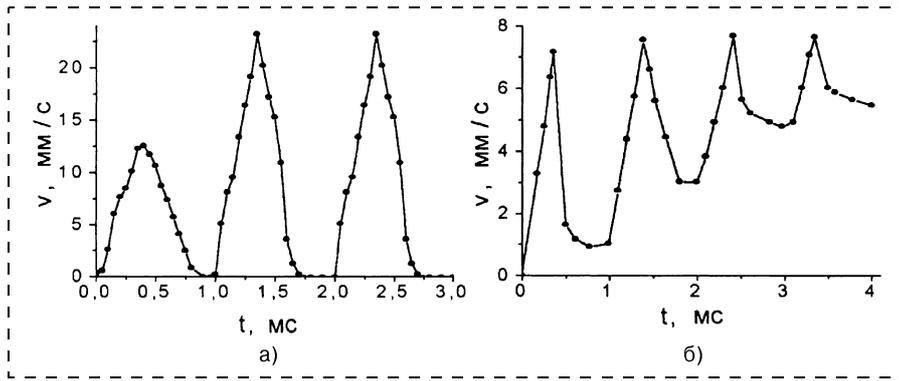


Рис. 7. Разгон слайдера:

а — в режиме пошагового движения $M = 5$ г, $V = 50$ В; б — в инерционном режиме при $N = 40$, $M = 0,5$ г, $V = 40$ В

тельной скоростью. В данном случае использовались 40 лепестков размером $3,5 \times 0,4$ мм, толщиной 1,2 мкм, с их общей массой 0,5 мг, а передвигали они в пике мощности 60 г со скоростью 2,5 мм/с.

На рис. 7, а показан характер разгона слайдера в режиме пошагового движения (большая нагрузка) и при больших значениях накачиваемой энергии, длительность импульсов — 400 мкс. В этом случае разгон заканчивается уже на втором импульсе, т. е. движение при третьем, четвертом и т. д. импульсах идентичны второму. Время разгона слайдера зависит от амплитуды импульсов напряжения: чем ниже это напряжение, тем большее число импульсов необходимо для разгона.

На рис. 7, б показан пример разгона слайдера в режиме инерционного движения, когда время его движения до остановки больше периода следования импульсов, и необходимо уже подавать серию импульсов для завершения процесса разгона.

Уменьшение длины лепестков дает возможность обеспечить более эффективный резонансный режим относительно их длины при более высокой частоте движения слайдера и приводит к значительному повышению КПД и удельной мощности за счет увеличения доли площади лепестков, принимающей участие в преоб-

разовании энергии. Предварительные экспериментальные данные дают основание полагать, что для увеличения мощности на порядок необходимо уменьшить длину лепестков l до 0,5 мм и менее.

На рис. 8 показано поведение скорости слайдера при изменении амплитуды импульсов напряжения в области оптимума рабочей частоты для малой длины лепестков — 1 мм и длительности импульсов 30 мкс.

Следует отметить, что увеличение рабочей частоты при уменьшении длины лепестков и соответствующего уменьшения шага слайдера, практически не влияет на его линейную скорость, но обеспечивает увеличение удельной мощности микродвигателя практически пропорционально росту частоты f .

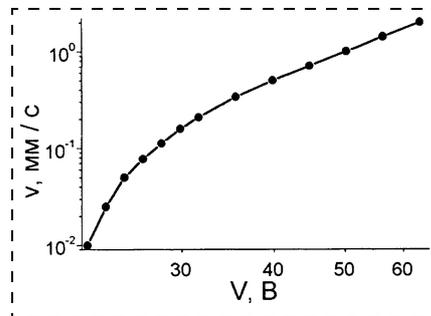


Рис. 8. Зависимость скорости микродвигателя от амплитуды импульса напряжения: число лепестков $N = 6$; размер — $1 \times 0,2$ мм; масса подложки — 0,4 г; рабочая частота — 10 кГц; длительность импульсов 30 мкс

Приведенные данные о характеристиках плоского электростатического микродвигателя на основе сегнетоэлектрических пленок дают основание прогнозировать возможность его эффективного использования в качестве исполняющего элемента быстродействующих микромеханических устройств. Высокая энергоемкость микродвигателя позволяет достигать высокой скорости движения слайдера при большой его массе, а возможность вариации шага в широком диапазоне параметров — увеличить точность позиционирования в микромеханических устройствах широкого класса применения.

Список литературы

1. Chu P. B., Lee Sh.-Sh., Park S. The path to large optical crossconnects // IEEE Communications. 2003. Vol. 40. N 3. P. 80—88.
2. Ataka M., Omodaka A., Takeshima N., Fujita H. Fabrication and operation of polyimide bimorph actuators for a ciliary motion system // J. Microelectromechanical systems. 1993. Vol. 2. N 4. P. 146—150.
3. Yang Y.-J., Kim C.-J., Matoba H., Muller R. S. Thermal analysis of a bistable microactuator // ASME, Symposium on Micro-Mechanical Systems, Dynamic System and Control. 1994. Vol. 2. P. 687—693.
4. Lagorce L. K., Brand O., Allen M. G. Magnetic Microactuators Based on polymer magnets // J. of Microelectromechanical Systems. 1999. Vol. 8. N 1. P. 1—9.
5. Yang C., Zhao X., Ding G., Zhang C., Cai B. An axial flux electromagnetic micro-motor // J. Micromech. Microengi. 2001. Vol. 11. P. 113—117.
6. Wakabayashi S., Sakata M., Goto H. et. al. Static characteristics of piezoelectric thin films buckling actuator // J. Appl. Phys. 1996. Vol. 35. P. 5012—5014.
7. Jenkins D. F. L., Cunningham M. J., Clegg W. W. The use of composite piezoelectric thick films for actuation and control of miniature cantilevers // Microelectronic Engineering. 1995. Vol. 29. P. 71—74.
8. Polla D. L. Microelectromechanical systems based on ferroelectric thin films // Microelectronic Engineering. 1995. Vol. 29. P. 51—58.
9. Muralt P. Ferroelectric thin films for micro-sensors and actuators: a review // J. Micromech. Microengi. 2000. Vol. 10. P. 136—146.
10. Harness T., Syms R. R. A. Characteristic modes of electrostatic comb-drive X-Y microactuators // J. Micromech. Microengi. 2000. Vol. 10. P. 7—14.
11. Wallrabe U., Bley P., Krevet B. et. al. Design rules and test of electrostatic micro-

motors made by the LIGA process // Micro-mech. Microeng. 1994. Vol. 4. P. 40–45.

12. Zappe S., Baltzer M., Kraus Th., Obermeyer E. Electrostatically driven micro-actuators: FE analysis and fabrication // J. Micromech. Microeng. 1997. Vol. 7. P. 204–209.

13. Kim B.-H., Chun K. Fabrication of an electrostatic track-following microactuator for hard disk drives using SOI wafer // Micromech. Microeng. 2001. Vol. 11. P. 1–6.

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

15. Дятлов В. Л., Коняшкин В. В., Потапов Б. С., Пьянков Ю. А. Планарные электрические микродвигатели // Электротехника. 1996. № 1. С. 8–18.

16. Sato K., Shikida M. Electrostatic film actuator with a large vertical displacement // Proc. IEEE MEMS-92. P. 1–5.

17. Akiyama T., Fujita H. A quantitative analysis of scratch drive actuator using buckling motion // Proc. IEEE MEMS-95. P. 310–315.

18. Dyatlov V. L., Kostsov E. G. Planar electrostatic micromotors on the basis of the ferroelectric films // Integrated Ferroelectrics. 1999. Vol. 23. P. 146–160.

19. Kostsov E. G., Dyatlov V. L. Electrostatic microactuators on the basis of ferroelectric films // Journal of the Korean Physical Society. 1998. Vol. 32. P. S1755–S1756.

20. Dyatlov V. L., Kostsov E. G. Electromechanical energy converters of micro-mechanic devices on the basis of ferroelectric

films // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research. 1998. Vol. A 405. P. 511–513.

21. Dyatlov V. L., Kostsov E. G., Baginsky I. L. High-effective electromechanical energy conversion on the basis of thin ferroelectric films // Ferroelectrics. 2000. Vol. 241. P. 99–106.

22. Дятлов В. Л., Косцов Э. Г. Высокоэффективные электростатические микродвигатели на основе тонких сегнетоэлектрических пленок // Автометрия, 1999. № 3. С. 3–23.

23. Baginsky I. L., Kostsov E. G. High-energy capacitance electrostatic micromotors // J. Micromech. Microeng. 2003. Vol. 13. P. 190–200.

УДК 621.317.001

А. И. Скалон, д-р техн. наук, проф., Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения

РАЗРАБОТКА ПРИНЦИПОВ ПОСТРОЕНИЯ МИКРОМЕХАНИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ ПЕРВИЧНОЙ ИНФОРМАЦИИ ИНТЕГРАЛЬНОГО УРАВНОВЕШИВАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Рассматриваются вопросы разработки принципов проектирования нового типа микроминиатюрных и микромеханических датчиков первичной информации (ДПИ) для измерения механических величин. Датчики построены на базе электромеханических систем компенсационного типа, работающих в динамическом режиме. Технические решения отражают концепцию построения ДПИ, работающего в режиме автоколебаний. Особенностью этих решений является использование новых для микромеханических и микроминиатюрных ДПИ оптоэлектронных и электромагнитных элементов. Разработаны физические модели, структурные схемы и математические модели. Рассмотрены методы проектирования и изготовления элементов датчиков с учетом особенностей технологических процессов, которые используются при создании микромеханических и микроминиатюрных ДПИ.

В настоящее время ведутся активные поиски путей создания микромеханических датчиков первичной информации (ДПИ) для измерения различных механических величин. Привлекательны-

ми качествами этих приборов, определившими их быстрое развитие, являются низкая стоимость, высокая надежность и малые габаритные размеры, достигаемые за счет использования технологий микроэлектроники. Чрезвычайно важным является полная совместимость механической части приборов и сервисной электроники, что позволяет создавать чип-измерители, хорошо сопрягающиеся с микроЭВМ [1].

Технические решения, закладываемые в концепцию построения ДПИ, оказывают существенное влияние на выбор типов и конструкций элементов приборов. В частности, минимизация массогабаритных характеристик обеспечивается за счет использования планарных технологий, что, в свою очередь, делает наиболее целесообразным построение приборов на базе электростатических, оптоэлектронных и волоконно-оптических элементов, достаточно просто реализуемых в рамках указанных технологий. То же можно сказать о выборе конструктивных материалов, в качестве которых наиболее широко используются кварц, пьезокерамика, кремний и другие полупроводниковые материалы.

Создание микромеханических приборов с электростатическими преобразователями было естественно вследствие простоты их реализации в рамках планарных технологий, поскольку микромеханические ДПИ представляют собой многослойную конструкцию из стекла, металлических пленок и пластин монокристаллического кремния. Неподвижные пластины электростатических элементов выполнены напылением металла на стекле, а подвижная — анизотропным травлением монокристаллического кремния. Кроме этого, в пластине кремния формируются перемычки упругого элемента и емкостный зазор.

Естественно, что при создании микромеханических ДПИ реализуются схемы с разомкнутым и

замкнутым контуром, причем последние имеют известные преимущества [2].

Пример конструктивной схемы микромеханического компенсационного ДПИ с электростатическими преобразователями показан на рис. 1.

Такие конструкции использованы при разработках микромеханических кремниевых вибрационных акселерометров (MVBA) с использованием резонатора [3]. Это электростатические приборы, в которых инерционная масса, торсион и резонатор гравитируются в кремниевой полупроводниковой пластине, являющейся прослойкой между пластинами Руге стекла. Две таких структуры, собранные вместе с ASIC электроникой, образуют акселерометр. Для увеличения чувствительности частотные выходы с двух резонаторов включены по дифференциальной схеме. При изготовлении приборов из единой 4-дюймовой полупроводниковой пластины гравитируют приблизительно 60 элементов.

Анализ конструктивных особенностей ДПИ показал, что для съема информации с чувствительного элемента, как правило, используются емкостные дифференциальные преобразователи перемещений, включенные в схему генератора сигналов. При этом изменение дифференциальной емкости генератора определяется соотношением

$$\Delta C = C_+ - C_- = \frac{\epsilon_0 S}{h^+} - \frac{\epsilon_0 S}{h^-}, \quad (1)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость воздуха или газа; S — площадь электрода датчика (одна пластина); h^+ — положительный зазор датчика; h^- — отрицательный зазор датчика.

В основу функционирования компенсирующего преобразователя (КП) электростатического типа положен эффект возникновения между двумя пластинами конденсатора силы

$$F = \frac{\epsilon_0 S U^2}{2h^2} = \frac{C_N U^2}{2h}, \quad (2)$$

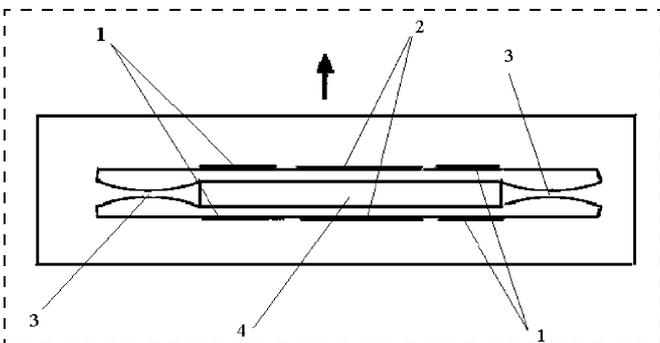


Рис. 1. Схема ДПИ с торсионными-перемычками и линейным перемещением пластины:

1 — электроды компенсирующего преобразователя; 2 — электроды датчика перемещения; 3 — гибкие торсионные-перемычки; 4 — подвижная пластина

где C_N — номинальная емкость конденсатора.

Для устранения квадратичной зависимости между F и U применяют дифференциальные электростатические КП, в которых на пластины конденсатора подаются разные напряжения, например, на неподвижные $\pm E$, а на подвижную U . В этом случае на подвижную пластину действует разность сил

$$\Delta F = F_1 - F_2 = \frac{2\epsilon_0 S}{h^2} EU = \frac{2C_N}{h} EU. \quad (3)$$

Электростатические КП могут быть использованы в случае, если отношение m/C_N (m — масса подвижной пластины) составляет не менее $3 \cdot 10^9$ кг/Ф [3]. Предельное значение диапазона измерения может быть определено в результате анализа условия равновесия измеряемой и компенсирующей электростатической сил:

$$F_{\text{вх}} = \frac{2C_N}{h} EU. \quad (4)$$

Например, для акселерометра с кремниевым чувствительным элементом последнее уравнение, записанное через конструктивные параметры конденсатора, имеет вид

$$a_x = \frac{2C_N}{m} \frac{EU}{h} = \frac{2\epsilon_0}{\rho(b-2h)h} EU, \quad (5)$$

где ρ — плотность монокристаллического кремния; b — толщина подвижной пластины.

Первый множитель соотношения (5) отражает конструктивно-технологические возможности акселерометра, второй — схемные, зависящие от напряжения питания.

Анализ соотношений (1)–(5) показывает, что метрологические характеристики электростатических КП существенным образом зависят от неравенства опорных напряжений на неподвижных обкладках, различий начальных емкостных зазоров и глубины модуляции зазора. С учетом того, что напряжения $\pm E$ могут различаться на величину $\gamma_E E$, начальные емкостные зазоры h — на величину $\gamma_h h$, а глубина модуляции зазора составляет величину $\pm \chi h$, функция преобразования электростатического КП может быть записана в виде

$$F_1 - F_2 = \frac{C_N}{2h} \left\{ \frac{[U + E(1 \pm \gamma_E)]^2}{(1 + \gamma_h \pm \chi)^2} - \frac{[U - E(1 \mp \gamma_E)]^2}{(1 + \gamma_h \mp \chi)^2} \right\}. \quad (6)$$

Если разложить знаменатели (6) в ряд и пренебречь величинами второго порядка малости, то

последнее соотношение может быть представлено как

$$F_1 - F_2 = \frac{C_N}{2h} \{4UE + 4E^2(\gamma_E + \gamma_h) + 4[U^2(\gamma_h + \chi) + \chi E^2]\}. \quad (7)$$

В (7) второй член множителя определяет влияние различия плеч дифференциального КП на нулевой сигнал, а третий — на коэффициент преобразования ДПИ.

Из теории построения приборов с обратной связью [2] известно, что наибольшее влияние на параметры ДПИ оказывают характеристики КП. Поэтому при создании микроминиатюрных и микромеханических приборов необходимо учитывать следующие особенности электростатических КП: чрезвычайно малое значение создаваемой силы, нелинейная зависимость между силой и приложенным напряжением, нелинейность функции преобразования, зависящая от глубины модуляции емкостного зазора. Кроме того, использование таких КП предъявляет жесткие требования по стабильности опорного напряжения и повышенные требования к электронной части ДПИ вследствие того, что при малых размерах КП их емкость сопоставима с переходными емкостями и емкостью проводников.

Отмеченные обстоятельства существенно ограничивают возможности применения ДПИ с электростатическими преобразователями и приводят к необходимости поиска новых решений реализации конструкций и схем приборов в рамках технологий микромеханики.

В условиях устойчивой тенденции к повышению функциональных возможностей вычислительных устройств наиболее перспективной представляется разработка таких принципов построения ДПИ, в которых использование процессорного управления было бы естественно в силу сущности способа функционирования и расширяло бы возможности повышения эффективности получения информации как за счет технической реализации и выбора режима работы ДПИ, так и за счет программного управления ими.

Хорошие перспективы в плане создания микроминиатюрных приборов с цифровым выходом открываются при построении ДПИ на основе электромеханических систем компенсационного типа, работающих в режиме автоколебаний. При этом автоколебания реализуются в виде гармонического движения подвижного узла прибора, которое возникает в результате знакопеременного силового воздействия на него, создаваемого КП. Реализация такого режима работы позволяет осуществить в контуре прибора динамическое уравнивание входного воздействия в среднем за период автоко-

лебаний, а сочетание принципа динамического уравнивания и свойств высокочастотных механических резонаторов позволяет существенно повысить чувствительность и точность ДПИ.

Создание режима автоколебаний в электромеханических ДПИ компенсационного типа осуществляется путем введения в контур прибора нелинейного звена с известной статической характеристикой. В этом случае к подвижному узлу прибора приложено входное воздействие F_B , формируемое в результате взаимодействия чувствительного элемента с измеряемой физической величиной Y_B , и компенсирующее воздействие F_K , создаваемое КП при формировании в цепи обратной связи биполярного электрического сигнала, под действием которого подвижный узел совершает гармоническое движение [4].

Наличие автоколебаний приводит к принципиальным изменениям свойств и характеристик ДПИ, дает возможность более естественным образом осуществить широтно- или частотно-импульсную модуляцию выходного сигнала, поскольку такие датчики представляют собой пространственно-временные модуляторы, осуществляющие преобразование входной величины в биполярный модулированный выходной сигнал, глубина модуляции которого пропорциональна входному воздействию. При этом регистрируемым параметром является время, характеризующее изменение длительности импульсов сигнала обратной связи. Естественно, что наличие на выходе ДПИ импульсного электрического сигнала позволяет достаточно простыми средствами сформировать цифровой код для ввода информации в ЭВМ и существенно упростить структуру прибора.

Изменение принципа работы ДПИ приводит к изменению физической сущности не только процесса измерения, но и реализации компенсирующего воздействия, которое осуществляется в динамическом режиме и уравнивает входное воздействие интегрально за период автоколебаний подвижного узла.

Несмотря на различную природу измеряемых физических величин, обобщенную структурную схему ДПИ, работающего в режиме динамического уравнивания, можно представить в виде, показанном на рис. 2.

Очевидно, что разделение структуры на подвижный узел (ПУ), нелинейную часть и компенсирующий преобразователь (КП) до некоторой степени условно, поскольку в ПУ входят подвижные элементы — датчик положения (ДП) и КП, усилитель-формирователь (УФ) может включать в себя усилитель переменного тока и демодулятор, чувствительный элемент (ЧЭ) имеет непосредственную связь с подвижной системой, либо является ее составной частью. Такая структура обладает большой

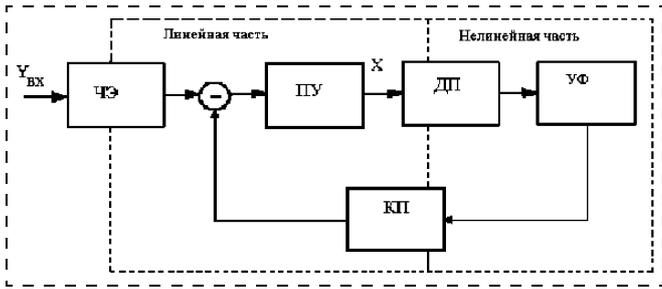


Рис. 2. Обобщенная структурная схема ДПИ динамического уравнивания

гибкостью и дает возможность формировать различные нелинейные статические характеристики, обеспечивая, тем самым, широкий диапазон амплитуд и частот автоколебаний.

Отмеченные выше недостатки электростатических элементов привели к исследованию возможности создания автоколебательных микромеханических ДПИ с использованием преобразователей других типов.

Для датчика положения наиболее перспективным представляется использование оптоэлектронных преобразователей, построенных на основе бескорпусных элементов, в которых подвижная пластина модулирует световой поток в зазоре между излучателем и фотоприемником. Основное достоинство оптоэлектронных датчиков положения заключается в том, что они не требуют использования опорных сигналов и могут работать на постоянном токе. Это существенно упрощает схему ДПИ.

С учетом конструктивных особенностей микроминиатюрных и микромеханических ДПИ в них целесообразно использовать волоконно-оптические преобразователи с вынесенными излучателем и приемником сигнала [5]. Использование световодов в волоконно-оптических преобразователях перемещения позволяют осуществлять симметризацию пучка лучей и усреднение освещенности на выходном торце световода. Эти свойства световодов являются одной из предпосылок линейности характеристик волоконно-оптических преобразователей перемещения. Весьма ценно и еще одно свойство световодов — их способность к светопередаче через сильно изогнутые участки.

Схема оптоэлектронного датчика положения приведена на рис. 3. На рис. 3, а показана система из двух коаксиальных световодов 2 и 4, в зазор Δ между параллельными торцами которых помещено непрозрачное тело 3. Если осветительный световод 2 соединен с источником света 1, а приемный световод 4 (радиусом r_{п.с.}) — с фотоприемником 5, то сигнал последнего и будет связан с перемещением Δr тела 3 в направлении, перпендикулярном оптической оси системы. Эта связь будет однозначной при выполнении условия d ≥ 2r_{п.с.}. Если яркость

света постоянна по сечению луча, достигающего приемного световода, то световой поток, поступающий в фотоприемник, будет пропорционален не затененной площади (не заштрихованной на рис. 3, а) сечения приемного световода. При этом сигнал фотоприемника пропорционален световому потоку и выходной сигнал может быть определен соотношением

$$\bar{u} = u/u_{\max} = \frac{1}{\pi} [\arccos(1 - \bar{\Delta r}) - (1 - \bar{\Delta r}) \sqrt{(2\bar{\Delta r} - \bar{\Delta r}^2)}], \quad (8)$$

где u_{max} — максимальное значение u;

$$\bar{\Delta r} = (\Delta r_0 + \Delta r)/r_{п.с.}$$

Расчетная зависимость $\bar{u}(\bar{\Delta r})$ приведена на рис. 3, б. Ее характерная особенность — наличие участка, близкого к линейному в диапазоне 0,5 ≤ $\bar{\Delta r}$ ≤ 1,3. На рисунке видно, что при соответствующей начальной юстировке (0,6 < $\bar{\Delta r}_0$ < 1,4) такой преобразователь перемещения будет вносить небольшую нелинейность в передаточную функцию устройства, в котором он используется.

Однако для приборов, работающих в режиме автоколебаний, это обстоятельство не имеет существенного значения, поскольку датчик положения фиксирует лишь две точки положения подвижного узла, в которых происходит переключение полярности сигнала.

Диаметр приемных световодов варьируется в пределах от 15 до 150 мкм. Чувствительность к перемещению, определенная расчетным путем по выходной характеристике, достигает 0,1 мкм.

Альтернативой электростатическому КП является электромагнитный преобразователь силы. Конструктивная схема такого преобразователя приведена

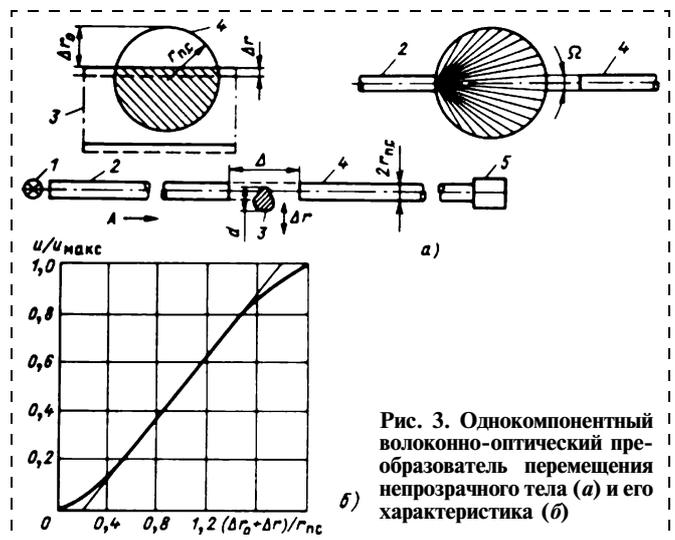


Рис. 3. Однокомпонентный волоконно-оптический преобразователь перемещения непрозрачного тела (а) и его характеристика (б)

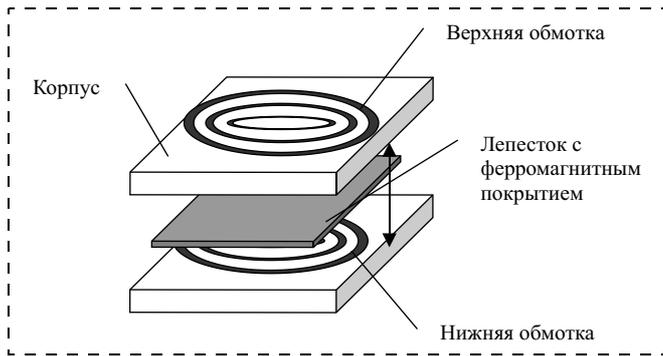


Рис. 4. Схема электромагнитного компенсирующего преобразователя

на рис. 4. Для миниатюризации преобразователя использованы плоские обмотки, которые выполняются методами интегральной технологии. При реализации такого схмотехнического решения сохраняется возможность формирования плоскостных многослойных конструкций из стекла, металлических пленок и пластин монокристаллического кремния.

Для того чтобы можно было изменять направление создаваемого вектора силы, необходимо расположить по одной обмотке на верхней и нижней части корпуса (над и под лепестком подвижного узла, соответственно). На подвижный лепесток нанесен с двух сторон слой ферромагнетика. Принцип работы этой системы состоит в следующем. Через одну из обмоток, например верхнюю, пропускается электрический ток. При этом вокруг нее образуется магнитное поле, напряженность которого внутри корпуса, вследствие малости воздушного зазора, можно считать постоянной. Поэтому силовые линии магнитного поля можно считать параллельными между собой и перпендикулярными плоскости лепестка. Ферромагнетик, нанесенный на лепесток, намагничивается магнитным полем обмотки ($B_{обм}$) и создает свое магнитное поле ($B_{леп}$). Вследствие взаимодействия этих полей возникает сила F , стремящаяся уменьшить магнитное сопротивление между двумя источниками полей. Поскольку ферромагнетик является "усилителем" магнитного поля, то поле лепестка параллельно внешнему и, как следствие, он будет притягиваться к той обмотке, по которой течет ток. При этом напряженность магнитного поля, создаваемого обмотками, должна превышать коэрцитивную силу ферромагнетика [6].

Сила, создаваемая кольцевой магнитной системой (соленоидом), определяется выражением

$$F = \frac{(0,4Iw)^2 S_B}{8\pi} \frac{1}{\delta_3^2} 10^{-5}, \quad (9)$$

где I — сила тока; w — число витков; S_B — площадь сечения витков с током; δ_3 — зазор между витками с током и ферромагнитным наконечником.

При допущении, что толщина проводников значительно меньше радиуса витков, катушку можно считать совокупностью кольцевых проводников, по которым протекает одинаковый ток. Учитывая, что площадь витка $S_B = \pi R^2$, выражение для силы i -го кольца принимает вид

$$F_i = \frac{(0,4\pi I)^2 R_i^2}{8\delta^2}. \quad (10)$$

Тогда, используя принцип суперпозиции, полную силу, создаваемую магнитной системой, можно определить как

$$F = \frac{(0,4\pi)^2}{8\delta^2} \sum_{i=1}^N R_i^2 10^{-5} I^2 = K_1 I^2, \quad (11)$$

где K_1 — коэффициент преобразования электромагнитного КП.

Таким образом, разработанные принципы построения микроминиатюрных и микромеханических ДПИ дают возможность наметить новые пути их создания, позволяющие существенно повысить точностные характеристики, расширить диапазоны измерений и области применения. Разработанные методики расчета и полученные соотношения дают возможность определять параметры основных элементов приборов. Следует отметить, что применение оптоэлектронных датчиков положения и электромагнитных компенсирующих преобразователей является одним из перспективных направлений развития микроминиатюрных и микромеханических ДПИ.

Список литературы

1. Kumar K., Barbour N., Elwell J. Emerging Low Cost Inertial sensors // The 2nd St.-Petersburg Intern. Conf. on Gyroscopic Technology and Navigation, May 24–25. 1995. Part 1. SRCR CSRI "Elektroprigor". P. 3–15.
2. Боднер В. А. Приборы первичной информации. М.: Машиностроение, 1981. 344с.
3. Roszhait and C. J. DeCotiis. A Low-cost miniature accelerometer using micromachined silicon resonators // 50th annual meeting of the Institute of Navigation, June 6–8, 1994.
4. Скалон А. И. Обобщенный анализ характеристик прецизионных датчиков механических величин, работающих в режиме автоколебаний // Измерительная техника. 1990. № 3. С. 7–9.
5. Левшина Е. С., Новицкий П. В. Электрические измерения физических величин // Измерительные преобразователи. Л.: Энергоатомиздат, 1983. 320 с.
6. Парселл Э. Электричество и магнетизм: Пер. с англ. / Под ред. А. И. Шальникова и А. О. Вайсенберга. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1983. 416 с.

УДК 627.7.036.7

А. Г. Шауцуков, канд. техн. наук,
Ю. С. Загидулин,
Кабардино-Балкарский государственный
университет, г. Нальчик

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАДИАЦИОННО- СТИМУЛИРОВАННОЙ ДИФФУЗИИ В ИОННО-ЛЕГИРОВАННЫХ СЛОЯХ

В описываемой работе моделировался процесс радиационно-стимулированной диффузии (РСД) имплантируемой примеси с учетом неравномерного распределения радиационных дефектов и их аннигиляцией со временем для термического и фотонного отжига. Предложен метод расчета перераспределения примеси в случае координатно-временной зависимости коэффициента диффузии. Промоделирован процесс РСД на примере формирования реальных легированных слоев. Показано хорошее соответствие теоретических и экспериментальных данных.

Введение

На сегодня анализ процесса радиационно-стимулированной диффузии (РСД) предварительно имплантируемой примеси, с учетом неравномерного распределения радиационных дефектов и их аннигиляцией со временем, не проводился. В основном имеются результаты исследований РСД примеси в кремнии для случаев:

- когда легирующие атомы введены заранее, а их разгонка ускоряется путем облучения легкими частицами при высоких температурах [1];
- когда проводится диффузия примеси в облученный частицами (например, ионами инертных газов) полупроводник [2, 3];
- высокотемпературной ионной имплантации [4, 5].

В настоящей работе представлена методика расчета коэффициентов РСД, учитывающая неравномерность распределения избыточных дефектов и их аннигиляцию со временем, для термического и фотонного отжига. В работе также рассматривается методика расчета перераспределения ионно-имплантируемой примеси в случае координатно-временной зависимости коэффициента РСД. Промоделирован процесс РСД на примере формирования реальных ионно-легированных слоев, имеющих практическое применение в производстве изделий электронной техники (ИЭТ).

Теоретическая часть

В процессе ионного легирования в кристалле образуются избыточные (термодинамически неравновесные) дефекты. Эти дефекты могут оказывать влияние на диффузию примесей, ускоряя их перемещение. В облученном материале полупроводника генерированные избыточные дефекты, также как и внедренные атомы, распределяются согласно закону Гаусса. Следовательно, коэффициент РСД внедренной примеси имеет координатную зависимость. Так как в процессе послеимплантационного отжига радиационные дефекты аннигилируют, то коэффициент РСД будет спадать во времени.

Коэффициент радиационно-стимулированной диффузии (D_R), как было показано в работе [1], можно представить в виде:

$$D_R(x) = D_{R_m} \exp\left(\frac{x - R_d}{L_d}\right), \quad x \leq R_d;$$
$$D_R(x) = D_{R_m} \exp\left(\frac{R_d - x}{L_d}\right), \quad x > R_d, \quad (1)$$

где D_{R_m} — коэффициент РСД в максимуме распределения радиационных дефектов; R_d и L_d — проективный пробег и диффузионная длина дефектов.

Коэффициент D_{R_m} можно оценить, считая, что он прямо пропорционален концентрации радиационных дефектов:

$$D_{R_m} = D^* \frac{N_{vm}}{N_v^*}, \quad (2)$$

где D^* — коэффициент диффузии при равновесной концентрации точечных дефектов; N_{vm} — максимальная концентрация радиационных вакансий; N_v^* — равновесная концентрация точечных дефектов.

Если пренебречь зависимостью коэффициента D^* от концентрации примеси, то его можно записать в виде [6]:

$$D^* = D_v^0 + D_v^x, \quad (3)$$

где D_v^0 — коэффициент диффузии по нейтральным вакансиям; D_v^x — коэффициент диффузии по положительно заряженным вакансиям для бора, отрицательным — для фосфора и дважды отрицательным вакансиям — для мышьяка.

Концентрация N_{vm} линейно растет с увеличением дозы ионов до наступления насыщения (дозы аморфизации) и может быть определена по формуле

$$N_{vm} = \frac{Q}{\sqrt{2\pi}\Delta R_d} \bar{n}_d, \quad (4)$$

где Q — доза имплантации; ΔR_d — среднее квадратическое отклонение R_d ; \bar{n}_d — среднее число дефектов, образованных одним ионом.

Величину \bar{n}_d , используя среднюю каскадную функцию, можно представить в виде [7]:

$$\bar{n}_d = 0,303 \sqrt{T_m/E_d}, \quad (5)$$

где T_m — максимальная энергия, переданная атому подложки; E_d — энергия связи атомов подложки.

Максимальная энергия определяется выражением

$$T_m = 4 \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} E, \quad (6)$$

где m_1 и m_2 — массы иона и атома подложки; E — энергия ионов.

Равновесную концентрацию точечных дефектов можно оценить по формуле [8]

$$N_v^* = N_s^* \exp\left(\frac{\Delta S_f}{k}\right) \exp\left(-\frac{\Delta H_f}{kT}\right), \quad (7)$$

где N_s^* — концентрация узлов решетки; ΔS_f и ΔH_f — энтропия и энтальпия формирования нейтральной вакансии.

Согласно кинетике отжига радиационных дефектов изменение коэффициента РСД со временем можно описать функцией $\exp(-t/\tau)$ с постоянной времени спада τ , зависящей от режима отжига. На основании изложенного, с учетом (1), координатно-временную зависимость коэффициента РСД представим в виде:

$$D_R(x, t) = D_0 \exp\left(\frac{x-R_d}{L_d}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad x \leq R_d; \quad (8.1)$$

$$D_R(x, t) = D_0 \exp\left(\frac{R_d-x}{L_d}\right) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad x > R_d, \quad (8.2)$$

где D_0 — начальное значение коэффициента РСД, соответствующее коэффициенту D_{R_m} .

При больших координатах и времени отжига коэффициент РСД становится пренебрежимо малым по сравнению с обычным термическим коэффициентом диффузии и радиационно-стимулированной диффузией можно пренебречь. Поэтому

при рассмотрении РСД применим эффективный коэффициент диффузии, который складывается из радиационно-стимулированного коэффициента D_R и термического коэффициента D_T диффузии:

$$D_{\text{eff}}(x, t) = D_R(x, t) + D_T.$$

В случае координатно-временной зависимости коэффициента РСД уравнение диффузии для атомов легирующей примеси имеет вид:

$$\frac{\partial N(x, t)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left[D_{\text{eff}}(x, t) \frac{\partial N(x, t)}{\partial x} \right]. \quad (9)$$

Дифференциальные уравнения вида (9) решаются численными методами на ЭВМ с применением разностных схем уравнений. Для этого целесообразно использовать неявные схемы (схемы с опережением), так как они являются абсолютно устойчивыми к выбору шагов сетки по пространству и времени. Разностный неявный аналог уравнения диффузии (9) на четырехточечном шаблоне имеет вид [9]:

$$\frac{N_i^{n+1} - N_i^n}{\tau} = \frac{1}{h} \left[\frac{D_{i+1}^{n+1} + D_i^{n+1}}{2} \frac{N_{i+1}^{n+1} - N_i^{n+1}}{h} - \frac{D_i^{n+1} + D_{i-1}^{n+1}}{2} \frac{N_i^{n+1} - N_{i-1}^{n+1}}{h} \right], \quad (10)$$

где N_i^n , D_i^n — концентрация и коэффициент диффузии примеси в i -м слое в n -й момент времени; τ и h — шаги сетки по времени и пространству.

Эта схема имеет первый порядок аппроксимации временных производных и второй порядок пространственных производных. Для нахождения N_i^{n+1} по известным N_i^n требуется решить систему уравнений:

$$-a_i^{n+1} N_{i-1}^{n+1} + c_i^{n+1} N_i^{n+1} - b_i^{n+1} N_{i+1}^{n+1} = N_i^n,$$

$$\text{где } a_i^{n+1} = \frac{\tau}{h^2} \frac{D_i^{n+1} + D_{i-1}^{n+1}}{2};$$

$$b_i^{n+1} = \frac{\tau}{h^2} \frac{D_{i+1}^{n+1} + D_i^{n+1}}{2};$$

$$c_i^{n+1} = a_i^{n+1} + b_i^{n+1} + 1,$$

$$i = 1, 2, \dots, K-1; \quad n = 0, 1, \dots, V-1;$$

hK — рассматриваемая глубина диффузии; τV — время диффузии.

Эта система решается методом прогонки, который представляет собой метод последовательного исключения неизвестных [9]. Решение ищется в виде:

$$N_i^{n+1} = \alpha_{i+1}^{n+1} N_{i+1}^{n+1} + \beta_{i+1}^{n+1}, \quad i = K - 1, K - 2, \dots, 1, \quad (11)$$

$$\text{где } \alpha_{i+1}^{n+1} = \frac{b_i^{n+1}}{c_i^{n+1} - a_i^{n+1} \alpha_i^{n+1}};$$

$$\beta_{i+1}^{n+1} = \frac{a_i^{n+1} \beta_i^{n+1} + N_i^n}{c_i^{n+1} - a_i^{n+1} \alpha_i^{n+1}},$$

с начальными и граничными условиями

$$N_i^0 = N(x_i, 0), \quad i = 0, 1, \dots, K;$$

$$N_0^{n+1} = N(0, t_{n+1}); \quad N_K^{n+1} = N(L, t_{n+1}) = 0,$$

$$\alpha_1^{n+1} = 0; \quad \beta_1^{n+1} = N_0^{n+1}; \quad n = 0, 1, \dots, V - 1,$$

где L — толщина пластины.

Начальным условием в рассматриваемом случае является исходное распределение примеси, которое будем считать гауссовым:

$$N(x, 0) = \frac{Q}{\sqrt{2\pi\Delta R_p}} \exp\left[-\frac{(x - R_p)^2}{2\Delta R_p^2}\right]. \quad (12)$$

Помимо граничного условия $N(L, t) = 0$ необходимо условие $N(0, t)$, которое получим следующим образом. Если предположить, что коэффициент диффузии является постоянным, т. е. не зависит от концентрации дефектов, а следовательно, от расстояния и времени, аналитическое решение диффузионного уравнения имеет вид [6]:

$$N(x, t) = \frac{Q}{\sqrt{2\pi(\Delta R_p^2 + 2Dt)}} \exp\left[-\frac{(x - R_p)^2}{2(\Delta R_p^2 + 2Dt)}\right]. \quad (13)$$

Подставляя в (13) $x = 0$ получим граничное условие:

$$N(0, t) = \frac{Q}{\sqrt{2\pi(\Delta R_p^2 + 2D_{R0}t)}} \times \exp\left[-\frac{R_p^2}{2(\Delta R_p^2 + 2D_{R0}t)}\right], \quad (14)$$

где D_{R0} — коэффициент РСД на поверхности.

Численный эксперимент

На основе изложенной выше модели была разработана программа расчета коэффициентов РСД основных легирующих примесей в кремнии (бор, фосфор, мышьяк) и перераспределения имплантируемой примеси при термическом и фотонном отжиге. Программа написана на языке VisualBasic с применением математического пакета MathCad.

Проективные пробеги и их стандартные отклонения для дефектов определялись исходя из соотношения $R_d = c_1 R_p$ и $\Delta R_d = c_2 \Delta R_p$, где коэффициент c_1 составлял 0,845; 0,805 и 0,834, а коэффициент c_2 — 0,846; 0,945 и 0,893 для бора, фосфора и мышьяка соответственно [10]. Диффузионная длина дефектов $L_d = 0,5$ мкм была взята из работы [4]. Постоянная времени спада определялась из данных по изотермическому (при $T = 855$ °С) отжигу структур, имплантируемых бором дозой $1,6 \cdot 10^{15}$ см⁻², и в расчетах составляла 9,8 мин [6]. При фотонном отжиге значение τ составляет 4,4 с [10].

С использованием разработанной программы был проведен численный эксперимент по расчету коэффициентов РСД для бора, фосфора и мышьяка в наиболее используемом при отжиге температурном интервале 900...1100 °С для режимов легирования, представленных в таблице. Также рассчитаны перераспределения для указанных слоев. В расчетах перераспределения шаг по пространству составлял 50 нм при рассматриваемой глубине диффузии 3 мкм, шаги по времени — 0,5 мин в случае термического и 0,1 с в случае фотонного отжига. Точность расчетов была не хуже чем 1 %.

Результаты численных расчетов представлены на рис. 1—4.

Обсуждение результатов

Согласно проведенным расчетам (см. рис. 1) усредненное по координате значение $D_{\text{эфф}}$ в случае имплантации бора с последующим отжигом при температуре 900 °С в течение 35 мин равно $3,7 \cdot 10^{-14}$ см²/с. Экспериментальное значение $D_{\text{эфф}}$ для тех же режимов имплантации и отжига составляет $3 \cdot 10^{-14}$ см²/с, что примерно в 3 раза превышает нормальное зна-

Имплантируемые слои, режимы их легирования и отжига, для которых проводился численный эксперимент

Легируемый слой	Легирующая примесь	Энергия ионов, кэВ	Доза легирования, см ⁻²	Температура отжига, °С	Время отжига, мин (с*)	Рисунок
p ⁺ -область ЛПД	Бор	70	1 · 10 ¹⁵	900	35	4, а
n ⁺ -эмиттер	Мышьяк Фосфор	120 50	1 · 10 ¹⁶ 1 · 10 ¹⁶	900 1000	30 7*	4, б 4, в
Подлегируемый канал МДП-транзистора	Бор	80	5 · 10 ¹¹	1000	4*	4, з

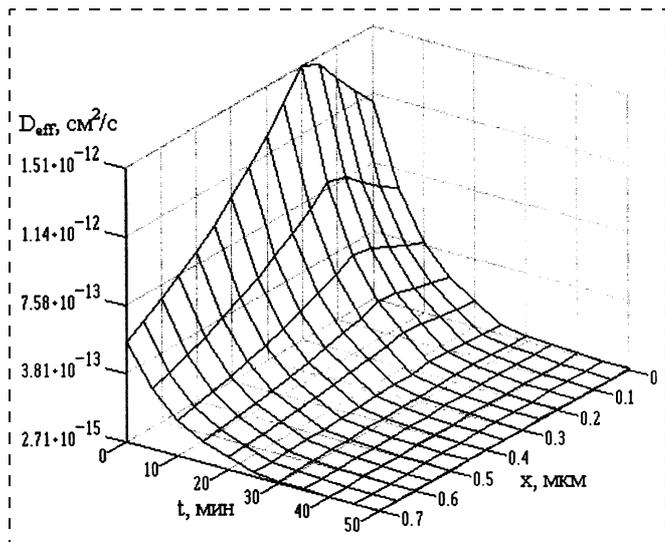


Рис. 1. Координатно-временная зависимость коэффициента РСД бора, имплантированного в кремний с энергией 70 кэВ дозой $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и отожженного при температуре 900 °С

чение коэффициента диффузии бора в кремнии *p*-типа [6].

При одних и тех же режимах имплантации и отжига (рис. 2) коэффициенты РСД бора, фосфора и мышьяка при температуре 900 °С превышают обычные коэффициенты диффузии примерно в 3,7 и 4 раза соответственно, т. е. эффект РСД для фосфора наиболее ярко выражен (несмотря на то, что $D_T^P < D_T^B$), о чем также свидетельствуют данные по исследованию диффузии при отжиге ион-

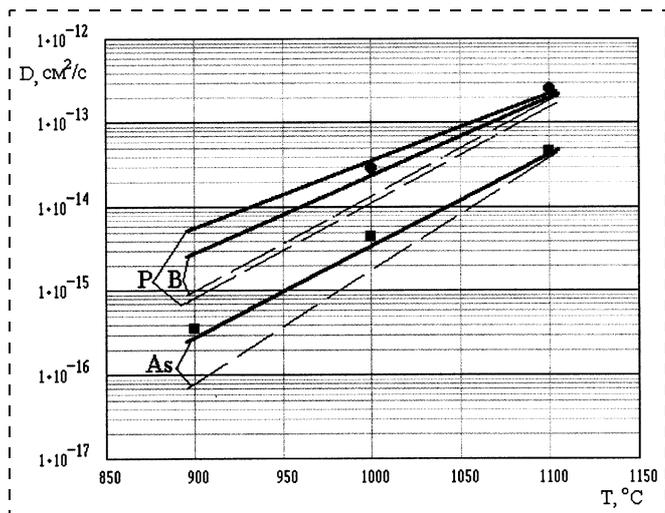


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициентов РСД бора, фосфора и мышьяка, имплантированных в кремний с энергией 30 кэВ дозой $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, время отжига 30 мин:

сплошные линии — расчетные значения коэффициентов; штриховые линии — термические коэффициенты диффузии; ● — бор, ■ — мышьяк — экспериментальные данные из [7]

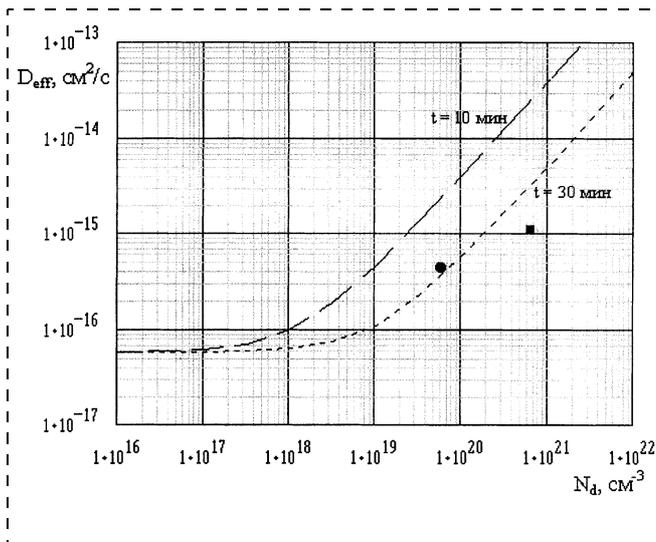


Рис. 3. Зависимость коэффициента РСД мышьяка от концентрации дефектов при отжиге с температурой 900 °С:

● — $Q = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, ■ — $Q = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ — экспериментальные данные при $E = 30 \text{ кэВ}$, $t = 30 \text{ мин}$ [11]

но-легированных слоев, представленные в [10]. Большой радиационно-ускоренный коэффициент диффузии фосфора по сравнению с бором можно связать с большей эффективностью создания дефектов при имплантации фосфора. В сравнении с мышьяком эффективный коэффициент РСД фосфора больше, чем у мышьяка, что вероятно связано с малым термическим коэффициентом диффузии мышьяка, который входит в эффективный коэффициент диффузии. При повышении температуры (см. рис. 2) различие между эффективным и термическим коэффициентами уменьшается вследствие более быстрого увеличения последнего по сравнению с радиационно-стимулированным коэффициентом и при температуре $T \geq 1100 \text{ °С}$ РСД не наблюдается. С увеличением концентрации радиационных дефектов (рис. 3) в области малых концентраций коэффициенты РСД слабо увеличиваются и растут линейно при высоких концентрациях дефектов.

Выводы

Предложена простая инженерная методика расчета коэффициентов РСД основных легирующих примесей в кремнии с учетом Гауссова распределения радиационных дефектов и их аннигиляции со временем для термического и фотонного отжига.

Предложена методика расчета перераспределения примеси в результате РСД на основе численного решения диффузионного уравнения с выбранной неявной схемой на четырехточечном шаблоне. Разработана программа расчета для практического применения при моделировании РСД основных

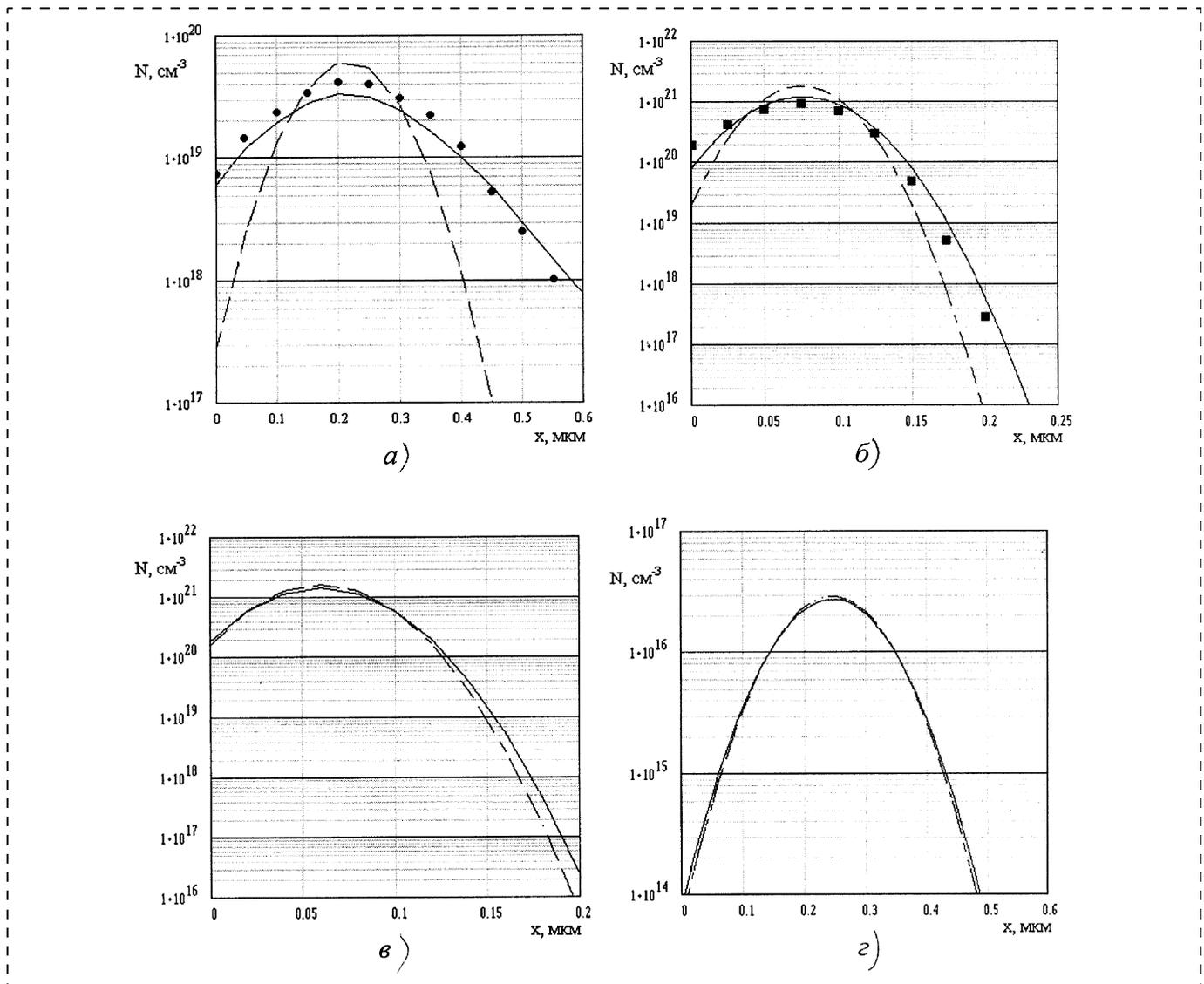


Рис 4. Профили перераспределения примесей:

a и *г* — бора; *б* — мышьяка; *в* — фосфора в легированных слоях при термическом (*a*, *б*) и фотонном (*в*, *г*) отжигах; штриховые линии — исходные распределения, сплошные линии — расчетные профили перераспределения; ● и ■ — экспериментальные данные, взятые из [6] и [8] соответственно

легирующих примесей в кремнии. Проведенные расчеты показали хорошее соответствие с экспериментальными данными. Результаты работы могут быть использованы при разработке технологии создания ИЭТ.

Список литературы

1. Козловский В. В., Ломасов В. Н. Радиационно-стимулированная диффузия в полупроводниках. Обзоры по электронной технике. 1985.
2. Блинов Ю. В., Серба П. В. Расчет перераспределения атомов примеси при радиационно-стимулированной диффузии // ФТП. 1983. Т. 17. Вып. 9. С. 1706.
3. Карманов В. Т., Хохлов А. Ф., Павлов П. В., Зорин Е. И. Влияние радиационных дефектов на диффузию примесей в кремнии // ФТП. 1977. Т. 11. Вып. 10. С. 1871.
4. Александров Л. Н., Бондарева Т. В., Качурин Г. А., Тychенко И. Е. Численное моделирование диффузии бора и фосфора в кремнии при высокотемпературной ионной имплантации // ФТП. 1991. Т. 25. Вып. 2. С. 227.
5. Гадяк Г. В. Диффузия бора и фосфора в кремнии при высокотемпературной ионной имплантации // ФТП. 1997. Т. 31. Вып. 4. С. 385.
6. Зи С. Технология СБИС. Том 1. М., 1986.
7. Кумахов М. А. Кандидатская диссертация. М.: МИСИС. 1980.
8. Риссел Х., Руге И. Ионное легирование. М.: Наука, 1983.
9. Самарский А. А., Гулин А. В. Численные методы. М.: Высшая школа, 1989.
10. Мейер Дж., Эрикссон Л., Дэвис Дж. Ионное легирование полупроводников. М.: Мир, 1973.
11. Альтудов Ю. К., Панченко В. А. Коэффициенты диффузии и степень электрической активности бора и мышьяка в кремнии после импульсной ионной имплантации // Вестник КБО АТН РФ. 1998. Вып. 2. С. 3.

УДК 621.37

А. М. Афанасьев, д-р физ.-мат. наук, член-корр. РАН,
М. А. Чуев, д-р физ.-мат. наук,
П. Г. Медведев,
 Физико-технологический институт РАН,
В. И. Пустовойт, д-р физ.-мат. наук, член-корр. РАН,
 Центральное конструкторское бюро уникального приборостроения РАН

О ПРЕДЕЛЬНОЙ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ АПОДИЗИРОВАННЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ ФИЛЬТРОВ

Обнаружен способ резкого повышения разрешающей способности оптических и ультразвуковых дифракционных фильтров. Реализация этого метода заключается в подборе соответствующих аподизирующих функций. Эти результаты открывают широкие перспективы для существенного повышения разрешающей способности оптических спектрометров, улучшения параметров устройств мобильной связи и уплотнения каналов связи, и их следует учитывать при прогнозировании развития соответствующих областей техники.

В настоящее время широко используются методы спектральной селекции электромагнитных и акустических волн на основе так называемых дифракционных фильтров. Для поверхностных акустических волн используются статические дифракционные решетки вида, изображенного на рис. 1, а, а основанные на такого рода фильтрах устройства являются фундаментом современной мобильной связи [1–2]. Для анализа оптических спектров нашли широкое применение дифракционные решетки, создаваемые в пьезоэлектрических кристаллах акустической волной (рис. 1, б). Такого рода спектральные приборы позволили достичь довольно высокого спектрального разрешения (порядка 1 см^{-1} для акустооптических фильтров и порядка 100 МГц для устройств мобильной связи), которого нельзя достичь другими методами [3].

За последние 40 лет методы спектрального анализа, основанные на дифракционных решетках, были существенно усовершенствованы, и уже в 70-е годы было четко осознано, что идеальные дифракционные решетки типа изображенных на рис. 1, а (гребенки со штырями равной длины и одинаковым расстоянием между ними) и рис. 1, б (звуковая волна с постоянной амплитудой) не являются оптимальными. На рис. 1, в показана зависимость коэффициента отражения от идеальной дифракционной решетки. Наряду с узкой цен-

тральной частью, где отражение достигает 100 %, имеют место так называемые побочные максимумы, которые достаточно быстро спадают по интенсивности по мере отхода от точного условия Брэгга, но являются крайне нежелательными, поскольку понижают спектральное разрешение, а также существенно затрудняют обнаружение слабых спектральных линий. Было найдено, что за счет плавного изменения длины штырей и расстояния между ними на концах дифракционной решетки [2] или за счет изменения амплитуды звуковой волны (рис. 2, а) [3] можно в значительной степени подавить побочные максимумы (рис. 2, б). Такое плавное варьирование параметров дифракционной решетки называется *аподизацией*, а соответствующие дифракционные решетки — *аподизированными* решетками.

Недавно авторами настоящей работы была дана четкая формулировка условий, необходимых для оптимального подавления побочных максимумов и предложены простые методы расчета функции отклика для произвольно аподизированной решетки [4]. К настоящему времени сложилось мнение, что в данном направлении решены все проблемы принципиального характера, и эта область исследований считается как бы полностью завершенной. Дальнейший прогресс в развитии дифракционных фильтров связывается с техническими и материаловедческими усовершенствованиями. Однако, как будет показано ниже, еще имеются неиспользованные резервы в кардинальном повышении спектрального разрешения всего лишь за счет более элегантного использования процедуры аподизации.

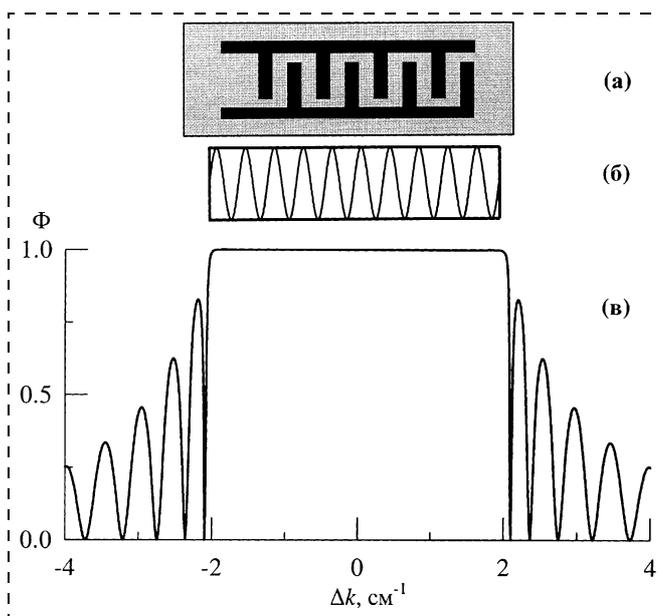


Рис. 1. Фильтр на поверхностных акустических волнах (а), идеальная акустооптическая дифракционная решетка (б) и соответствующий коэффициент отражения (в). Здесь и далее функция $\Phi(\Delta k)$ рассчитана для $L = 10 \text{ см}^{-1}$

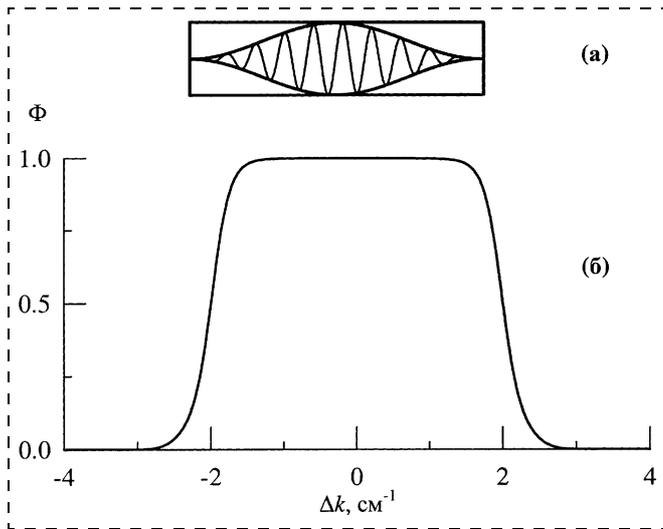


Рис. 2. Дифракционная решетка, аподизированная функцией $\Delta\epsilon(x) = \Delta\epsilon \sin^2(\pi x/L)$ (а), и соответствующий коэффициент отражения (б); $\Gamma_0 = 1$

Для определенности ниже мы будем акцентировать внимание на акустооптических фильтрах, где анализ влияния аподизации на характеристики дифракционных фильтров проводится наиболее четко. Распространение электромагнитных волн в кристалле с пространственно-периодическим изменением диэлектрической восприимчивости

$$\epsilon(x) = \epsilon_0 + \Delta\epsilon(x) \cos(\Omega t - qx), \quad (1)$$

где Ω и q — частота и вектор звуковой волны соответственно, а поправка $\Delta\epsilon(x)$ определяется через коэффициенты фотоупругости и пропорциональна амплитуде звуковой волны A . Падающая волна с амплитудой E_1 формирует дифракционную волну с амплитудой E_2 , связь между которыми определяется системой уравнений (см., например, [3, 4]):

$$\frac{dE_1}{dx} = ik_0 \Delta\epsilon(x) e^{-i\Delta kx} E_2; \quad (2)$$

$$\frac{dE_2}{dx} = -ik_0 \Delta\epsilon(x) e^{i\Delta kx} E_1.$$

Здесь k_0 — волновой вектор излучения, для которого выполняется условие точного синхронизма, а Δk определяет отклонение от условия Брэгга. Если $\Delta\epsilon(x)$ не зависит от x , то система уравнений (2) имеет следующее решение:

$$\Phi(\Delta k) = \left| \frac{E_2(0)}{E_1(0)} \right|^2 = \left| \frac{\text{sh}(\Gamma L \sqrt{1 - \xi^2})}{\sqrt{1 - \xi^2} \text{ch}(\Gamma L \sqrt{1 - \xi^2}) + i\xi \text{sh}(\Gamma L \sqrt{1 - \xi^2})} \right|^2, \quad (3)$$

где $\Gamma = k_0 \Delta\epsilon$; $\xi = \Delta k/\Gamma$; $E_1(0)$ и $E_2(0)$ — амплитуды падающей и дифрагированной волн на входной поверхности кристалла соответственно; L — толщина фильтра. На рис. 1, б как раз и представлена функция влияния для фильтра с постоянным значением $\Delta\epsilon(x)$. Как уже отмечалось выше, наряду с центральной частью имеют место побочные максимумы.

Как легко получить непосредственно из уравнений (2), для хвостов кривой отражения, когда $|\Delta k| \gg \Gamma_0$, где

$$\Gamma_0 = k_0 \max(\Delta\epsilon(x)), \quad (4)$$

для амплитуды отражения $R(\Delta k) = E_2(0)/E_1(0)$ имеет место следующее простое выражение:

$$R(\Delta k) = k_0 \int_0^L \Delta\epsilon(x) \exp(i\Delta kx) dx. \quad (5)$$

Функция $R(\Delta k)$ носит название аппаратной функции и определяет интенсивность отражения в случае тонких кристаллов, когда $\Gamma_0 L \ll 1$. Для толстых кристаллов, когда обеспечивается сильное отражение в центральной части кривой, уже не существует простого решения системы (2) и нужно использовать численные методы. В работе [4] была предложена довольно простая схема расчета с использованием рекуррентных соотношений, которая позволяет рассчитать функцию $\Phi(\Delta k)$ для произвольного характера зависимости $\Delta\epsilon(x)$ и любой толщины кристалла. Однако и в этом случае существует очень важный результат, когда выполняется условие синхронизма ($\Delta k = 0$):

$$\Phi(0) = \left(\frac{1 - \exp(-\bar{\Gamma} L)}{1 + \exp(-\bar{\Gamma} L)} \right)^2, \quad (6)$$

где

$$\bar{\Gamma} = k_0 \frac{1}{L} \int_0^L \Delta\epsilon(x) dx. \quad (7)$$

Как видно из (7), выбором толщины кристалла и среднего по толщине кристалла значения $\Delta\epsilon$ можно обеспечить относительно большие значения $\bar{\Gamma} L$ и, тем самым, в соответствии с формулой (6) добиться сколь угодно близкого к единице коэффициента отражения $\Phi(0)$. Из формулы (6) также следует еще одно важное следствие. Если подобрать аподизирующую функцию таким образом, чтобы величина $\Delta\epsilon(x)$ меняла знак, величина

$$\bar{\Gamma} = 0. \quad (8)$$

Пример такой аподизирующей функции представлен на рис. 3, а. В этом случае, как следует из формулы (6), коэффициент отражения при точном выполнении условия Брэгга будет равен нулю вне

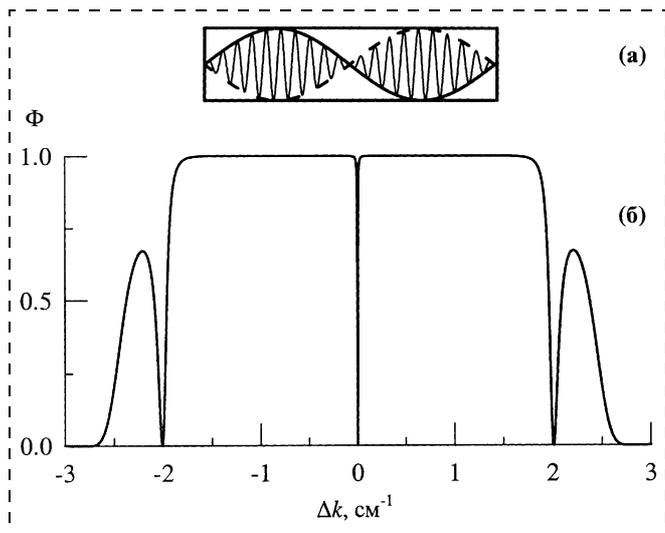


Рис. 3. Дифракционная решетка, аподизированная функцией $\Delta \varepsilon(x) = \Delta \varepsilon \sin(2\pi x/L)$ (а), и зависимость коэффициента отражения от Δk (б); $\Gamma_0 = 1$

зависимости от величины Γ_0 , т. е. коэффициент отражения будет равен нулю в этой точке *при сколь угодно больших значениях параметра Γ_0* . Но вместе с тем при больших значениях Γ_0 кристалл должен сильно отражать в довольно широкой области значений Δk . Последнее качественное соображение подтверждается конкретными расчетами по методике, предложенной в работе [4]. Результаты этих расчетов как раз и показаны на рис. 3, б, где представлена зависимость коэффициента отражения от Δk для синусоидальной формы аподизирующей функции. Как видно на рисунке, в центре спектра, в малой окрестности точки $\Delta k = 0$, имеет место сильный и довольно узкий провал. Это означает, что в данной области спектра решетка практически не отражает, а пропускает излучение. Подробный анализ показывает, что при малых Δk в этом случае форма провала описывается выражением

$$\Phi(\Delta k) = 1 - \frac{\tilde{\Gamma}^2}{(\Delta k)^2 + \tilde{\Gamma}^2}, \quad (9)$$

где

$$\tilde{\Gamma} = a\Gamma_0 \exp(-b\Gamma_0 L), \quad (10)$$

a и b — некоторые числовые коэффициенты, значение которых зависит от вида аподизирующей функции. Провал на кривой отражения, в свою очередь, означает, что значительная доля излучения в этой области будет проходить сквозь кристалл, при этом коэффициент прохождения через такую систему оказывается равным 1 при $\Delta k = 0$ и быстро спадает к нулю на расстояниях порядка $\tilde{\Gamma}$. При этом величина $\tilde{\Gamma}$ экспоненциально падает по

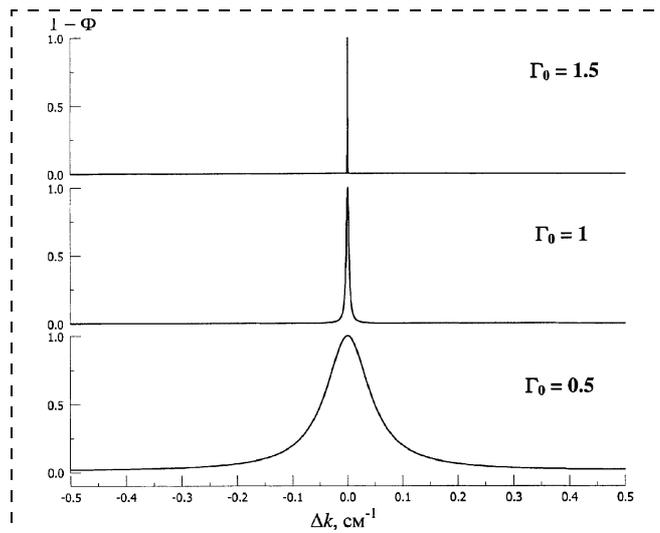


Рис. 4. Коэффициент пропускания аподизированной дифракционной решетки, изображенной на рис. 3, а, для разных значений параметра Γ_0

мере увеличения Γ_0 , т. е. увеличения амплитуды звуковой волны.

На рис. 4 представлена центральная часть кривой пропускания для разных значений параметра Γ_0 при одной и той же форме аподизирующей функции. На этом рисунке наглядно видно, что провал в центре кривой пропускания экспоненциально сужается с увеличением параметра Γ_0 .

Таким образом, дифракционные фильтры отражения при соответствующем подборе аподизирующей функции преобразуются в фильтры на прохождение с неограниченно узкой шириной линии. Инверсионные узкие линии данного типа можно получить не только в центре функции влияния. Так, если выбрать аподизирующую функцию в виде, изображенном на рис. 5, а, когда условие (8) за-

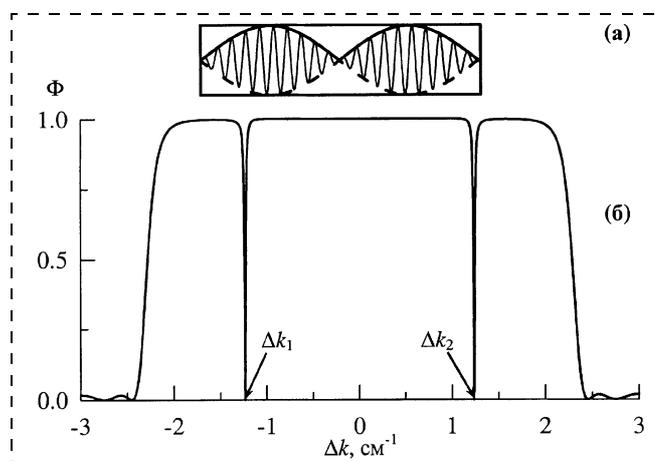


Рис. 5. Дифракционная решетка, аподизированная функцией $\Delta \varepsilon(x) = \Delta \varepsilon |\sin(2\pi x/L)|$ (а), и зависимость коэффициента отражения от Δk (б); $\Gamma_0 = 1$

ведомо не выполняется, то, как показывают непосредственные численные расчеты, на некотором расстоянии от центра образуются две инверсионные линии, которые обладают в точности теми же свойствами, что и рассмотренная выше одиночная линия. В некоторых точках Δk_1 и Δk_2 (рис. 5, б) интенсивность отражения обращается строго в ноль, и при отходе от этих точек быстро восстанавливается до 1. Как и в предыдущем случае, ширина линий экспоненциально уменьшается с ростом амплитуды звуковой волны, а положения линий определяются видом аподизирующей функции. (Подробный анализ этого явления не входит в цели настоящей работы и будет опубликован отдельно.)

Усложняя вид аподизирующей функции, можно реализовать ситуации, когда две линии располагаются вблизи центра функции $\Phi(\Delta k)$. При этом выбором аподизирующей функции можно сделать линии сколь угодно близкими, а их ширины — сколь угодно малыми с помощью повышения амплитуды звуковой волны (рис. 6).

С одной стороны, появление инверсионных линий для случая, когда выполняется условие (8), как бы не является неожиданным. Для тонких кристаллов, когда коэффициент отражения всюду мал и для его расчета можно использовать теорию возмущений, обращение в ноль функции $\Phi(\Delta k)$ в точке $\Delta k = 0$ есть прямое следствие деструктивной интерференции при дифракции падающей волны от первой и второй частей кристалла, в которых амплитуды звуковой волны имеют разный знак (см. рис. 3, а работы [2, 6] и ссылки в них). С другой стороны, если рассмотреть дифракцию только на первой части кристалла, где амплитуда звуковой волны имеет один знак, то нетрудно получить, что

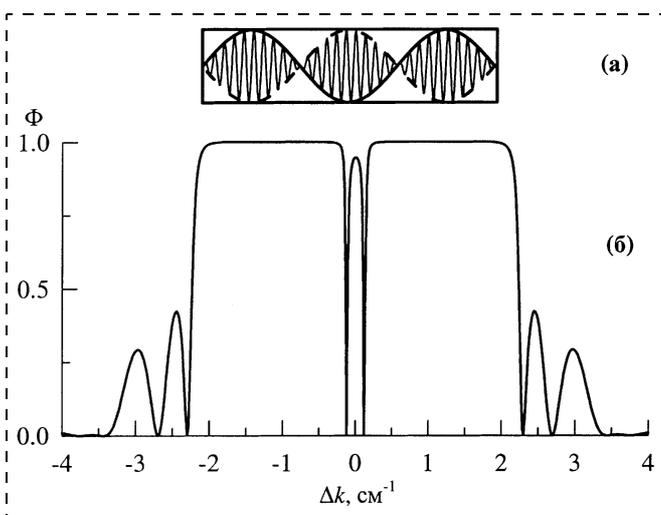


Рис. 6. Дифракционная решетка, аподизированная функцией $\Delta \epsilon(x) = \Delta \epsilon \sin(3\pi x/L)$ (а), и зависимость коэффициента отражения от Δk (б); $\Gamma_0 = 1$

в этом случае коэффициент будет в некоторой широкой области по Δk близок к 1, а коэффициент прохождения будет ничтожно мал, экспоненциально падая по мере увеличения амплитуды звуковой волны. На первый взгляд кажется, что в такой ситуации любое наращивание кристалла с произвольными амплитудами звуковой волны не может сколько-нибудь существенно повлиять на коэффициент отражения. Иными словами, само наличие инверсионных линий в толстых кристаллах представляется мало правдоподобным. И тем не менее, как показано в настоящей работе, в толстых кристаллах инверсионные линии остаются, и по мере увеличения толщины кристалла или амплитуды звуковой волны эти линии все более и более сужаются, деструктивная интерференция проявляется во все более узкой области значений Δk . По-видимому, именно это обстоятельство не было осознано к настоящему времени и послужило стимулом для написания настоящей работы.

Отмеченные выше эффекты в значительной степени переносятся и на устройства мобильной связи на основе встречно-штыревых и полосчатых дифракционных решеток. При этом последние два примера приобретают особое значение, так как они указывают на возможность существенного улучшения параметров так называемых дуплексов, когда прием и передача сигнала проходят на двух различных, но близких частотах.

Нам представляется, что полученные выше результаты открывают широкие перспективы для существенного повышения разрешающей способности оптических спектрометров, улучшения параметров различного рода устройств мобильной связи и уплотнения каналов связи. Несомненно, что эти результаты должны быть учтены при прогнозировании развития соответствующих областей техники.

Авторы выражают благодарность Е. А. Яичникову за постоянный интерес к работе и ООО "Прима-Инвест" — за предоставление компьютерных мощностей.

Список литературы

1. Гуляев Ю. В., Плесский В. П. Распространение поверхностных акустических волн в периодических структурах // УФН. 1989. Т. 157. Вып. 1. С. 85—127.
2. Morgan D. P. A history of surface acoustic devices // Int. J. High Speed Electronics and Systems. 2000. Vol. 10. No 3. P. 553—602.
3. Пустовойт В. И. Коллинеарная дифракция света на неоднородной звуковой волне // ДАН. 1999. Т. 365. № 1. С. 39—43.
4. Афанасьев А. М., Пустовойт В. И. О дифракции волн на периодической структуре с произвольным пространственным изменением свойств среды // ДАН. 2003. Т. 392. № 3. С. 332—335.
5. Григорьевский В. И. Распространение волн Рэлея вдоль поверхности твердого тела с периодическим рельефом: Автореферат диссертации канд. физ.-мат. наук. — Москва, 1986.

УДК 53.087.92

С. А. Синютин,
Таганрогский государственный радиотехнический университет

ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНЫЙ ДАТЧИК ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ РЕДКИХ СОБЫТИЙ

Рассматриваются различные варианты датчиков со встроенной электроникой для фиксации редких событий — импульсных ускорений (ударов).

Датчик со встроенной электроникой для фиксации импульсных ускорений (ударов) должен работать в мониторинговом режиме, осуществляя слежение за уровнем ускорения. При превышении его он должен зафиксировать временной профиль процесса в энергонезависимой памяти в течение 1 с. Немаловажно то, что фиксацию процесса необходимо начинать с момента, несколько ранее момента превышения порога (на 100 мс).

Задача была бы достаточно тривиальной для современного уровня элементной базы, если бы не ограничения по габаритным размерам и энергопотреблению. Задание ограничивало толщину изделия 5 мм (корпус из металла) и площадь 3 см². Максимальная сила потребляемого тока не должна превышать 1 мА при питании от 3,3 В. Полоса частот 40 Гц — 2 кГц. Максимальная амплитуда ускорения — 2g. Динамический диапазон для регистрируемых сигналов должен быть не менее 85 дБ.

Как всегда, разработчик пытается использовать применявшиеся ранее и хорошо зарекомендовавшие себя варианты. Было решено использовать в качестве датчика самый малогабаритный акселерометр ADXL 311 фирмы *Analog Devices*, микроконтроллер из серии MSP430 фирмы *Texas Instruments* и флэш-память AT45DB81 с последовательным доступом фирмы *Atmel* (рис. 1).

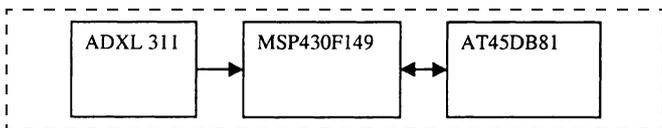


Рис. 1. Первый вариант датчика

Идея применить AT45DB81 отпала сразу же после того, как выяснилось, что потребляемый ток при записи составляет 15 мА. Правда, для полосы 2 кГц при частоте дискретизации 4 кГц и 2 байт на отсчет достаточно 8 кбайт энергонезависимой памяти, т. е. запоминаемую информацию можно раз-

местить и во флэш-памяти программ MSP430F149. Появился второй вариант (рис. 2).

Его энергопотребление (5 мА) ближе к заданным параметрам, но все еще в 5 раз больше технического задания. Кроме того, ADXL 311 имеет разрешение порядка $2 \cdot 10^{-3}g$ при апертуре 2g, что не дает заданных 85 дБ динамического диапазона. И, наконец, размер корпуса вдоль чувствительных осей ADXL 311 уже составляет 5 мм и на корпус устройства места не остается!

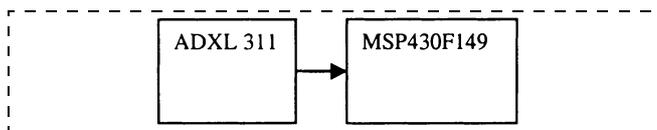


Рис. 2. Вариант датчика с пониженным энергопотреблением

Необходимо было искать другое решение. Поиски в литературе привели к изделиям двух фирм — *XEMICS* и *RAMTRON*. В состав изделий фирмы *XEMICS* входит микросхема XE2004IO11 — программируемый преобразователь сигналов емкостных датчиков в напряжение. Появилась идея реализовать датчик как дифференциальный конденсатор с центральной пластиной в виде упругой мембраны с инерциальной массой. Роль инерциальной массы играет плата с электроникой датчика (рис. 3).

Технические характеристики преобразователя легко позволили получить требуемый динамический диапазон в заданной полосе частот. Для такой конструкции необходимо было тщательно рассчитать возможные перемещения инерциальной массы, определить начальную емкость каждой половины дифференциального трансформатора и оценить возможную нелинейность во всем амплитудном диапазоне ускорений.

Для преобразования напряжения датчика в цифровой код, мониторингования ускорения и записи временного профиля сигнала в энергонезави-

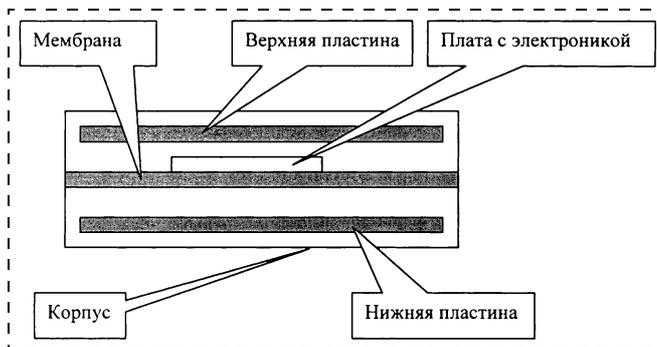


Рис. 3. Конструкция датчика

симую память было решено применить микроконтроллер XE88LC01AMIO27 фирмы XEMICS.

Уникальное устройство данного микроконтроллера — масштабирующий АЦП разрядностью 16 бит. За счет гибкого управления коэффициентом усиления можно повысить реальное разрешение еще на 10 бит. Кроме того, имеется возможность компенсировать сдвиг уровня. А визитная карточка фирмы XEMICS — рекордно низкое энергопотребление — 0,3 мА на частоте 1 МГц.

Для записи сигнала применена микросхема FM25CL64-S фирмы RAMTRON емкостью 8 кбайт с интерфейсом SPI. На частоте 1 МГц ее потребление 0,2 мА. Поскольку в XE88LC01AMIO27 отсутствует аппаратный SPI, его эмулируем программно (для частоты дискретизации 4000 Гц и такте процессора 1 МГц это не составляет труда). Отличительная особенность микросхем RAMTRON — одинаковая скорость при записи и считывании, низкое энергопотребление, огромный ресурс циклов записи и возможность последовательной записи с автоматическим инкрементом адреса. Если учесть, что микросхема выполнена в корпусе SOP-8, то можно понять, как хорошо она вписалась в конструкцию датчика. Структурная схема датчика показана на рис. 4.

Для получения требуемых характеристик датчика ключевыми являются особенности изделий XE2004IO11 и XE88LC01.

С помощью одной и той же микросхемы XE2004IO11 можно создать датчики температуры, давления, уровня, влажности, виброускорения, усилия, микроперемещения, потока. Изменяя конструкцию датчика (конфигурацию емкостных пластин, тип диэлектрика, упругость и свободу перемещения пластин), можно реализовать все указанные типы датчиков.

XE2004 (рис. 5) — высокоточный преобразователь "емкость—напряжение", в котором от процессора по цифровым каналам изменяется усиление, смещение и корректируется нелинейность. Полоса частот преобразователя — 10 кГц, спектральная плотность мощности шума менее 7 мкА/√Гц.

Преобразователь работает от 3 В источника питания, потребляя при этом менее 180 мкА. Выпускается преобразователь для двух температурных диапазонов:

- -40 — +85 °С (I-тип);
- -55 — +125 °С (E-тип).

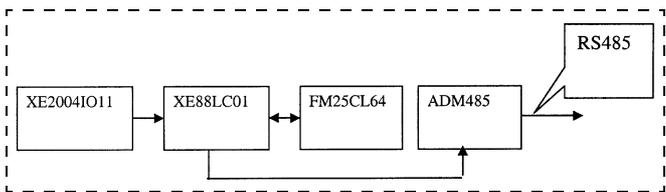


Рис. 4. Структурная схема датчика

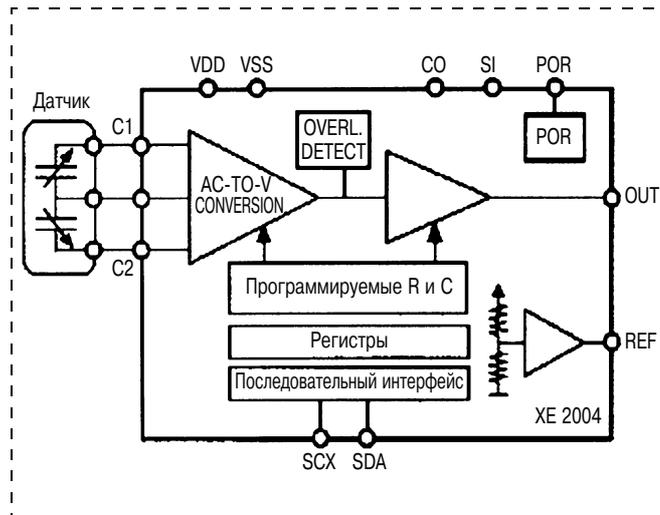


Рис. 5. Структура емкостного преобразователя XE2004

Рассчитан преобразователь для работы на резистивную нагрузку 10 кОм или емкостную 10 нФ.

Оригинальной особенностью преобразователя XE2004 являются программно устанавливаемые три порога, позволяющие надежно зафиксировать факт выхода измеряемой величины за установленные пределы.

Суммарная емкость конденсаторов датчика ($C1 + C2$) не должна превышать 220 пФ, а относительное изменение емкости дифференциального конденсатора датчика $(C1 - C2)/(C1 + C2)$ должно быть в пределах $\pm 50\%$.

Преобразователь XE2004 позволяет программно изменять следующие параметры:

- усиление с разрешением 10 бит;
- смещение с разрешением (грубо) 5 бит;
- смещение с разрешением (точно) 8 бит;
- линейность с разрешением 8 бит;
- полосу частот с разрешением 5 бит.

Пять изменяемых аналоговых параметра плюс три программируемых порога превращают преобразователь XE2004 в инструмент для построения широкого круга приборов, работающих в достаточно сложных климатических условиях.

Но гибкость разрабатываемого датчика повышается еще и с помощью уникальных возможностей АЦП микроконтроллера XE88LC01. Основные его особенности:

- 16-битный сигма-дельта АЦП с возможностью программного изменения разрядности с 6 до 16 бит при соответствующем изменении частоты обновления выходных данных;
- четыре дифференциальных канала ввода сигнала или восемь униполярных;
- два дифференциальных канала ввода референтного напряжения;

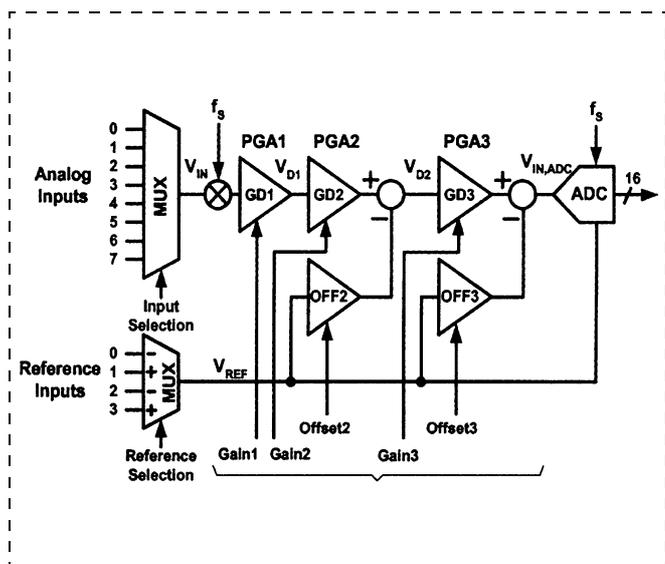


Рис. 6. Структурная схема АЦП микроконтроллера XE88LC01

- плавное изменение коэффициента усиления предусилителя в диапазоне от 0,5 до 1000;
- плавная компенсация постоянных смещений уровня в широком диапазоне смещений;
- последовательный интерфейс;
- режим энергосбережения.

Структурная схема АЦП приведена на рис. 6. Основу его составляет 16-битный АЦП, перед которым включены три усилителя с программируемым коэффициентом усиления ($GD1$ — $GD3$), причем два из них ($GD2$ и $GD3$) снабжены индивидуальными схемами компенсации смещения ($OFF2$ и $OFF3$). Таким образом, этот аналоговый процессор имеет пять цифровых регулировок аналоговых параметров, цифровое управление частотой дискретизации и коммутацией каналов. Все это позволяет реализовывать весьма прихотливые схемы измерения как постоянных, так и переменных напряжений с компенсацией возможных смещений. Хотелось бы отметить, что реконфигурация аналоговой схемы обработки сигнала происходит во время работы под управлением микроконтроллера.

Первый усилитель используется для грубой установки усиления, второй усилитель — для более точной настройки коэффициента усиления и грубой коррекции смещения, а третий усилитель — для прецизионной подстройки коэффициента усиления и точной компенсации смещения. Очень важно настройку коэффициента усиления и компенсацию сдвига проводить именно в этом порядке.

В разрабатываемом датчике при площади пластин 3 см^2 и зазоре $0,5 \text{ мм}$ емкость каждого конденсатора составляет примерно 10 пФ . Микросхема преобразователя на выходе выдает напряжение,

пропорциональное отношению емкостей, поэтому неизбежна постоянная составляющая из-за разбаланса емкостей конденсатора. При таких малых емкостях этот разбаланс может достигать 20—30%. Казалось бы, прецизионные измерения при таких различиях в емкостях конденсаторов выполнять невозможно. Но вот здесь и сказываются преимущества описанных выше микросхем.

Настройкой микросхемы преобразователя компенсируем сдвиг уровня в начальной точке (при отсутствии сигнала). Затем, корректируя параметр настройки "линейность", добиваемся максимальной линейности амплитудной характеристики датчика. И после всего этого последовательными настройками управляемых усилителей АЦП микроконтроллера "вгоняем" сигнал датчика в апертуру 16 бит без сдвига. Процесс этот — итерационный, но результаты говорят сами за себя: можно получить "чистых" 14 бит при полосе частот сигнала до 1 кГц.

Встроенное программное обеспечение датчика работает в трех режимах:

- начальная установка и мониторинг режим с диалогом по RS 485;
- режим слежения за событиями и фиксация их в энергонезависимой памяти;
- режим передачи накопленных данных.

В режиме слежения датчик потребляет всего $0,5 \text{ мА}$. Программы встроенного программного обеспечения датчика написаны на языке C и отлажены с использованием оболочки RIDE фирмы XEMICS.

Работа с энергонезависимой памятью фирмы RAMTRON особенностей не имеет. Практически подходят алгоритмы работы с любой современной последовательной памятью (например, Atmel серии At27). Энергопотребление датчика возрастает до 3 — 4 мА только в первом и третьем режимах, но это кратковременные режимы для настройки и приема результатов, когда датчик работает от внешних источников питания.

Таким образом, применение специализированной микросхемы преобразователя емкость—напряжение, микроконтроллера с развитым управлением трактом предварительного усиления и энергонезависимой памятью нового типа позволило реализовать интеллектуальный датчик с очень малым энергопотреблением и малыми габаритными размерами. Анализ загруженности ресурсов микроконтроллера показал, что в режиме слежения используется всего лишь 6% ресурсов. Это позволяет расширить полосу сигнала до 10 кГц (при соответствующем увеличении емкости памяти или уменьшении записываемой эпохи).

УДК 621.3.049

В. Г. Лутченко,
ООО "Микро-ЭД ЭНВО"
ФНПЦ—ЗАО НПК (О) "Энергия"

МИКРОМИНИАТЮРНЫЕ ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛИ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Общество с ограниченной ответственностью "Микро-ЭД ЭНВО" в составе Федерального научно-производственного центра — Закрытого Акционерного Общества "Научно-производственный концерн (объединение) "Энергия" является старейшим производителем микроминиатюрных электродвигателей постоянного тока коллекторного типа, бесконтактных электродвигателей, микроминиатюрных синхронных однофазных генераторов и других устройств точной электромеханики.

В приведенных ниже таблицах (табл. 1, 2) представлена номенклатура микроминиатюрных электродвигателей постоянного тока цилиндрических, широкого функционального назначения, включая электродвигатели с встроенным механическим редуктором. В настоящее время указанные изделия составляют 90 % объема выпускаемой продукции.

Конструктивные особенности электродвигателей:

- полый тонкостенный якорь;
- постоянный магнит на основе высокоэнергетической композиции "ниодим—железо—бор";
- щеточно-коллекторный узел из драгоценных металлов и сплавов на их основе;

- подшипниковые узлы на основе прецизионных подшипников скольжения и качения.

В электродвигателях с встроенным механическим редуктором применено микромодульное зубцовое зацепление с использованием системы планетарной передачи. Технико-эксплуатационными особенностями электродвигателей являются:

- низкое напряжение питания (от 1 до 12 В);
- низкое напряжение трогания (от 0,1 до 0,2 В);
- малые габаритные размеры и масса;
- малое энергопотребление (малое значение потребляемого тока);
- низкий уровень звука (для электродвигателей без редуктора не более 32 дБ на расстоянии 0,5 м, для электродвигателей с редуктором не более 50 дБ на расстоянии 1 м);
- высокое быстродействие (для электродвигателей без редуктора электромеханическая постоянная времени — не более 8 мс);
- длительный ресурс работы (минимальная наработка 2000 ч и более).

Условия эксплуатации:

- температурный рабочий диапазон от $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $70\text{ }^{\circ}\text{C}$ (для электродвигателей с редуктором от $5\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $70\text{ }^{\circ}\text{C}$);
- пониженная предельная температура (нерабочее состояние) от $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $70\text{ }^{\circ}\text{C}$;
- влагоустойчивость в условиях воздействия вибрации 10—200 Гц при ускорении 5g.

Электродвигатели по своим техническим характеристикам и параметрам соответствуют лучшим достижениям мировой практики, установленным фирмами *Faulhaber* (Германия), *Maxon motor* (Германия), *Portescap* (Швейцария), *Namiki* (Япония).

ООО "Микро-ЭД ЭНВО" имеет богатый опыт в разработке и промышленном изготовлении микроминиатюрных плоских электродвигателей с торце-

Таблица 1

Микроминиатюрные электродвигатели постоянного тока, коллекторные, цилиндрического исполнения, широкого функционального назначения

Наименование электродвигателя	Напряжение питания, В	Номинальный вращающий момент, Н·м	Потребляемый ток, А	Номинальная частота вращения, об/мин	Начальный пусковой момент, Н·м	Диаметр и длина выходного конца вала, мм	Габаритные размеры электродвигателя, мм	Масса, г
КЛ1026С01	3,0	$0,5 \cdot 10^{-4}$	0,03	7500	$6 \cdot 10^{-4}$	$\varnothing 1,5 \times 4,5$	$\varnothing 10 \times 26$	12
КЛ1026С02	1,5	$1,5 \cdot 10^{-4}$	0,06	2200	$3 \cdot 10^{-4}$	$\varnothing 1,5 \times 4,5$	$\varnothing 10 \times 26$	12
КЛ1622С01	9,0	$5 \cdot 10^{-4}$	0,15	12000	$25 \cdot 10^{-4}$	$\varnothing 1 \times 5$	$\varnothing 16 \times 22$	30
КЛ1628К01	3,0	$5 \cdot 10^{-4}$	0,07	2200	$22,5 \cdot 10^{-4}$	$\varnothing 1,5 \times 5$	$\varnothing 16 \times 28$	40
КЛ1628К02	3,0	$12 \cdot 10^{-4}$	0,24	2200	$20 \cdot 10^{-4}$	$\varnothing 1,5 \times 5$	$\varnothing 16 \times 28$	40
	6,0	$15 \cdot 10^{-4}$	0,26	6000	$40 \cdot 10^{-4}$	$\varnothing 1,5 \times 5$	$\varnothing 16 \times 28$	40
КЛ1628К03	6,0	$10 \cdot 10^{-4}$	0,12	2200	$16 \cdot 10^{-4}$	$\varnothing 1,5 \times 5$	$\varnothing 16 \times 28$	40
КЛ2040С01	6,0	$20 \cdot 10^{-4}$	0,135	2200	$80 \cdot 10^{-4}$	$\varnothing 1,5 \times 5$	$\varnothing 20 \times 40$	75
КЛ2040С02	6,0	$35 \cdot 10^{-4}$	0,29	2200	$80 \cdot 10^{-4}$	$\varnothing 2 \times 5$	$\varnothing 20 \times 40$	75
	12,0	$35 \cdot 10^{-4}$	0,29	6000	$150 \cdot 10^{-4}$	$\varnothing 2 \times 5$	$\varnothing 20 \times 40$	75

Поставщик: ООО "Микро-Эд ЭНВО". г. Воронеж, ул. 20-летия Октября, 105, а/я 26
тел. (0732) 77-00-01, 77-21-36
Тел./факс (0732) 77-00-01

Таблица 2

Микроминиатюрные электродвигатели постоянного тока, коллекторные, с встроенным механическим редуктором (в обозначении двигателя указано передаточное число, например, в КЛ1640К1Р04 передаточное число равно 4)

Наименование электродвигателя	Напряжение питания, В	Ток холостого хода, А	Ток на единицу вращающего момента, А/Н·м	Частота вращения холостого хода, об/мин	Пусковой момент, Н·м	Диаметр и длина выходного конца вала, мм	Габаритные размеры электродвигателя, мм	Масса, г
КЛ1640К01Р04	3,0	0,027	38,5	700	$33 \cdot 10^{-4}$	∅2 × 5	∅16 × 40	50
	6,0	0,03	40	1400	$66 \cdot 10^{-4}$	∅2 × 5	∅16 × 40	50
КЛ1642К01Р17	3,0	0,03	9,43	166	$140 \cdot 10^{-4}$	∅2 × 5	∅16 × 42	52
	6,0	0,035	10	332	$280 \cdot 10^{-4}$	∅2 × 5	∅16 × 42	52
КЛ1645К01Р71	3,0	0,032	2,3	40	$560 \cdot 10^{-4}$	∅2 × 5	∅16 × 45	55
	6,0	0,037	2,45	80	$1120 \cdot 10^{-4}$	∅2 × 5	∅16 × 45	55
КЛ1648К01Р297	3,0	0,035	0,575	9,5	$2400 \cdot 10^{-4}$	∅2 × 5	∅16 × 48	60
	6,0	0,04	0,61	19	$4800 \cdot 10^{-4}$	∅2 × 5	∅16 × 48	60
КЛ1640К02Р04	3,0	0,032	43,2	1080	$43 \cdot 10^{-4}$	∅2 × 5	∅16 × 40	50
	6,0	0,036	42,5	2160	$86 \cdot 10^{-4}$	∅2 × 5	∅16 × 40	50
КЛ1642К02Р17	3,0	0,036	10,3	250	$800 \cdot 10^{-4}$	∅2 × 5	∅16 × 42	52
	6,0	0,04	10	500	$1600 \cdot 10^{-4}$	∅2 × 5	∅16 × 42	52
КЛ1645К02Р71	3,0	0,035	2,46	60	$760 \cdot 10^{-4}$	∅2 × 5	∅16 × 45	55
	6,0	0,04	2,42	120	$1520 \cdot 10^{-4}$	∅2 × 5	∅16 × 45	55
КЛ1648К02Р297	3,0	0,038	0,6	14,5	$2800 \cdot 10^{-4}$	∅2 × 5	∅16 × 48	60
	6,0	0,042	0,73	29	$5600 \cdot 10^{-4}$	∅2 × 5	∅16 × 48	60
КЛ2052С01Р04	6,0	0,027	17,2	660	$120 \cdot 10^{-4}$	∅3 × 6	∅20 × 52	95
	12,0	0,03	17,5	1320	$240 \cdot 10^{-4}$	∅3 × 6	∅20 × 52	95
КЛ2056С01Р17	6,0	0,03	4,2	160	$500 \cdot 10^{-4}$	∅3 × 6	∅20 × 56	100
	12,0	0,035	4,3	320	$1000 \cdot 10^{-4}$	∅3 × 6	∅20 × 56	100
КЛ2060С01Р71	6,0	0,032	1,0	38	$2000 \cdot 10^{-4}$	∅4 × 6	∅20 × 60	105
	12,0	0,037	1,1	76	$4000 \cdot 10^{-4}$	∅4 × 6	∅20 × 60	105
КЛ2065С01Р297	6,0	0,035	0,25	9	$6400 \cdot 10^{-4}$	∅4 × 6	∅20 × 65	110
	12,0	0,04	0,26	18	$12800 \cdot 10^{-4}$	∅4 × 6	∅20 × 65	110
КЛ2052С02Р04	6,0	0,04	19,0	820	$150 \cdot 10^{-4}$	∅3 × 6	∅20 × 52	95
	12,0	0,048	19,6	1640	$300 \cdot 10^{-4}$	∅3 × 6	∅20 × 52	95
КЛ2056С02Р17	6,0	0,042	4,5	190	$600 \cdot 10^{-4}$	∅3 × 6	∅20 × 56	100
	12,0	0,05	4,7	380	$1200 \cdot 10^{-4}$	∅3 × 6	∅20 × 56	100
КЛ2060С02Р71	6,0	0,044	1,1	48	$2500 \cdot 10^{-4}$	∅4 × 6	∅20 × 60	105
	12,0	0,052	1,2	96	$5000 \cdot 10^{-4}$	∅4 × 6	∅20 × 60	105
КЛ2065С02Р297	6,0	0,046	0,26	11,5	$8000 \cdot 10^{-4}$	∅4 × 6	∅20 × 65	110
	12,0	0,054	0,27	23	$16000 \cdot 10^{-4}$	∅4 × 6	∅20 × 65	110

Поставщик: ООО "Микро-Эд ЭНВО". г. Воронеж, ул. 20-летия Октября, 105, а/я 26
 тел. (0732) 77-00-01, 77-21-36
 Тел./факс (0732) 77-00-01

вой магнитной системой и дисковым якорем, осуществляет промышленное производство ряда изделий спецтехники.

ООО "Микро-Эд ЭНВО" является также разработчиком и производителем микроминиатюрных компрессоров промышленного, медицинского и бытового назначения, разработчиком и производителем аппарата для вакуумного массажа ВМ-50-01-"Микро-В", удостоенного бронзовой

медали и диплома Международного независимого жюри выставки в Брюсселе, и диплома Федеральной программы "100 лучших товаров России".

Благодаря высокому техническому уровню и доступной цене изделия ООО "Микро-Эд ЭНВО" пользуются повышенным спросом как у потребителей России, так и у потребителей стран СНГ (Белоруссия, Украина).

УДК 621.38

Р. З. Бахтизин¹, д-р физ.-мат. наук, **К.-Х. Ву**²,
Ч.-Ж. Шье², **Ч.-К. Шье**³, проф., **Т. Нагао**², доц.,
Т. Сакурай², проф.

¹Кафедра физической электроники
Башгосуниверситета, г. Уфа,
E-mail: raouf@bsu.bashedu.ru

²Институт проблем материаловедения
университета Тохоку, г. Сендай, ЯПОНИЯ

³Мезоскопический центр института физики
АН КНР, г. Пекин, КИТАЙ

СКАНИРУЮЩАЯ ТУННЕЛЬНАЯ МИКРОСКОПИЯ НАЧАЛЬНЫХ СТАДИЙ РОСТА ПЛЕНОК Ag НА ПОВЕРХНОСТИ GaN(0001)*

Методами СТМ в условиях сверхвысокого вакуума на обогащенной Ga поверхности GaN(0001) in situ исследована адсорбция и начальные стадии роста пленок Ag. Показано, что при малых потоках атомов Ag ($\leq 0,8$ монослой/мин) пленки растут по механизму Странского—Крастанова, а с увеличением скорости покрытия (≥ 1 монослой/мин) наблюдается послойный эпитаксиальный рост, что связывается с подавлением поверхностной диффузии благодаря возросшей скорости потока. Впервые наблюдалась атомная структура покрытой Ag нереконструированной поверхности GaN(0001)-1 \times 1 и предложена ее структурная модель.

Введение

Наиболее перспективными материалами для разработки новых типов оптоэлектронных устройств, работающих в сине-зеленой области спектра (в первую очередь светодиодов и лазерных диодов), оптических накопителей информации, мощных высокочастотных приборов, способных функционировать в агрессивных средах при высоких температурах, приборов на поверхностно-акустических волнах, солнечно-слепых детекторов УФ (260—290 нм) излучения, а также приборов спинтроники, считаются нитриды элементов группы III и их сплавы, представляющие собой широкозонные (1,9—6,2 эВ) полупроводники с прямыми оптическими переходами и стабильными физическими и химическими свойствами [1—4]. Электрические

*Работа выполнялась при полной поддержке РФФИ (Грант № 03-02-164020) и Федеральной программы "Поверхностные атомные структуры" Министерства промышленности, науки и технологий Российской Федерации.

контакты полупроводника с металлом являются необходимыми элементами любого полупроводникового прибора, поэтому создание высококачественных контактов металл—GaN является важной частью таких разработок [5]. Заметим, что создание и исследование свойств таких контактов к широкозонным полупроводникам составляет одну из фундаментальных проблем физики полупроводников. В связи с этим в последние годы значительное внимание уделяется исследованию как низкоомных ($\leq 10^{-6}$ Ом·см) омических контактов с образцами *n*- и *p*-типа, так и формированию выпрямляющих контактов (барьеров Шоттки) [4, 6—9], но при этом малоисследованными оказались реконструкции поверхности GaN, возникающие при адсорбции металлов.

В качестве омических контактов к GaN обычно используют многослойные металлические композиции, когда последовательно наносятся тонкие слои металлов, после чего проводится кратковременный отжиг. Металл первого слоя образует собственно контакт, а следующий слой служит диффузионным барьером, препятствующим выходу атомов из полупроводника. Для понимания детального механизма адсорбции и начальных стадий образования контакта металл—GaN нами были исследованы атомные структуры на Ga-полярной поверхности GaN, образующиеся при нанесении субмонослойных пленок Ag.

Методика эксперимента

Все эксперименты проводили в уникальной комбинированной установке, включающей сверхвысоковакуумный (базовое давление $3 \cdot 10^{-11}$ Торр ($0,4 \cdot 10^{-8}$ Па)) сканирующий туннельный микроскоп (СТМ) на линии с камерой молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в составе единой вакуумной системы [10], которая позволила *in situ* изучать процессы роста, поверхностную структуру и морфологию эпитаксиальных пленок. В отличие от пленок традиционных полупроводниковых соединений III—V (GaAs, GaP, ...), МЛЭ-рост пленок GaN возможен лишь в метастабильных условиях, когда скорость прямой реакции, приводящей к образованию нитрида, превышает скорость термического распада, контролируруемую кинетическим барьером для реакции распада. Поток атомов Ga из ячейки Кнудсена устанавливался таким, чтобы получить значение отношения концентраций $[N]/[Ga]$, обеспечивающее режим двумерного роста пленок. Для внедрения атомов азота в растущий слой GaN необходимо их активировать, так как при комнатной температуре молекулы N_2 инертны и не реа-

гируют с элементами III группы благодаря сильным тройным связям между двумя атомами N. Для диссоциации молекул N₂ на нейтральные атомы или ионы, которые активны даже при комнатной температуре [11], применяли плазменный источник на основе высокочастотного разряда с выходной мощностью 250 Вт (RF, EPI Corp.), и МЛЭ-рост GaN происходил с использованием активированного азота.

Пленки GaN со структурой вюрцита выращивали *in situ* методами МЛЭ с использованием высокочастотного разряда в азотной плазме на Si-полярной и С-полярной подложках 6H-SiC, и по технологии гомоэпитаксиального роста на недавно ставших доступными подложках объемного GaN(0001). Поверхности SiC-подложек очищали двухступенчатым методом, включающим высокотемпературную обработку в атмосфере водорода и травление в потоке Si в условиях сверхвысокого вакуума [12]. Процесс роста контролировали также с помощью дифрактометра быстрых электронов на отражение (ДБЭО).

На обогащенной Ga поверхности GaN(0001) вначале получали жидкую фазу со структурой псевдо'1 × 1-Ga' [13], на картинах ДБЭО от которой присутствовали также рефлексы-сателлиты. Затем образец отжигали при 700 °С в течение 5 мин для удаления избытка Ga, после чего дополнительные рефлексы исчезали. Полученная таким образом поверхность сохраняла стехиометрию объемного кристалла GaN(0001) и рассматривалась как исходная. На рис. 1, а приведено типичное СТМ-изображение свежеприготовленной поверхности GaN(0001), содержащей жидкую фазу псевдо'1 × 1-Ga', которое подтверждает ее плоскую морфологию. Модель этой фазы, предложен-

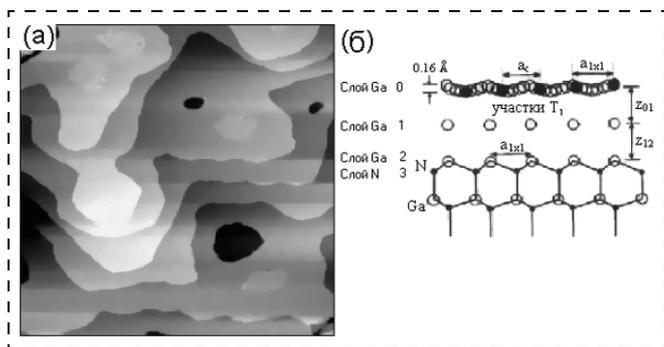


Рис. 1. Поверхность жидкой фазы псевдо'1 × 1-Ga' (а), полученная в результате роста в условиях насыщения Ga; площадь сканирования 250 × 250 нм, напряжение смещения V_s = +0,1 В, туннельный ток I_t = 5 · 10⁻¹¹ А; модель латерально сжатого двухслойного Ga покрытия на обогащенной Ga подложке GaN(0001) (б); среднее расстояние между слоями z₁₂ = 0,254 нм, z₀₁ = 0,237 нм, светлые и темные кружочки соответствуют положениям атомов Ga в отдельные моменты времени, высота рельефа слоя "0" ≈ 0,016 нм [14]

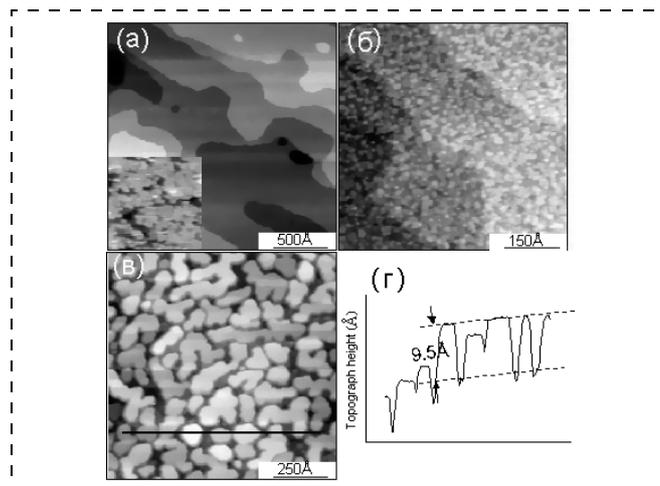


Рис. 2. СТМ-изображения поверхности GaN(0001):

а — после прогрева фазы псевдо'1 × 1-Ga' при 700 °С в течение 5 мин, площадь сканирования 200 × 200 нм; на вставке приведено увеличенное изображение той же поверхности размером 5 × 5 нм, показывающее ее неупорядоченную структуру; б — после 1 мин экспозиции в потоке Ag интенсивностью 0,8 монослой/мин; в — после нанесения Ag в том же потоке в течение 3 мин; г — профиль сканирования, снятый вдоль линии на рис. 2, в

ная J. Northrup [14], предполагает, что поверхность псевдо'1 × 1-Ga' представляет собой несоразмерную двухслойную структуру, сжатую в поперечном направлении (рис. 1, б), причем верхний слой повернут на 30°. Волнистый потенциальный рельеф, наблюдавшийся в СТМ, является результатом усреднения во времени, которое входит в процедуру измерений в СТМ. Предполагается, что атомы Ga, находящиеся на поверхности, оказываются достаточно упорядоченными для возникновения на картинах ДБЭО дополнительных рефлексов, но в то же время относительно подвижными, чтобы на СТМ-изображениях отображался усредненный во времени волнистый рельеф, вызванный движением атомов Ga по подложке со структурой 1 × 1. На рис. 1, а такая поверхность выглядит атомно-гладкой. Заметим, что ни на одном из полученных СТМ-изображений жидкой фазы псевдо'1 × 1-Ga' нам не удалось добиться более высокого разрешения. Отжиг такой поверхности в течение 5 мин при 700 °С приводил к образованию плоских террас шириной до нескольких десятков нанометров. Однако на атомном уровне структура такой поверхности оказалась неупорядоченной (см. вставку на рис. 2, а), что неудивительно, поскольку фаза 1 × 1 энергетически нестабильна, как это показано в ряде теоретических [14] и экспериментальных [15, 16] работ.

Серебро наносили путем термического испарения Ag навески, закрепленной на предварительно обезгаженной вольфрамовой нити.

Результаты и их обсуждение

В первую очередь был исследован рост пленок при малых (0,8 монослоя/мин) потоках атомов Ag (один монослой соответствует плотности $1,38 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ атомов на плоскости Ag(111)). На рис. 2, б приведено СТМ-изображение поверхности GaN(0001) после нанесения при комнатной температуре покрытия 0,8 монослоя, на котором видны достаточно равномерно распределенные трехмерные кластеры Ag. Сама поверхность при этом становится более грубой, но террасы и ступеньки на ней еще различимы. Поскольку размеры кластеров не превышают 2 нм, само Ag покрытие напоминает неупорядоченный смачивающий слой. С увеличением покрытия начинали формироваться островки больших (> 5 нм) размеров. На рис. 2, в показано изображение поверхности после 3 мин экспозиции в потоке Ag (покрытие ~2,4 монослоя), на котором преобладают островки больших размеров, однако в промежутках между ними все еще можно видеть остатки смачивающего слоя. Соответствующий профиль сканирования, приведенный на рис. 2, г, показывает, что высоты островков Ag распределены в диапазоне от 3 до 5 монослоев. В отличие от роста островков Ag на подложках Si(111)-7 × 7 [17, 18] или GaAs(110) [19], на поверхности GaN нами не было обнаружено никаких признаков проявления значений магической толщины пленок, хотя во многих случаях атомные ступеньки наблюдались на поверхности одного и того же островка.

Приведенные выше результаты показывают, что при комнатной температуре рост пленок Ag на GaN(0001) подложке происходит в режиме Странского—Крастанова, как это имеет место для большинства металлов на полупроводниковых поверхностях. Благодаря различному характеру связи (металлическая/ковалентная или ионная) и большой разнице в коэффициентах диффузии механизм роста будет скорее определяться кинетическими, а не энергетическими параметрами. Для системы Ag-GaN(0001) рассогласование решеток составляет всего 2,2 % и кинетика роста предполагает значительную диффузию атомов Ag по поверхности GaN(0001) и, таким образом, образование трехмерных островков. Сходное поведение наблюдалось и на поверхности других полупроводников, таких как Si(111)-7 × 7 и GaAs(110) [17—19], и может быть объяснено с помощью того же механизма. Хотя неупорядоченный характер поверхности GaN(0001) со структурой 1 × 1 не благоприятствует диффузии атомов Ag, мы полагаем, что она может быть стимулирована за счет образования смачивающего слоя.

Недавно Смитом с сотрудниками был предложен новый двухстадийный метод получения пло-

ских эпитаксиальных слоев Ag на поверхностях GaAs(110) и Si(111)-7 × 7, включающий нанесение Ag при низкой (~100 К) температуре и последующий прогрев до комнатной температуры [19]. Низкая температура способствовала подавлению диффузии атомов Ag и обеспечивала достаточно однородное распределение нанокластеров Ag. Прогрев покрытия до комнатной температуры приводил к коалесценции островков кластеров и образованию плоской Ag пленки.

В данной статье мы предлагаем другой способ подавления поверхностной диффузии, основанный на использовании потока атомов Ag высокой (~1 монослой/с) интенсивности. На рис. 3, а приведено СТМ изображение поверхности площадью 150 × 150 нм после нанесения двух монослоев Ag при комнатной температуре, на котором видны кардинальные изменения в морфологии роста, убедительно свидетельствующие в пользу послойного роста: рост второго слоя начинается после завершения первого слоя (первый слой можно рассматривать как смачивающий слой, хотя он является значительно более гладким, чем смачивающий слой, полученный при использовании пучка атомов Ag низкой интенсивности). Приведенный ниже профиль сканирования показывает, что все островки Ag имеют высоту порядка одного монослоя. На рис. 3, б показано СТМ-изображение эпитаксиальной пленки Ag площадью 320 × 320 нм, полученное в результате непрерывной экспозиции в потоке атомов Ag в течение 30 с, на котором плоские террасы Ag простираются до сотен нанометров. На этом изображении также можно видеть распределение образовавшихся островков, где более высоко расположенные островки имеют меньшие размеры, а более низко расположенные — большие (указано стрелкой), что является резуль-

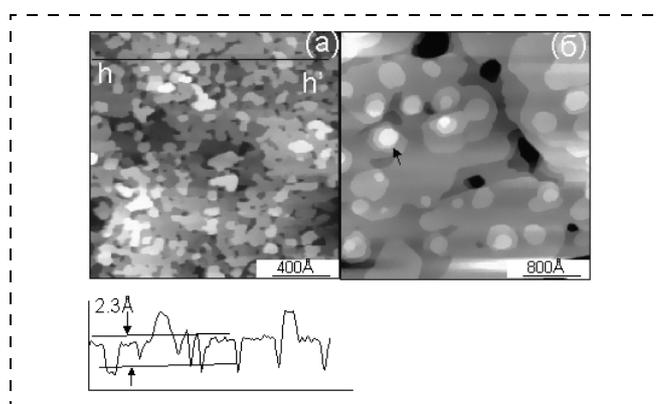


Рис. 3. СТМ-изображение поверхности GaN(0001) после 2 с экспозиции в потоке Ag интенсивностью 1,0 монослой/с (а), ниже приведен профиль сканирования, снятый вдоль линии $h-h'$; СТМ-изображение той же поверхности после 30 с экспозиции, демонстрирующее двумерный рост пленки (б). Напряжение смещения $U_s = -3,0 \text{ В}$, туннельный ток $I_t = 1 \cdot 10^{-11} \text{ А}$

татом образования на краях ступеней хорошо известного барьера Швубеля—Эрлиха (Schwoebel—Ehrlich), часто наблюдаемого на краях ступеней на поверхностях благородных металлов, таких как Ag или Cu, и который препятствует диффузии адатомов с верхних террас на нижние и тем самым влияет на режим роста тонких пленок [20, 21].

Полученные результаты доказывают, что увеличение интенсивности потока осаждаемых атомов также способствует подавлению поверхностной диффузии Ag. Когда интенсивность пучка атомов Ag возросла от 0,8 монослой/мин до 1,0 монослой/с, плотность зародышеобразования увеличилась на 1—2 порядка. Высокая плотность зародышеобразования приводит к однородному распределению нанокластеров Ag, которые затем соединяются и образуют плоскую пленку. Если обеспечить достаточно однородный пучок атомов Ag, можно уверенно получать послойный (двумерный) рост пленок. Отметим, что такой подход намного проще и экономичнее, чем использование низких температур и, следовательно, технически более доступен. Мы полагаем, что он может быть использован для получения резких межфазных границ металл—GaN и исследования формирования барьеров Шоттки.

Далее было исследовано влияние отжига на поведение Ag пленок на GaN подложке. С ростом температуры подвижность атомов Ag увеличивается, так что после отжига при 200 °C в результате миграции наблюдались скопления атомов Ag в виде больших островков (это подтверждалось также наблюдением картин ДБЭО в виде прерывистых линий). Между этими островками можно было видеть террасы на чистой GaN подложке, однако при этом удалялись не все атомы Ag и на поверхности оставалось некоторое количество Ag, что по мере отжига приводило к образованию ряда сверхструктур и фазовых переходов между ними. На рис. 4, *a* приведено СТМ-изображение системы Ag—GaN после отжига при 500 °C, поверхность которой, будучи в целом неупорядоченной, демонстрирует локально упорядоченные участки, и мы назвали ее *переходной фазой*. Радикальные изменения наблюдались после отжига при 600 °C, когда возникла структура 1 × 1, упорядоченная на атомном уровне по площади всей большой террасы в масштабе нескольких сотен нанометров (рис. 4, *б*). Расстояние между ближайшими элементами структуры составляет $0,32 \pm 0,01$ нм и практически совпадает со значением постоянной решетки GaN 0,319 нм. Заметим, что наблюдавшиеся ранее фаза псевдо'1 × 1-Ga' и фаза с объемной структурой 1 × 1 не являются истинными фазами 1 × 1 [13, 14]. Отсутствие дефектов на изображении поверхности 1 × 1 (рис. 4, *б*) говорит о ее энергетической стабильности, и такая по-

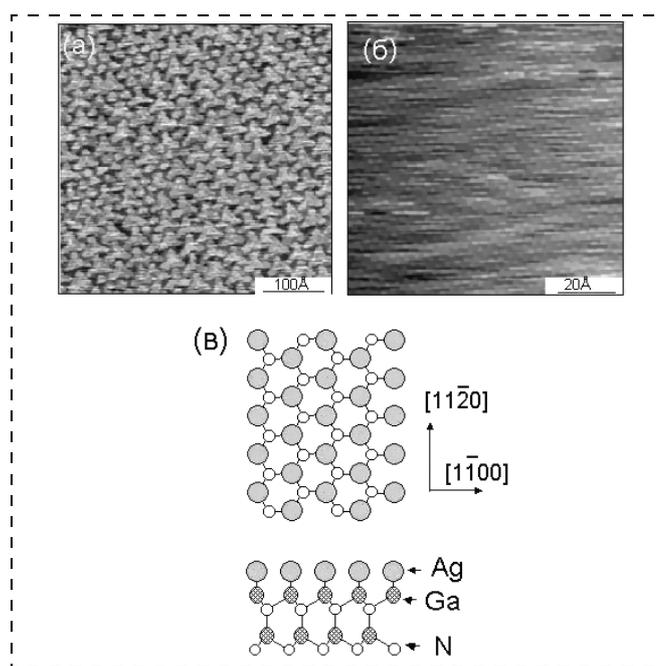


Рис. 4. СТМ-изображения поверхности системы Ag—GaN:

a — после отжига при 500 °C (отчетливо наблюдается "переходная фаза"); *б* — после отжига при 600 °C; *в* — структурная модель фазы 1 × 1, где выступающие атомы Ag расположены на участках T_1

верхность может служить идеальной модельной системой для изучения свойств самой поверхности GaN(0001).

Атомная структура такой поверхности со структурой 1 × 1 должна быть простой. Упорядоченный слой адатомов Ag со структурой 1 × 1 может быть расположен только в трех возможных конфигурациях: участках Ga (т. е. T_1), участках H_3 и T_4 . Более того, вследствие sp^3 -гибридизации валентных электронов Ga маловероятно расположение адатомов Ag со структурой 1 × 1 на участках H_3 и T_4 из-за нестабильности такой координации. Вместе с тем конфигурация с участками T_1 , может хорошо объяснить расположение, где слой адатомов Ag со структурой 1 × 1 связан с объемными атомами Ga, насыщая таким образом все оборванные связи на поверхности (рис. 4, *в*) и делая поверхность энергетически стабильной.

Таким образом, показано, что при малых ($\leq 0,8$ монослой/мин) потоках атомов Ag пленки растут по механизму Странского—Крастанова (Stranski—Krastanow), а с увеличением скорости покрытия (≥ 1 монослой/мин) наблюдается послойный (т. е. двумерный) эпитаксиальный рост по механизму Франка—ван дер Мерве (Frank—van der Merve). Такое поведение связывается нами с подавлением поверхностной диффузии благодаря возросшей скорости потока и согласуется с результатами, полученными на поверхностях GaAs(110) и Si(111)-7 × 7 с использованием двухстадийного метода, включаю-

шего нанесение Ag при низкой (~100 K) температуре и прогрев до комнатной температуры. Впервые наблюдалась атомная структура покрытой Ag нереконструированной поверхности GaN(0001)-1 × 1 и предложена ее структурная модель.

Список литературы

1. **Ambacher O. J.** Growth and applications of Group III-nitrides // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1998. V. 31. P. 2653–2710.
2. **Young D. K., Gupta J. A., Johnston-Halperin E., Epstein R., Kato Y., and Awschalom D. D.** Optical, electrical and magnetic manipulation of spins in semiconductors // *Semicond. Sci. Technol.* 2002. V. 17. No 4. P. 275–284.
3. **Шпретер Ю. Г., Ребане Ю. Т., Зыков В. А., Сидоров В. Г.** Широкозонные полупроводники. СПб.: Наука, 2001. 125 с.
4. **Shen J. K., Su Y. K., Chi G. C., Koh P. L., Jou M. J., Chang C. M., Liu C. C., and Hung W. C.** High-transparency Ni/Au ohmic contact to p-type GaN // *Appl. Phys. Lett.* 1999. V. 74. P. 2340.
5. **Liu Q. Z. and Lau S. S.** A review of the metal-GaN contact technology // *Solid State Electronics.* 1998. V. 42. P. 677–691.
6. **Adivarahan V., Lunev A., Khan M. A., Yang J., Simin G., Shur M. S. and Gaska R.** Very-low-specific-resistance Pd/Ag/Au/Ti/Au alloyed ohmic contact to p-GaN for high-current devices // *Appl. Phys. Lett.* 2001. V. 78. P. 2781.
7. **Picozzi S., Continenza A., Satta G., Massidda S., and Freeman A. J.** Metal-induced gap states and Schottky barrier heights at nonreactive GaN/noble-metal interfaces // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 61. 16736–16742.
8. **Im H. J., Ding Y., Pelz J. P., Heying B. and Speck J. S.** Characterization of individual threading dislocations in GaN using ballistic electron emission microscopy // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 87. P. 106802–106805.
9. **Barinov A., Gregoratti L., Casalis L., and Kiskinova M.** Interfacial reactions and Schottky barrier properties of composite patterned metal/GaN interfaces // *Journal of Vacuum Science & Technology B.* 2002. V. 20 (5). P. 1918–1922.
10. **Бахтизин Р. З., Сакурай Т., Хашицуме Т., Шье К.-К.** Атомные структуры на поверхности GaAs(001), выращенной методами молекулярно-лучевой эпитаксии // *Успехи физических наук (УФН).* 1997. Т. 167. № 11. С. 1227–1241.
11. **Pearton S. J., Zolper J. C., Shul R. J. and Ren F.** GaN: Processing, defects, and devices // *Journal of Applied Physics.* 1999. V. 86. N 1. P. 1–78.
12. **Бахтизин Р. З., Шье Ч.-К., Шье Ч.-Ж., Хасегава Т., Сакурай Т., Цонг И. С. Т.** Рост высококачественных пленок GaN на поверхности карбида кремния // *Светодиоды и лазеры.* 2002. № 1–2. С. 76.
13. **Xue Q.-K., Xue Q.-Z., Bakhtizin R. Z., Hasegawa Y., Tsong I. S. T., Sakurai T., and Ohno T.** Atomistic investigation of various GaN(0001) phases on the 6H-SiC (0001) surface // *Phys. Rev. B.* 1999. V. 59. P. 12604–12611.
14. **Northrup J. E., Neugebauer J., Feenstra R. M., and Smith A. R.** Structure of GaN(0001): The laterally contracted Ga bilayer model // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 61. P. 9932–9935.
15. **Xue Q.-K., Xue Q.-Z., Bakhtizin R. Z., Hasegawa Y., Tsong I. S. T., Sakurai T., and Ohno T.** Structures of GaN(0001)-2 × 2, -4 × 4, and -5 × 5 Surface Reconstruction // *Physical Review Letters.* 1999. V. 82. P. 3074–3077.
16. **Smith A. R., Feenstra R. M., Greve D. W., Shin M. S., Skowronski M., Neugebauer J., and Northrup J. E.** Reconstructions of GaN(0001) and (0001) surfaces: Ga-rich metallic structures // *J. Vac. Sci. Technol. B.* 1998. V. 16. P. 2242–2249.
17. **Gavioli L., Kimberlin K. R., Tringides M. C., Wendelken J. F., and Zhang Z. Y.** Novel Growth of Ag Islands on Si(111): Plateaus with a Singular Height // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 82. P. 129–132.
18. **Tosch St. and Neddermeyer H.** Initial Stage of Ag Condensation on Si(111)-7 × 7 // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 61. P. 349–352.
19. **Smith A. R., Chao K. J., Niu Q., and Shih C. K.** Formation of atomically flat silver films on GaAs with a "Silver Mean" quasi-periodicity // *Science* 1996. V. 273. P. 226–228.
20. **Ehrlich G. and Hudda F. G.** Atomic view of surface self-diffusion: Tungsten on Tungsten // *J. Chem. Phys.* 1966. V. 44. P. 1039–1049.
21. **Giesen M., Konert G. S. I., and Ibach H.** Fast Decay of Adatom Islands and Mounds on Cu(111): A New Effective Channel for Interlayer Mass Transport // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 80. P. 552–555.

УДК 621.3.049.77

К. А. Валиев, акад. РАН,
Физико-технологический институт РАН;
Л. Ю. Бочаров, канд. техн. наук.,
П. П. Мальцев, д-р техн. наук, проф.,
И. И. Троицкий, канд. техн. наук,
Институт проблемных исследований АЕН РФ

КВАНТОВАЯ ТЕХНОЛОГИЯ — НОВЫЕ АСПЕКТЫ НАНОТЕХНОЛОГИИ

Рассмотрены основные зарубежные проекты в области квантовой технологии, которые можно оценить как новый этап развития нанотехнологии, приведены некоторые достижения в этой области, а также примеры реализации квантовой криптографии.

О теории квантовых систем связи (криптографии)

Другим вариантом и интересным направлением развития квантовой технологии и техники является создание квантовых систем передачи информации.

В основе квантовой криптографии лежит наблюдение за квантовыми состояниями фотонов, которые используются для передачи как открытой, так и закрытой информации. Отправитель задает эти состояния, а получатель их регистрирует. Под состояниями фотонов понимается вид их поляризации, которая может быть ортогональной, диагональной или циркулярной.

При несанкционированном доступе к передаваемой информации изменяется поляризация фотонов, с помощью которых осуществляется передача информации. Этот факт однозначно определяет получатель информации и делает вывод о попытке перехвата передаваемой информации.

Базовой задачей криптографии является шифрование данных и аутентификация отправителя. Это легко выполнить, если как отправитель, так и получатель имеют псевдослучайные последовательности бит, называемые ключами. Перед началом обмена каждый из участников должен получить ключ, причем эту процедуру следует выполнить с наивысшим уровнем конфиденциальности, так чтобы никакая третья сторона не могла получить доступ даже к части этой информации. Задача безопасной пересылки ключей может быть решена с помощью квантовой рассылки ключей QKD (*Quantum Key Distribution*). Надежность метода зиждется на нерушимости законов квантовой механики. Злоумышленник не может отвести часть сигнала с передающей линии, так как нельзя поделить электромагнитный квант на части. Любая попытка злоумышленника вмешаться в процесс передачи вызовет непомерно высокий уровень ошибок. Степень надежности в данной методике выше, чем в случае применения алгоритмов с парными ключа-

ми (например, RSA). Здесь ключ может генерироваться во время передачи по совершенно открытому оптическому каналу. Скорость передачи данных при использовании этой технологии не высока, но для передачи ключа она и не нужна. По существу квантовая криптография может заменить существующие алгоритмы, которые в настоящее время часто используются для пересылки секретных ключей шифрования по каналам связи.

Первый протокол квантовой криптографии (BB84) был предложен и опубликован в 1984 г. Ш. Беннетом (Charles H. Bennett) и Ж. Brassардом (Gilles Brassard) [1–4]. Позднее идея была развита Экертом (Artur Ekert) [5] в 1991 г. В основе метода квантовой криптографии лежит наблюдение квантовых состояний фотонов. Отправитель задает эти состояния, а получатель их регистрирует. Здесь используется квантовый принцип неопределенности, когда две квантовые величины не могут быть измерены одновременно с требуемой точностью. Пример, иллюстрирующий протокол квантовой криптографии BB84, представлен на рис. 1 (см. третью сторону обложки). Поляризация фотонов может быть ортогональной, диагональной или циркулярной. Измерение одного вида поляризации рандомизирует другую составляющую. Таким образом, если отправитель и получатель не договорились между собой, какой вид поляризации брать за основу, получатель может разрушить посланный отправителем сигнал, не получив никакой полезной информации.

Отправитель кодирует отправляемые данные, задавая определенные квантовые состояния, получатель регистрирует эти состояния. Затем получатель и отправитель совместно обсуждают результаты наблюдений. В конечном итоге со сколь угодно высокой достоверностью можно быть уверенным, что переданная и принятая кодовые последовательности тождественны. Обсуждение результатов касается ошибок, внесенных шумами или злоумышленником, и ни в малейшей мере не раскрывает содержимого переданного сообщения. Может обсуждаться четность сообщения, но не отдельные биты. При передаче данных контролируется поляризация фотонов. Поляризация может быть ортогональной (горизонтальной или вертикальной), циркулярной (левой или правой) и диагональной (45° или 135°).

В качестве источника света может использоваться светоизлучающий диод или лазер. Свет фильтруется, поляризуется и формируется в виде коротких импульсов малой интенсивности. Поляризация каждого импульса модулируется отправителем произвольным образом в соответствии с одним из четырех перечисленных состояний (горизонтальная, вертикальная, лево- или правоциркулярная).

Получатель измеряет поляризацию фотонов, используя произвольную последовательность базовых состояний (ортогональную или циркулярную).

Получатель открыто сообщает отправителю, какую последовательность базовых состояний он использовал. Отправитель открыто уведомляет получателя о том, какие базовые состояния использованы корректно. Все измерения, выполненные при совпадающих базовых состояниях, отбрасываются. Измерения интерпретируются согласно двоичной схеме: левоциркулярная поляризация или горизонтальная — 0, правоциркулярная или вертикальная — 1. Реализация протокола осложняется присутствием шума, который может вызвать ошибки. Вносимые ошибки могут быть обнаружены и устранены с помощью подсчета четности, при этом один бит из каждого блока отбрасывается. Ш. Беннет [6] в 1991 г. предложил следующий протокол:

1. Отправитель и получатель договариваются о произвольной перестановке битов в строках, чтобы сделать положения ошибок случайными.

2. Строки делятся на блоки размера k (k выбирается так, чтобы вероятность ошибки в блоке была мала).

3. Для каждого блока отправитель и получатель вычисляют четность и открыто оповещают друг друга о полученных результатах. Последний бит каждого блока удаляется.

4. Для каждого блока, где четность оказалась разной, получатель и отправитель проводят итерационный поиск и исправление неверных битов.

Чтобы исключить кратные ошибки, которые могут быть не замечены, операции пунктов 1–4 повторяются для большего значения k .

Для того, чтобы определить, остались ли не обнаруженные ошибки, получатель и отправитель повторяют псевдослучайные проверки:

- получатель и отправитель открыто объявляют о случайном перемещивании позиций половины бит в их строках;
- получатель и отправитель открыто сравнивают четности; если строки отличаются, четности должны не совпадать с вероятностью $1/2$;
- если имеет место отличие, получатель и отправитель используют двоичный поиск и удаление неверных битов;
- если отличий нет, после m итераций получатель и отправитель получают идентичные строки с вероятностью ошибки 2^{-m} .

Простейшая схема реализации однонаправленного канала с квантовым шифрованием показана на рис. 2 (см. третью сторону обложки). Передающая сторона находится слева, а принимающая — справа. Ячейки Поккельса (F. Pockels) служат для импульсной вариации поляризации потока квантов (фотонов) передатчиком и для анализа импульсов поляризации приемником. Передатчик может формировать одно из четырех состояний поляризации (0 , 45 , 90 и 135°). Собственно передаваемые данные по-

ступают в виде управляющих сигналов на эти ячейки. В качестве канала передачи данных может применяться оптическое волокно. В качестве первичного источника света можно использовать и лазер.

На принимающей стороне после ячейки (затвора) Поккельса стоит кальцитовая призма, которая расщепляет пучок на два фотодетектора, измеряющих две ортогональные составляющие поляризации. При формировании передаваемых импульсов квантов приходится решать проблему их интенсивности. Если квантов в импульсе 1000, есть вероятность того, что 100 квантов по пути будет отведено злоумышленником на свой приемник. Анализируя позднее открытые переговоры между передающей и принимающей сторонами, он может получить нужную ему информацию. В идеале число квантов в импульсе должно быть равным единице. Здесь любая попытка отвода части квантов злоумышленником приведет к существенному росту числа ошибок у принимающей стороны. В этом случае принятые данные должны быть отброшены и попытка передачи повторена. Но делая канал более устойчивым к перехвату, мы сталкиваемся с проблемой "темнового" шума (выдача сигнала в отсутствии фотонов на входе) приемника, так как мы вынуждены повышать его чувствительность. Для того чтобы обеспечить надежную транспортировку данных, логическому нулю и единице могут соответствовать определенные последовательности состояний, допускающие коррекцию одинарных и даже кратных ошибок.

Дальнейшего улучшения надежности криптосистемы можно достичь, используя эффект EPR (*Einstein—Podolsky—Rosen*) [7]. Эффект EPR возникает, когда сферически симметричный атом излучает два фотона в противоположных направлениях к двум наблюдателям. Фотоны излучаются с неопределенной поляризацией, но в силу симметрии их поляризации всегда противоположны. Важной особенностью этого эффекта является то, что поляризация фотонов становится известной только после измерения. На основе EPR Экерт предложил криптосхему (схему квантовой криптографии на EPR-парах), которая гарантирует безопасность пересылки и хранения ключа. Отправитель генерирует некоторое число EPR фотонных пар. Один фотон из каждой пары он оставляет для себя, второй посылает своему партнеру. При этом, если эффективность регистрации близка к единице, при получении отправителем значения поляризации 1, его партнер регистрирует значение 0 и наоборот. Ясно, что таким образом партнеры всякий раз, когда требуется, могут получить идентичные псевдослучайные кодовые последовательности. Практически реализация данной схемы проблематична вследствие низкой эффективности регистрации и измерения поляризации одиночного фотона.

Неэффективность регистрации является платой за секретность. Следует учитывать, что при работе в однофотонном режиме возникают чисто квантовые эффекты. При горизонтальной поляризации H и использовании вертикального поляризатора V результат очевиден — фотон не будет зарегистрирован. При 45° поляризации фотона и вертикальном поляризаторе (V) вероятность регистрации 50 %. Именно это обстоятельство и используется в квантовой криптографии. Результаты анализа при передаче двоичных разрядов представлены в таблице. Здесь предполагается, что для передатчика логическому нулю соответствует поляризация V , а единице — $+45^\circ$, для принимающей стороны логическому нулю соответствует поляризация — 45° , а единице — H .

Передаваемый бит	1	0	1	0
Поляризация передачи	$+45^\circ$	V	$+45^\circ$	V
Поляризация приема	-45°	-45°	H	H
Биты кода на приеме	0	0	1	1
Результат приема	—	—	+	—

Понятно, что в первой и четвертой колонке поляризации передачи и приема ортогональны и результат детектирования будет отсутствовать. Во второй и третьей колонках коды двоичных разрядов совпадают и поляризации не ортогональны. По этой причине с вероятностью 50 % может быть позитивный результат в любом из этих случаев (и даже в обоих). В таблице предполагается, что успешное детектирование фотона происходит для случая, показанного в третьей колонке. Именно этот бит становится первым битом общего секретного ключа передатчика и приемника.

Однофотонные состояния поляризации более удобны для передачи данных на большие расстояния по оптическим кабелям [8]. Упрощенная схема реализации алгоритма B92 представлена на рис. 3 (см. третью сторону обложки) [9].

В алгоритме B92 приемник и передатчик создают систему, базирующуюся на интерферометрах Маха—Цендера. Отправитель определяет углы фазового сдвига, соответствующие логическим нулю и единице ($\Phi_A = \pi/2$), а приемник задает свои фазовые сдвиги для логического нуля ($\Phi_B = 3\pi/2$) и единицы ($\Phi_B = \pi$). В данном контексте изменение фазы 2π соответствует изменению длины пути на одну длину волны используемого излучения.

Хотя фотоны ведут себя при детектировании как частицы, они распространяются как волны. Вероятность того, что фотон, посланный отправителем, будет детектирован получателем равна

$$P_D = \cos^2\left(\frac{\Phi_A - \Phi_B}{2}\right) \quad (1)$$

и характеризует интерференцию амплитуд волн, распространяющихся по верхнему и нижнему путям (см. рис. 2). Вероятность регистрации будет

варьироваться от единицы (при нулевой разности фаз) до нуля. Здесь предполагается, что отправитель и получатель используют фазовые сдвиги $(\Phi_A, \Phi_B) = (0, 3\pi/2)$ для нулевых бит и $(\Phi_A, \Phi_B) = (\pi/2, \pi)$ для единичных битов (для алгоритма BB84 используются другие предположения).

Для регистрации одиночных фотонов, помимо ФЭУ, могут использоваться твердотельные лавинные фотодиоды (германиевые и InGaAs). Для понижения уровня шума их следует охлаждать. Эффективность регистрации одиночных фотонов лежит в диапазоне 10...40 %. При этом следует учитывать также довольно высокое поглощение света оптическим волокном (~0,3...3,0 дБ/км). Схема интерферометра с двумя волокнами достаточно нестабильна вследствие разных свойств транспортных волокон и может успешно работать только при малых расстояниях. Лучших характеристик можно достичь, мультиплексируя оба пути фотонов в одно волокно (рис. 4; см. четвертую сторону обложки).

В этом варианте отправитель и получатель имеют идентичные неравноплечные интерферометры Маха—Цендера (красным цветом отмечены зеркала). Разность фаз длинного и короткого путей ΔT много больше времени когерентности светового источника. По этой причине интерференции в пределах малых интерферометров не происходит (Б). Но на выходе интерферометра получателя она возможна (В). Вероятность того, что фотонные амплитуды сложатся (центральный пик выходного сигнала интерферометра В) равна

$$P = \frac{1}{8} [1 + \cos(\Phi_A - \Phi_B)]. \quad (2)$$

Следует заметить, что эта амплитуда сигнала в 4 раза меньше, чем в случае, показанном на рис. 3. Разветвители пучка (полупрозрачные зеркала) могут быть заменены на оптоволоконные объединители (*coupler*). Практические измерения для транспортного кабеля длиной 14 км показали эффективность генерации бита ключа на уровне $2,2 \cdot 10^{-3}$ при частоте ошибок (BER) около 1,2 % [10].

О последних достижениях в области квантовой криптографии

В IBM продолжают фундаментальные исследования в области квантовых вычислений, начатые группой во главе с Чарльзом Беннеттом, который в 1984 г. вместе с Жилем Броссардом предложил простую схему защищенного квантового распределения ключей. Схема получила известность под названием "протокол BB84". О практических достижениях IBM в квантовой криптографии в последние годы известно немного; эти работы ведутся без излишней рекламы.

Особое место занимает созданная на основе Женевского университета компания *GAP (Group of Applied Physics)-Optique*. Компания с европейскими

академическими корнями сохраняет традиции научных публикаций. О том, что квантовая криптография выходит из лабораторного состояния можно судить хотя бы потому, что в 2003 г. о ней пишет и бизнес-пресса (в частности, *New York Times*), и популярные издания (в том числе, *National Geographic*). Под руководством Николаса Гисина *GAP-Optique* совмещает теоретические исследования с практической деятельностью. Компании впервые удалось передать ключ на расстояние 67 км из Женевы в Лозанну, воспользовавшись почти промышленным образцом аппаратуры.

Этот рекорд был побит компанией *Mitsubishi Electric*, которой удалось передать квантовый ключ на расстояние 87 км; скорости еще очень невелики, всего 7,2 бит/с.

Затем появились и новые достижения. Одно из них принадлежит британской группе *Toshiba Research Europe*, о чем ученые сообщили на прошедшей в Балтиморе (США) 1—6 июня "Конференции по лазерам и электрооптике" (*The Conference on Lasers and Electro-Optics — CLEO*). В эксперименте использовалась техника передачи и детектирования единичных фотонов. Новый рекорд дальности удалось поставить благодаря использованию детектора с очень низким уровнем шумов. Детектор представлял собой модуляционно-легированный полевой транзистор на основе арсенида галлия и арсенида алюминия галлия, подверженный действию шумов в значительно меньшей степени, чем другие аналогичные устройства.

Исследования в области квантовой криптографии ведутся и в европейском исследовательском центре *Toshiba Research Europe*, расположенном в Кембридже. Отчасти они спонсируются английским правительством; в них участвуют сотрудники Кембриджского университета и Империял-колледжа в Лондоне. Сейчас им удается передавать фотоны на расстояние до 100 км; есть надежда, что через три года будут выпущены коммерческие продукты.

Первыми пользователями таких систем станут банки и правительственные организации. Второй результат преодоления 100-километрового рубежа дальности опубликовала японская "сборная команда". В данном эксперименте использовалась также техника передачи единичного фотона, детектирование которого осуществлялось посредством интерференции.

После передачи фотона на расстояние более 100 км его видимость составила 80 %, что соответствует надежности квантовой криптографической системы более 90 %.

Компания *MagiQ Technologies* была основана в 1999 г. на средства пула крупных финансовых институтов. Помимо собственных сотрудников с ней сотрудничают научные работники из целого ряда университетов США, Канады, Великобритании и

Германии. До последнего времени вела скрытное существование и заявила о себе после того, как сочла себя готовой к объявлению готовящегося коммерческого продукта, но и после этого ясного представления о нем пока нет. В качестве кодового имени средства для распределения ключей (*quantum key distribution, QKD*) избрано имя племени индейцев навахо — *Navajo*. Известно, что во время Второй мировой войны язык навахо использовался для передачи особо секретных сообщений: лиц, знавших его за пределами Соединенных Штатов попросту не было. *Navajo* способен в реальном времени генерировать и распространять ключи средствами квантовых технологий, он должен обеспечивать защиту от внутренних и внешних злоумышленников. По сообщениям, *Navajo* находится в состоянии бета-тестирования и станет коммерчески доступным в конце года. Вице-президентом компании *MagiQ* является Алексей Трифионов, наш соотечественник, защитивший докторскую диссертацию в Санкт-Петербургском университете в 2000 г.

После формулировки концепции квантовой телепортации она была реализована экспериментально в 1998—2000 г. В экспериментах носителем телепортируемых кубитов являлись фотоны в "запутанных" фотонных парах (ЭПР-пары). Недостатком этих экспериментальных работ была низкая вероятность успешной телепортации — всего 25 %. Разработанные в 2001—2002 гг. усовершенствованные методики позволили увеличить вероятность, но за счет резкого уменьшения эффективности измерений (до 10^{-10}). Основная проблема здесь заключается в том, что для проведения полного измерения белловского состояния фотонов требуется нелинейная оптика, которая и приводит к низкой эффективности, тогда как линейная оптика допускает лишь неполное измерение, следствием чего является маленькая вероятность правильного определения характеристик телепортируемого кубита. Одним из выходов могла бы стать телепортация не кубитов (определенных в конечномерном гильбертовом пространстве), а непрерывных переменных. Однако при этом очень трудно изготовить максимально запутанные состояния (сжатые состояния световых пучков), да вдобавок с ростом расстояния, на которое осуществляется телепортация, резко возрастают потери.

В 2003 г. швейцарскими (*University of Geneva*) и датскими (*University of Aarhus*) физиками была экспериментально реализована телепортация кубитов между двумя лабораториями, удаленными друг от друга на 55 м (рис. 5, см. четвертую сторону обложки). При этом использовался стандартный телекоммуникационный кабель, длина которого (для имитации большого расстояния между пунктами отправления и доставки) составляла 2 км. Кубиты, закодированные в фотоны с длиной волны 1,3 мкм, были телепортированы на фотоны с длиной волны

1,55 мкм. Для этого использовалась линейная оптика, но в отличие от ранних работ кубиты кодировались не в поляризацию фотонов, а в суперпозицию двух "time-bins" (состояний на сфере Пуанкаре с различными компонентами электрического поля в импульсе).

Такой способ кодировки позволяет ослабить влияние эффектов декогеренции на сигнал, передаваемый по оптическим волокнам. Кроме того, были использованы два нелинейных кристалла, необходимые для реализации протоколов квантовой связи между разнесенными в пространстве источниками фотонных пар.

Вероятность успешной телепортации (*fidelity*), определенная после набора большой статистики, составила $(81,2 \pm 2,5) \%$, что на шесть стандартных отклонений превышает максимальное достижимое без запутывания значение 66,7 %. При этом отмечается, что вероятностный характер эффекта квантовой телепортации не препятствует его использованию в квантовой криптографии для реализации так называемых "квантовых реле". Это позволит увеличить длину канала связи до сотен километров.

О квантовом компьютере

Необходимость создания квантовых компьютеров вызвана тем, что они обеспечивают снижение экспоненциальной сложности решения ряда вычислительных задач до полиномиальной. "Секрет" такой эффективности в том, что квантовые компьютеры (по сравнению с классическими вычислительными системами) решают задачи принципиально другими методами, связанными с квантовыми свойствами элементов компьютера. В перспективе квантовые компьютеры смогут обеспечивать скачкообразное уменьшение времени решения ряда специальных сложных задач (дешифрирование данных при передаче закрытой информации, обработка радиотехнической информации в масштабе реального времени для радиолокационных станций слежения и поиска цели и т. д.).

Исследования в области квантовых компьютеров широко развернуты за рубежом. Японская фирма "Toshiba" планирует к 2005 г. разработать квантовый компьютер, содержащий 20...40 элементов (кубитов). Это позволит реально показать преимущества квантового компьютера по отношению к классическому при решении специальных задач.

Квантовый двухуровневый элемент (кубит) в отличие от классического бита может находиться не только в каком-то одном из двух состояний, но и в обоих состояниях одновременно (суперпозиция состояний). Кубит является носителем квантовой информации. Кодирование информации осуществляется последовательностью состояний отдельных кубитов.

Кубит — более общее понятие, чем бит, поскольку допускает кодировать большее количество информа-

ции, а совокупности кубитов (2 и более) способны образовать запутанные суперпозиционные состояния, не существующие в классическом компьютере.

Запутанные состояния обнаруживают квантовые корреляции состояний составляющих систем квантовых структур. При их использовании появляется возможность для передачи (телепортации) неизвестного квантового состояния двухуровневой системы от отправителя *A* к получателю *B* без реального перемещения самой системы.

Явления суперпозиции и запутывания квантовых состояний играют важную роль в квантовых компьютерах. Они являются основой ожидаемых скоростей квантовых вычислений, поскольку позволяют обеспечить квантовый параллелизм обработки информации.

Для реализации кубита предложен целый ряд самых разнообразных физических систем. Рассматривались ионы в электромагнитных ловушках, ядерные спины в магнитном поле, квантовые точки с электронными орбитальными и спиновыми состояниями, сверхпроводниковые структуры и некоторые другие системы.

Независимо от выбранного варианта физических систем, предназначенных для создания квантового компьютера, превосходящего по своим возможностям любой классический компьютер, во всех случаях должны быть выполнены следующие требования:

- выделение и фиксирование в пространстве кубитов, на которые можно в ходе вычислений воздействовать, управляя их эволюцией, и таким образом реализовывать квантовые алгоритмы;
- масштабируемость квантового компьютера (увеличение числа кубитов до порядка $10^3 \dots 10^6$);
- задание кубитов квантового регистра в исходное состояние (процесс инициализации работы квантового компьютера);
- обеспечение помехоустойчивости вычислительных процессов и максимальное подавление эффектов декогерентности квантовых состояний, обусловленных взаимодействием системы кубитов с окружающей средой. Ошибка при выполнении отдельной квантовой операции должна быть менее 10^{-4} ;
- проведение измерения состояний квантовой системы на выходе с высокой надежностью; эта проблема является одной из самых трудных при создании квантового компьютера.

Одним из наиболее прямых способов, позволяющих выполнить указанные требования, является замораживание теплового движения частиц, представляющих кубиты, и изоляция их от макроскопического окружения. Это реализуется с помощью так называемых силовых ловушек для ионов и атомов и лазерными методами их охлаждения. Последние имеют своей целью воспрепятствование "убеганию" ионов и атомов из ловушки.

Другими наиболее естественными кандидатами на роль кубитов являются ядерные спины. Поскольку трудно осуществлять логические операции, обращаясь к отдельным ядерным спинам, был использован наиболее простой подход, в котором логические операции проводятся над большим ансамблем молекул, содержащих ядерные спины. Такой подход к реализации квантовых компьютеров состоит в использовании непарамагнитных органических жидкостей (например, раствора хлороформа $^{13}\text{CHCl}_3$ в дейтерированном ацетоне $(\text{CD}_3)_2\text{CO}$).

Качественно отличный от жидкостного квантового компьютера твердотельный квантовый компьютер может содержать практически неограниченное число ядерных спинов — кубитов. Основой этого варианта квантового компьютера является кремниевая МОП-структура, где в тонкий слой вблизи поверхности изотопа кремния ^{28}Si внедрены донорные атомы изотопа фосфора ^{31}P , замещающие атомы кремния в узлах кристаллической решетки. Ядерные спины донорных атомов в рассматриваемой кремниевой структуре представляются идеальными кандидатами для выбора их в качестве кубитов.

Квантовый компьютер, построенный на квантовых точках, представляет собой искусственно созданные атомоподобные наноструктурные элементы с конечным числом дискретных энергетических уровней, в которых происходит удержание электронов во всех трех измерениях и квантование электронных состояний. Это удержание обычно достигается в полупроводниковых гетероструктурах с помощью электрических затворов или технологии травления в области электронного газа.

Обращение к сверхпроводниковым элементам с целью использования их в качестве кубитов связано с возможностью создания квантового компьютера, управляемого только электрическими импульсами. Кроме того, проявление квантовых свойств в сверхпроводниковых устройствах позволяет создать режим когерентной квантовой динамики, который может быть достигнут на макроскопических элементах, не требующих для своего изготовления высокоточной нанотехнологии.

В квантовом компьютере логические операции проводятся в системе кубитов. Они разбиваются на дискретную совокупность последовательных во времени базисных операций, выполняемых квантовыми вентилями. Каждый квантовый вентиль за фиксированный промежуток времени выполняет преобразование с выделенными кубитами. Одним из основных условий для построения квантового компьютера является наличие универсального набора квантовых вентиляей, с помощью которых может быть выполнено любое преобразование.

Влияние уровня шумов на функционирование квантового компьютера, а также выбор вариантов коррекции возникающих в его работе ошибок определяется следующими двумя основными факторами:

- способом реализации квантовой вычислительной системы (построением ее базовых элементов — кубитов);
- содержанием алгоритма, реализуемого в квантовой вычислительной системе (набором и последовательностью воздействий на кубиты).

Первый фактор определяет степень зависимости функционирования квантового компьютера от внешних условий, а второй обеспечивает реализацию вычислительной схемы в конкретной квантовой системе.

Конкретные виды и требуемая продолжительность импульсного воздействия на кубиты, чувствительность системы к внешним электромагнитным полям и механизмы считывания информации определяют время вычислительного процесса в квантовом компьютере.

Разработки в области квантовых технологий находятся на стадии фундаментальных и поисковых исследований методов их реализации, но имеются примеры создания систем квантовой связи и наблюдается готовность перейти к реализации коммерческих проектов. В России также оживленно обсуждается эта область исследований [11, 12]. Одним из ускоряющих элементов для реализации проектов в этой области является использование нанотехнологий и наноматериалов, а также разработка микро- и наносистемной техники для квантовых систем передачи информации.

Список литературы

1. **Bennett C. H., Bessette F., Brassard G., Salvail L., Smolin J.** Experimental Quantum Cryptography // J. of Cryptography. 1992. N 5. An excellent description of a protocol for quantum key distribution, along with a description of the first working system.
2. **Bennett C. H., Brassard G., Ekert A.** Quantum Cryptography, Scientific American. 1992. July. (www.scitec.auckland.ac.nz/king/Preprints/book/quantcos/aq/qcrypt.htm).
3. www.cyberbeach.net/~jdwyer/quantum_crypto/quantum2.htm
4. www.cs.dartmouth.edu/~jford/crypto.html
5. **Ekert A. K.** Quantum Cryptography Based on Bell's Theorem // Phys. Rev. Lett. 1991. No 67. P. 661.
6. **Howard T.** Quantum Cryptography. 1997. www.cs.man.ac.uk/aig/staff/toby/writing/PCW/qcrypt.htm
7. **Bennett C. H.** Quantum Cryptography Using Any Two Non-Orthogonal States // Phys. Rev. Lett. 1992. N 68. P. 3121.
8. **Franson J. D., Paves H.** Quantum Cryptography Using Optical Fibers // Appl. Optic. 1994. N 33. P. 2949.
9. **Hughes R. J.** et al. Quantum cryptography over 14 km of installed optical fiber. Los Alamos report LA-UR-95-2836, invited paper to appear in Proceeding of "Seventh Rochester Conference on Coherence and Quantum Optics". Rochester, NY, June 1995.
10. **Bennett C. H.** et al. Generalized privacy amplification // IEEE Trans. Inf. Theory. 1995. N 41. P. 1915.
11. **Валиев К. А., Кокин А. А.** Квантовые компьютеры: надежды и реальность. Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", 2001. 352 с.
12. **Kurochkin V. L., Ryabtev I. I., Neizvestny I. G.** Quantum key distribution on polarized single photons // International conference "Micro- and nanoelectronics — 2003", 6—10 October, 2003. Moscow — Zvenigorod, Russia. P. 3—79.

УДК 537.8

В. Д. Фролов, канд. физ.-мат. наук,
Е. В. Заведеев,
С. М. Пименов, канд. физ.-мат. наук,
В. И. Конов, д-р физ.-мат. наук,
 Институт общей физики РАН

МИКРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ ПЛЕНОК НА ОСНОВЕ Ni—C НАНОКОМПОЗИТОВ

Методами сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) исследованы электрические и магнитные свойства тонких (толщиной ~30 нм) пленок Ni—C наноконкомпозитов. Пленки были изготовлены на кремниевых подложках путем совместного напыления никеля и графита и последующего отжига образцов в вакууме при температуре 400 °С, что привело к образованию заполненных никелем углеродных наноконкапсул (размером ~5 нм), равномерно распределенных в теле пленки. Комбинированная сканирующая туннельная/атомно-силовая микроскопия (СТМ/АСМ) полученных пленок была осуществлена с помощью прибора Solver P47. Измерения локального электрического сопротивления образцов выявило периодическую структуру, элементарная ячейка которой состояла из слабо проводящей центральной области и высоко проводящих включений размером 0,5—1 нм по ее периферии. Ячейка имела диаметр порядка 5 нм, и была идентифицирована нами как углеродная наноконкапсула. В ходе магнитно-силовой микроскопии (МСМ) было зарегистрировано фазовое изображение поверхности пленки в виде множества пятен с латеральными размерами 0,2—0,5 мкм, хаотически распределенных по поверхности образца. Данный экспериментальный результат был получен вне зависимости от истории намагничивания, т. е. от того, был ли образец предварительно намагничен в направлении параллельно или перпендикулярно поверхности или же был размагничен. В работе также проанализировано влияние электродинамических сил на точность МСМ-измерений.

Введение

Недавно был синтезирован новый тип наноструктурированных углеродных материалов — тонкие (порядка 30 нм толщиной) пленки Ni—C наноконкомпозита. Данный материал был получен путем совместного напыления никеля и графита на кремниевые подложки с последующим отжигом образцов в вакууме при температурах до 400 °С [1]. Исследования микроструктуры пленок, выполненные с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и дифракционной техники, выявили малые (~5 нм) частицы вещества, равномерно распределенные в теле пленки. Полученные данные позволили заключить, что в случае отжига при 300 °С образуются наночастицы материала Ni₃C, а увеличение температуры отжига до 400 °С приводит к формированию углеродных наноконкапсул, заполненных никелем.

Обнаруженный эффект самоорганизации Ni—С наноконпозитов представляет большой интерес. Согласно результатам макроскопических магнитных измерений такого вещества, кривая намагниченности представляет собой петлю гистерезиса с коэрцитивной силой около 50 Э с насыщением ~ 500 Гс/см³ в магнитных полях ~ 10000 Э [1]. Представляется вполне резонным предположить, что наблюдаемые ферромагнитные свойства образцов связаны именно с наличием в пленках металлических никелевых наночастиц.

Настоящая работа посвящена микроскопическим исследованиям электрических и магнитных свойств пленок, содержащих Ni—С наноконпозиты, методами сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) — сканирующей туннельной микроскопии/спектроскопии (СТМ/СТС) и магнитно-силовой микроскопии (МСМ). Кроме того, в работе затрагивается один из важных аспектов СЗМ — влияние электродинамических сил на точность измерений МСМ.

Методика эксперимента

Эксперименты были выполнены на воздухе с помощью прибора Solver P47 (производство НТ-МДТ, г. Зеленоград). Для проведения СТМ/СТС были применены вольфрамовые зонды с радиусом закругления иглы ≤ 10 нм. Экспериментальные данные, полученные в результате локальных измерений вольт-амперных характеристик (ВАХ) в 64×64 точках кадра сканирования, были использованы для построения распределений сопротивления растеканию тока (СРТ) по тестируемой поверхности. Полученные таким образом изображения поверхности представлены в виде двумерных карт СРТ, снятых при заданном электрическом напряжении между зондом и образцом.

Перед проведением магнитных измерений образцы были намагничены во внешнем поле ≥ 1000 Э, направленном либо параллельно, либо нормально к поверхности пленки, или были размагничены. Для получения карт МСМ использовался двухпроходный режим сканирования кантилевера с кобальтовым покрытием. Во время 1-го прохода определялась топография поверхности пленки. Во 2-м проходе кантилевер приподнимался над поверхностью на выбранную высоту ΔZ и сканировался в неконтактном режиме. При этом интенсивность наведенных полей в заданной точке кадра сканирования определялась по фазовому сдвигу колебаний кантилевера.

Осуществлена также сканирующая Кельвин-микроскопия (СКМ) пленок в 3-проходном режиме. С этой целью 1-й и 3-й проходы были выполнены в условиях, идентичных тем, что применялись, соответственно, в описанных выше 1-м и 2-м проходах, а во время 2-го прохода регистрировались собст-

венно сигналы СКМ. В дополнение в этом же режиме был исследован магнитный носитель информации типа "hard disk". Кроме магнитных кантилеверов с кобальтовым покрытием для проведения СКМ использовались и кантилеверы с покрытием из немагнитного материала — платины. Следует отметить, что все используемые в экспериментах кантилеверы были выбраны с одинаковыми параметрами: коэффициент упругости — 5,5 Н/м, резонансная частота — 150 кГц, радиус закругления иглы ≤ 10 нм.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Картографирование поверхности пленок в СТМ.

Измерение карт рельефа поверхности показало выступы высотой до 10 нм и характерными латеральными размерами порядка 5 нм, хаотически расположенные на поверхности образца. На рис. 1 (см. вторую сторону обложки) приведены сравнительные карты рельефа поверхности (а) и электропроводности (б), снятые в кадре сканирования 22×22 нм (здесь и далее 2-мерные изображения представлены в "серой" палитре: чем больше информационный сигнал, тем выше яркость изображения). Для сравнения на рис. 1, в показано изображение пленки, снятое с помощью ПЭМ [1]. Как видно на рис. 1, распределение электропроводности, полученное в результате измерения СРТ, имеет периодическую структуру, элементарная ячейка которой состоит из слабо проводящей центральной части и периферийной области размерами 0,5—1 нм, содержащей скопление высокопроводящих включений. Данные измерений ВАХ свидетельствуют, что электропроводность этих включений составляет 30—50 нА/В, что на порядок выше, чем электропроводность центра ячейки.

Если сравнить ПЭМ- и СРТ-образы поверхности, можно обнаружить определенное сходство между ними. Изображение пленки в ПЭМ дает средний размер заполненных никелем наноконпозитов ~ 5 нм. Такой же характерный размер имеет ячейка структуры поверхности, представленной в контрасте СРТ, и это позволяет идентифицировать данную ячейку именно как углеродную наноконпозит. Мы полагаем, что проявление наноструктуры пленок при измерениях локальных ВАХ обусловлено исключительно высоким контрастом СРТ-образов данного типа материалов. Можно предположить два наиболее вероятных механизма возникновения такого контраста. Во-первых, по периферии ячейки (в области включений) происходит резкое возрастание тока за счет геометрического фактора усиления электрического поля и/или пониженного потенциального барьера электронов на поверхности графитовых слоев, расположенных на границе наноконпозитов и ориентированных нормально к поверхности образца. Во-вторых, вполне вероятно, что никель в приповерхностных слоях пленки час-

точно окислен, вследствие чего сопротивление растекания центральной части ячейки значительно выше, чем на ее периферии.

Результаты измерений в режиме МСМ. В главном результаты магнитных измерений можно суммировать следующим образом. Для того чтобы обеспечить корректные условия картографирования поверхности пленок, в процессе сканирования необходимо поддерживать зазор ΔZ между магнитным зондом и поверхностью пленки не меньший, чем 10 нм. Указанное значение по существу определяет нижний предел пространственного разрешения магнитных доменов в нашем случае. Вне зависимости от истории намагничивания были зарегистрированы "пятнистые" фазовые образы с характерным размером пятен 0,2–0,5 мкм (рис. 2, карта справа, см. вторую сторону обложки). Внутри такого "пятна" МСМ выявила нерегулярное распределение фазового сигнала, что проиллюстрировано на рис. 3 (карта справа, см. вторую сторону обложки).

Сравнительный анализ распределений фазового сигнала и контактной разности потенциалов. Основная проблема в интерпретации данных МСМ состоит в том, насколько наблюдаемые фазовые образы отражают истинную магнитную структуру исследуемых образцов. Действительно, многие факторы влияют на точность регистрации сигналов МСМ, и электродинамические силы в их числе. Для выяснения этого обстоятельства был проведен сравнительный анализ распределений контактной разности потенциалов зонд — образец и фазового сдвига колебаний кантилевера, полученных в трехпроходном режиме сканирования поверхностей как N—C наноконпозитов, так и магнитного носителя информации типа "hard disk". Было обнаружено, что во всех случаях распределение контактной разности потенциалов по поверхности образцов имело пятнистый вид. В среднем размер пятна составлял порядка 1 мкм. При регистрации фазового сдвига было отмечено, что девиация фазового сигнала не зависела от того, какой тип кантилеверов — магнитный (с кобальтовым покрытием) или немагнитный (с платиновым покрытием) — использовался в процессе измерений данного образца. Этот экспериментальный факт, несомненно, свидетельствует о существенном влиянии электродинамических сил на колебания кантилевера. В принципе, влияние этих сил на ход МСМ можно ослабить, если приложить электрическое напряжение между кантилевером и образцом, равное среднему значению контактного потенциала для тестируемой площади. Мы осуществили такую попытку, но это не принесло заметных улучшений в разрешении фазовых образов. С одной стороны, полученный результат подкрепляет наше убеждение, что в основных деталях наблюдаемые фазовые образы отражают реальную магнитную структуру пленок. С другой стороны,

нельзя быть полностью уверенным в том, что тонкая магнитная структура пленок была воспроизведена без существенных искажений. Таким образом, мы приходим к выводу о необходимости разработки новой измерительной методики МСМ, которая бы включала в себя процедуру автоматической компенсации контактного потенциала в каждой точке кадра сканирования.

Имеется еще один экспериментальный результат СКМ магнитных образцов, который следует особо отметить. Обнаружено, что контактная разность потенциалов, измеренная с помощью магнитного кантилевера как на пленках Ni—C наноконпозита, так и на поверхности магнитного диска, по крайней мере, в 3 раза превышает ее значения в случае использования для этих целей немагнитного кантилевера. Это говорит о том, что измерения контактной разности потенциалов методом СКМ для магнитных материалов имеют свою специфику, которая пока не понята и, следовательно, требует детального экспериментального и теоретического изучения.

Заключение

Новый тип наноструктурированных углеродных материалов — пленка, содержащая заполненные никелем углеродные нанокансулы, — был исследован методами СЗМ. Найдено, что образы поверхности образцов в контрасте СРТ показывают периодическую структуру, ячейка которой диаметром порядка 5 нм наиболее вероятно может быть идентифицирована как углеродная нанокансула. Магнитные свойства пленок были исследованы методом МСМ. Вне зависимости от истории намагничивания фазовые образы пленок имели пятнистый вид с размером пятен 0,2–0,5 мкм. Было обнаружено, что внутри пятна распределение фазового сигнала нерегулярно. Базируясь на проведенном сравнительном анализе данных МСМ и СКМ, мы пришли к выводу, что в основных деталях полученные фазовые образы отражают магнитную структуру пленок. Мы также пришли к заключению, что для улучшения разрешающей способности МСМ необходимо разработать новую трехпроходную измерительную процедуру, включающую автоматическую компенсацию контактной разности потенциалов между зондом и тестируемым образом в каждой точке кадра сканирования.

Работа была поддержана фондом Международного научно-технического сотрудничества (МНТЦ) в рамках проекта № 1400. Мы благодарны д-ру физ.-мат. наук А. Ф. Попкову за полезную дискуссию и ценные замечания о результатах настоящей работы.

Литература

1. Mamezaki O., Adachi H., Tomita S., Fujii M., Hayashi S. Thin Films of Carbon Nanocapsules and Onion-Like Graphitic Particles Prepared by the Cosputtering Method // Jpn. J. Appl. Phys. 2000. V. 39. No 12A. P. 6680–6683.

УДК 621.3

Г. М. Альтшуллер, канд. техн. наук,
В. Л. Вакс, канд. физ.-мат. наук,
К. П. Гайкович, д-р физ.-мат. наук,
Институт физики микроструктур РАН,
Нижний Новгород

СВЧ СКАНИРОВАНИЕ ПОДПОВЕРХНОСТНОЙ СТРУКТУРЫ ЖИВЫХ ТКАНЕЙ*

Получены двумерные изображения подповерхностной структуры живых тканей (грудной клетки) с помощью СВЧ системы на основе электрически малой ближнеполюсной антенны в качестве зонда. Методом двумерного сканирования по поверхности тела измерялся коэффициент отражения на частоте 1110 МГц; данные сохранялись в компьютере и использовались для создания изображения, на котором отчетливо видна структура подповерхностных диэлектрических неоднородностей, связанная со структурой живых тканей.

Введение

В настоящее время известны методы подповерхностной радиометрии, в которых используется частотная зависимость толщины скин-слоя в среде для восстановления подповерхностного профиля температуры по данным многочастотных измерений теплового радиоизлучения. Недавно нами был предложен новый метод подповерхностной температурной диагностики, основанный на зависимости эффективной глубины формирования теплового радиоизлучения от размера электрически малой контактной антенны [1]. Для широкой области приложений, включая медицинские, представляет интерес также диагностики структуры подповерхностных неоднородностей. В данной работе предлагается использовать ту же самую ближнеполюсную антенну, что и в [1], для измерения двумерного изображения коэффициента отражения от тела человека, которое связано с неоднородностью эффективного подповерхностного импеданса и, следовательно, с неоднородностью подповерхностной диэлектрической структуры.

Метод активного подповерхностного СВЧ зондирования

В данной статье представлены результаты применения нового метода визуализации подповерх-

*Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 04-02-16120, и программы Отделения физических наук РАН "Проблемы радиофизики".

ностной структуры живых тканей. Метод основан на двумерном сканировании распределения коэффициента отражения среды с использованием электрически малой ближнеполюсной контактной антенны размером 1 см в качестве зонда. Ближнеполюсная антенна состояла из двух микрополосковых синфазных диполей, соединенных с симметричным микрополосковым согласующим резонатором. Схема измерений представлена на рис. 1.

Принцип измерений основан на изменении эквивалентного импеданса исследуемой среды при перемещении зонда вдоль ее поверхности. Эти измерения связаны с неоднородностями подповерхностной диэлектрической структуры и приводят к вариациям измеряемого коэффициента отражения. Визуализация полученного двумерного распределения коэффициента отражения создает изображение подповерхностных неоднородностей.

На первом этапе исследований измерялся спектр коэффициента отражения для разных типов подповерхностной структуры тканей тела. На рис. 2 представлены примеры спектров коэффициентов отражения таких структур, и можно видеть, что эти структуры имеют различный отклик R в отраженном от антенны сигнале. Это позволяет использовать такие измерения для подповерхностного СВЧ зондирования. Из результатов, представленных на рис. 2, можно сделать вывод, что область частот 1100—1140 МГц, где различия в отражении для разных тканей наиболее выражены, является наиболее подходящей для визуализации подповерхностных неоднородностей. В представленных ниже результатах сканирования использовались измерения на частоте 1110 МГц. Эта частота удобна тем, что в зависимости от типа подповерхностной структуры коэффициент отражения изменяется в широких пределах от практически нулевого значения, что позволяет реализовать наибольший контраст получаемого изображения.

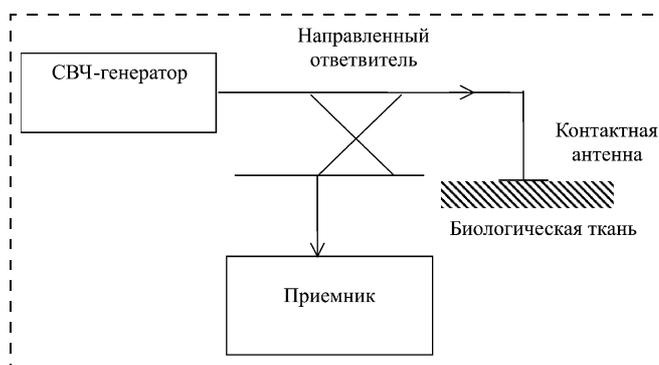


Рис. 1. Схема измерений

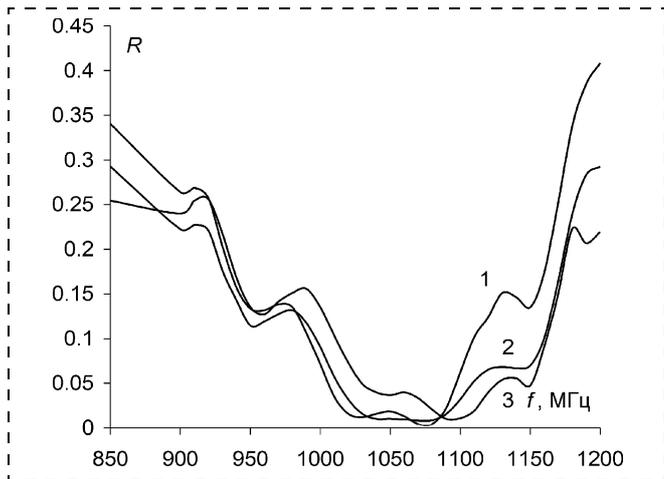


Рис. 2. Спектр отражения живых тканей:
1 — лоб; 2 — бицепсы; 3 — живот

Результаты измерений

На рис. 3—4 представлены результаты СВЧ сканирования грудной клетки. Можно видеть, что отчетливо различимы детали подповерхностной структуры живой ткани. В частности, легко различимы два ребра и неоднородности прилежащих тканей для случаев взрослого мужчины и 15-летнего юноши. Результаты показывают информативность СВЧ метода для диагностики подповерхностной структуры живых тканей.

Развитие метода связано с возможностью использования зависимости эффективной толщины формирования импеданса среды от частоты сигнала и размера приемной антенны. На первом этапе для восстановления подповерхностного профиля можно использовать метод малых возмущений в

приближении плавно-неоднородной среды. Тогда измеряемый коэффициент отражения определяется выражением

$$R(d_{eff}) = \int_{-\infty}^0 \Delta\rho(z) K(z, d_{eff}) dz, \quad (1)$$

где z — глубина; d_{eff} — эффективная глубина формирования сигнала, которая зависит от частоты и размера антенны; $\Delta\rho$ — вариации содержания воды в тканях, от которых наиболее существенно зависят вариации их диэлектрических параметров. Вид передаточной функции K определяется из решения соответствующей электродинамической задачи или из эксперимента.

На рис. 5 представлены результаты такого эксперимента: выполнены измерения коэффициента отражения от участка живой ткани, на котором толщина подкожного жира d плавно возрастала от 1 до 18 мм. Использовались ближнепольные антенны с размером 0,5; 1 и 3 см. Можно видеть, что наблюдаемый перепад коэффициента отражения уменьшается с ростом размера антенны. Видно также, что по мере роста толщины слоя жира антенны перестают чувствовать влияние более глубокого слоя мышечной ткани — наблюдается выход на некоторый постоянный уровень коэффициента отражения, причем толщина жира, при которой наблюдается этот выход, больше для антенн большего размера. Это показывает, что передаточная функция K в (1) для антенн большего размера затухает на большем характерном масштабе, что создает предпосылки для восстановления глубинной структуры тканей из решения (1). Чувствительность измерений к подповерхностной структуре можно видеть по отчетливой реакции коэффициента

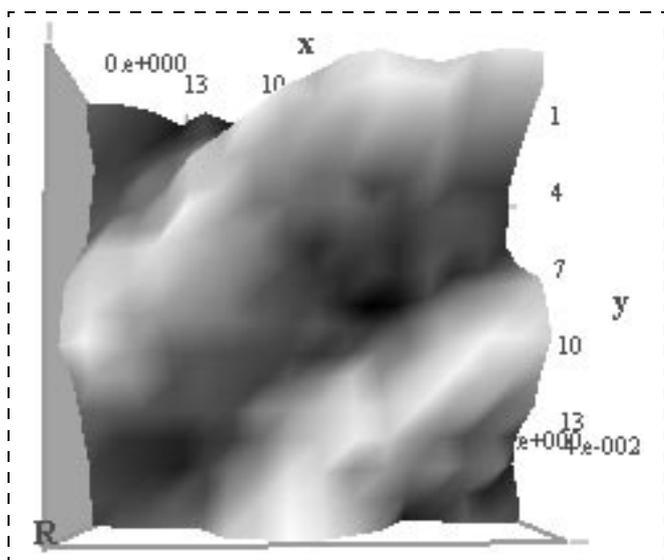


Рис. 3. Изображение участка $8 \times 8 \text{ см}^2$ грудной клетки взрослого мужчины при СВЧ-сканировании

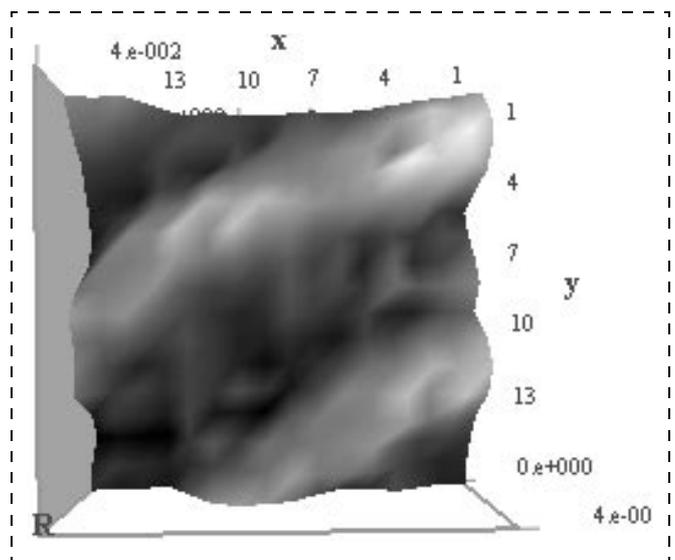


Рис. 4. Изображение участка $8 \times 8 \text{ см}^2$ грудной клетки 15-летнего юноши при СВЧ-сканировании

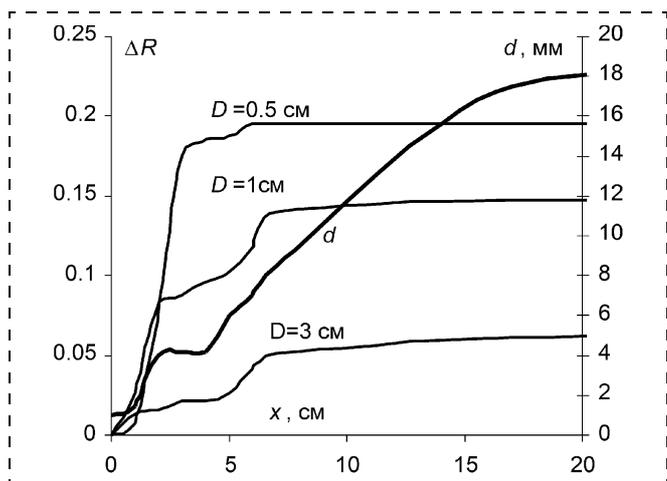


Рис. 5. Зависимость коэффициента отражения для антенн с размером $D = 0,5; 1$ и 3 см от толщины подкожного слоя жира d (жирная линия), измеренные вдоль участка бедра человека

ента отражения для всех трех антенн на нарушение монотонного роста слоя.

Из измерений, аналогичных представленным на рис. 5, можно определить передаточную функцию для уравнения (1) для каждой антенны. Считая, что вариация $\Delta\rho$, связанная с наличием слоя жира, имеет место на интервале $-d < z < z_1$ (z_1 — толщина кожи), из (1) имеем

$$R(d) = \Delta\rho \int_{-d}^{z_1} K(z) dz. \quad (2)$$

Дифференцируя измеренную зависимость $R(d)$, получаем

$$K(z = -d) = -\frac{1}{\Delta\rho} \frac{dR}{dd}. \quad (3)$$

Аппроксимируя $K(z)$ однопараметрической функцией глубины (например, экспонентой, зависящей от параметра d_{eff}), можно получить искомое ядро $K(z, d_{eff})$ для уравнения (1).

Предлагаемый метод может быть особенно эффективен для определения динамики кровенаполнения тканей при лечении методом гипертермии. Эта динамика связана с известным защитным механизмом гомеостаза, при котором происходит увеличение скорости кровообращения, связанное с необходимостью отвода (или подвода) тепла при изменениях температуры живой ткани. В этом случае применимость метода малых возмущений не вызывает сомнений, а относительный характер измерений в одной точке уменьшает погрешность.

Следует отметить проблемы, которые необходимо решить. В первую очередь, это совершенствование процесса измерений в целях их автоматизации и уменьшения погрешности, связанной с вариациями положения контактной антенны. Возможно, следует использовать для этой цели антенные решетки.

Заключение

Представленные результаты позволяют сделать вывод, что развитый метод подповерхностного СВЧ зондирования живых тканей информативен и имеет хорошие перспективы для дальнейшего развития в целях восстановления структуры их подповерхностных неоднородностей. Преимуществом метода по сравнению с рентгеновской диагностикой является тот факт, что он не повреждает исследуемые живые ткани. Метод может быть применен и для других задач подповерхностной диагностики. Отметим, что представленный здесь случай зондирования живых тканей — это не единственный наш результат в этой области.

Аналогичный подход был использован в [2], где сканировались искусственные подповерхностные структуры под слоем диэлектрика, состоящие из диэлектрических полосок, протравленных на металлической пленке, покрывающей другой диэлектрический слой составляли единицы миллиметров. Эти измерения позволили отчетливо различить указанные структуры и определить передаточную функцию антенны; при этом оказалось, что, как и следует из теории, ее характерная ширина близка к размерам самой антенны. Достижимая при этом разрешающая способность так же, как и в представленных в данной работе результатах, оказывается существенно ниже, чем в ближнепольной СВЧ микроскопии поверхности, где высокое разрешение приводит к уменьшению глубины зондирования. Следует отметить, что глубина зондирования является одним из основных преимуществ СВЧ диапазона. Поэтому в наших исследованиях используются антенны большего размера именно для того, чтобы получить необходимую глубину зондирования, но это достигается, конечно, ценой уменьшения разрешения в поперечном направлении.

В отличие от работы [2], в рассмотренном здесь случае мы использовали широкополосную антенну для радиометрических измерений (ширина полосы ~ 150 МГц) вместо узкополосной антенны (15 МГц), использованной в [2]. Это позволит в будущем проводить радиометрические и импедансные измерения с помощью одной и той же антенны, а возможно, осуществлять с ее помощью и контролируемый гипертермический нагрев.

Список литературы

1. Gaikovich K. P., Reznik A. N., Vaks V. L., Yurasova N. V. New effect in near-field thermal emission // Physical Review Letters. 2002. Vol. 88. No 10. P. 104302-1 — 104302-4.
2. Вакс В. Л., Гайкович К. П., Ноздрин Ю. Н., Резник А. Н. Восстановление подповерхностной диэлектрической структуры по СВЧ ближнепольным измерениям // Микросистемная техника. 2003. № 4. С. 18—20.

УДК 621.371:615.47

А. Н. Резник, д-р физ.-мат. наук, Н. В. Юрасова,
Институт физики микроструктур РАН,
Нижний Новгород

ПОДПОВЕРХНОСТНАЯ ТЕРМОМЕТРИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ СРЕД ПО ДАНЫМ БЛИЖНЕПОЛЬНОГО СВЧ ЗОНДИРОВАНИЯ*

Исследованы перспективы применения ближнеполюсного СВЧ зондирования для определения подповерхностной температуры биологических тканей. Получено интегральное уравнение, позволяющее сформулировать обратную задачу определения температурного профиля внутри среды по данным измерения частотного отклика ближнеполюсной системы. Определены параметры измерительного комплекса, позволяющего проводить температурную диагностику среды с точностью $\sim 0,4^\circ\text{C}$ на глубине до 5 см.

Введение

Исследование внутренней температуры биологических сред представляет существенный интерес во многих медицинских приложениях, одно из которых — контроль нагрева тканей в процессе локальной гипертермии. Такой способ лечения раковых опухолей заключается в кратковременном повышении температуры биологической среды до $41\text{--}42^\circ\text{C}$ в области локализации пораженных клеток (см., например, [1]). При этом крайне важно контролировать внутреннее распределение температуры $T(z)$ с высокой точностью, поскольку перегрев разрушает здоровые клетки, а недостаточный нагрев не подавляет, а наоборот, стимулирует рост раковых клеток. Таким образом, определение температурного профиля внутри тела человека является в настоящее время одной из ключевых проблем гипертермии.

Существующие неинвазивные (дистанционные) способы термометрии — радиометрия в ИК и СВЧ диапазонах, а также ЯМР-томография — не получили широкого практического применения в силу ряда значительных недостатков, присущих каждому из этих методов.

В данной работе предложен и исследован новый способ, использующий ближнеполюсное (БП) зондирование сред в СВЧ диапазоне. В настоящее время ближнеполюсная диагностика широко применя-

ется для исследования поверхностных неоднородностей диэлектрической проницаемости [2]. Однако для вертикальной томографии, заключающейся в восстановлении профиля диэлектрической проницаемости $\epsilon(z)$ или температуры $T(z)$, эти методы до сих пор не использовались. В работе также определены параметры измерительной системы, обеспечивающей необходимую чувствительность и точность восстановления температурного профиля биологической среды.

Основным элементом ближнеполюсного локатора (БПЛ) является зонд с размером апертуры D , намного меньшим рабочей длины волны ($D \ll \lambda$). В силу того, что размер D определяет пространственную разрешающую способность устройства, ближнеполюсные локаторы часто называют БП-микроскопами. В настоящее время разрешающая способность таких устройств достигает 1 мкм и менее. Вместе с тем, стремление достичь сверхвысокого разрешения приводит к тому, что одно из важнейших преимуществ СВЧ по сравнению с ИК и оптикой — высокая проникающая способность — оказывается утраченным. В данной работе показано, что глубина ближнеполюсного зондирования d_{eff} определяется размерами апертуры зонда D , его высотой h над поверхностью исследуемой среды, а также рабочей длиной волны λ . При проведении температурной диагностики тела человека пространственное разрешение на поверхности должно быть не хуже $1\text{--}2\text{ см}$, а глубина зондирования — не менее 3 см . Возможность одновременно удовлетворить этим двум требованиям изучена ниже.

Исходной предпосылкой к применению БПЛ для температурной диагностики биологических сред является наша гипотеза о существенной зависимости комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon_1 - i\epsilon_2$ таких сред от температуры. Поскольку в литературе отсутствуют результаты прямых измерений зависимости $\epsilon(T)$, в настоящей работе построена физическая модель диэлектрической проницаемости биологических тканей, подтверждающая сделанное предположение и позволяющая оценить температурную чувствительность предложенного ближнеполюсного метода.

Модель диэлектрической проницаемости биологических тканей

В рамках построенной модели биологическая среда представляется в виде смеси двух компонентов: сухого диэлектрика и воды с проницаемостями ϵ_d и ϵ_w соответственно. Предполагается, что величина ϵ_d постоянна, а ϵ_w является функцией частоты и температуры, причем зависимость $\epsilon_w = \epsilon_w(f, T)$ хорошо известна (см., например, [3]). При расчете диэлектрической проницаемости воды ϵ_w в качестве независимого параметра используется также и

*Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты № 03-02-16086, 03-02-06100.

ее проводимость σ , определяемая, согласно [3], соленостью воды.

Диэлектрическая проницаемость сложной среды ϵ_{eff} может быть найдена с помощью соотношения

$$\left\langle \frac{\epsilon - \epsilon_{eff}}{\epsilon + 2\epsilon_{eff}} \right\rangle = 0, \quad (1)$$

которое следует из уравнения для самосогласованного поля [4] (усреднение в (1) проводится по объему). Для двухкомпонентной среды с объемным содержанием воды ρ имеем:

$$\rho \frac{\epsilon_w(f, T) - \epsilon_{eff}}{\epsilon_w(f, T) + 2\epsilon_{eff}} + (1 - \rho) \frac{\epsilon_d - \epsilon_{eff}}{\epsilon_d + 2\epsilon_{eff}} = 0. \quad (2)$$

Величина ϵ_{eff} находится путем решения алгебраического уравнения (2) (далее будем опускать индекс у диэлектрической проницаемости ϵ_{eff} биологической среды). Свободные параметры модели ϵ_d , ρ , σ выбираются таким образом, чтобы результаты расчета ϵ наилучшим образом соответствовали экспериментальным данным [5] при нормальной температуре $\epsilon(f, T_0 \approx 37^\circ\text{C})$. Для ряда биологических тканей (жира, мышц, кожи и др.) получено достаточно хорошее (в пределах 10 %) совпадение вычисленных спектральных зависимостей $\epsilon(f)$ (2) с экспериментальными данными. Можно полагать, что следующие из (2) зависимости $\epsilon(T)$ также соответствуют реальной ситуации.

Ближнепольное СВЧ зондирование слоисто-неоднородной среды

Схема ближнепольного зондирования показана на рис. 1. Зонд представляет собой СВЧ антенну, размер апертуры которой мал по сравнению с длиной волны: $D \ll \lambda$. Апертура расположена в вакууме на высоте $h \ll \lambda$ от поверхности исследуемого поглощающего полупространства. Диэлектрическая проницаемость среды неоднородна по вертикали: $\epsilon(z) = \epsilon_0 + \Delta\epsilon(z)$ ($\epsilon_0 = \text{const}$ — невозмущенная комплексная проницаемость, а поправка $\Delta\epsilon(z)$ связана с изменением внутреннего профиля температуры $\Delta T(z)$ при нагреве среды).

Изменение диэлектрической проницаемости вблизи апертуры антенны приводит к изменению ее входного импеданса $Z = R + iX$ за счет возмущения окружающего антенну квазистационарного электромагнитного поля. В результате меняется коэффициент отражения Γ излучения от входа антенны, измеряемый с помощью рефлектометра, что и служит источником информации о возмущении проницаемости $\Delta\epsilon$, и температуры ΔT среды в некоторой окрестности зонда. Для повышения чувствительности устройства антенна подключена

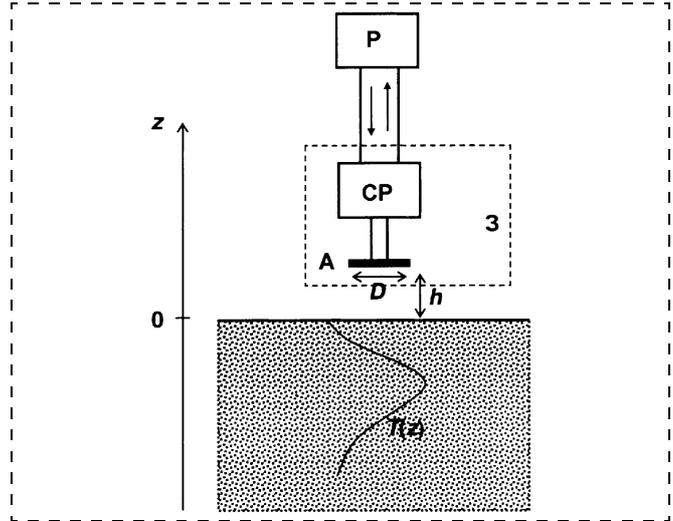


Рис. 1. Схема ближнепольных измерений:

A — антенна; CP — согласующий резонатор; P — рефлектометр; 3 — зонд

к волноводному входу рефлектометра через согласующий резонатор, причем на резонансной частоте f_0 достигается идеальное согласование: $\Gamma(f_0) = 0$. В этом случае откликом на возмущение ϵ будет сдвиг частоты f_0 , а наибольшие вариации $\Delta\Gamma$ будут иметь место в области максимальной крутизны амплитудно-частотной характеристики зонда, т. е. при некотором смещении рабочей точки относительно f_0 . Поскольку антенна и согласующий резонатор конструктивно могут быть выполнены в виде монолитного блока, далее весь этот узел будем называть резонансным зондом.

Для расчета сдвига частоты f_0 , связанного с возмущением $\Delta\epsilon(z)$, мы использовали эквивалентную схему резонансного зонда в виде отрезка двухпроводной линии с волновым сопротивлением Z_1 , нагруженного на одном конце входным импедансом Z и разомкнутого на другом. Система возбуждается с помощью волноводной линии с импедансом Z_0 , в которую отводится и отраженная мощность. В данной схеме отрезок линии играет роль согласующего резонатора. Детальный расчет такой схемы содержится в работе [6], где показано, что согласование достигается при соответствующем выборе длин плеч резонатора между его концами и точкой подключения питающей линии. При условии $\Delta X/X \ll 1$, справедливом для электрически малых антенн, сдвиг резонансной частоты может быть найден по формуле

$$\frac{\delta f}{f_0} = \frac{Z_1}{\pi} \frac{\Delta X}{X^2}, \quad (3)$$

т. е. частотный отклик измерительной системы определяется изменением реактанса ΔX зонда, вы-

званного возмущением диэлектрической проницаемости исследуемой среды. Отметим, что кроме сдвига f_0 искажение АЧХ зонда связано также и с некоторым изменением ширины резонансной кривой. Вместе с тем, в работе [6] показано, что ширина частотной полосы электрически малой антенны определяется главным образом потерями в согласующем резонаторе и слабо зависит от потерь на излучение в окружающее пространство, поэтому изменением добротности зонда мы пренебрегли.

Для определения реактанса антенны использована теорема Пойнтинга для гармонических полей с частотой ω [7]:

$$X = \frac{4\omega}{|I|^2} \int_V \frac{|\mathbf{H}|^2 - \text{Re}(\epsilon)|\mathbf{E}|^2}{16\pi} dV, \quad (4)$$

где I — электрический ток на входных клеммах антенны; \mathbf{E} и \mathbf{H} — электрическое и магнитное поля в окружающем антенну пространстве; ϵ — диэлектрическая проницаемость этого пространства, причем $\epsilon = \epsilon_0 + \Delta\epsilon(z)$ при $z < 0$ и $\epsilon = 1$ при $z > 0$. В результате задача свелась к интегрированию полей от источников, заданных на апертуре антенны, по всему окружающему пространству. Естественно, что определяющую роль в этих интегралах играют квазистационарные поля.

В медицинских приложениях изменение температуры среды, как правило, не превышает $\Delta T \approx 5^\circ\text{C}$, что приводит к малым возмущениям диэлектрической проницаемости среды: $|\Delta\epsilon| \ll |\epsilon_0|$ (оценки, сделанные по развитой выше модели, дали $|\Delta\epsilon|/|\epsilon_0| < 0,05$). В этом случае искомые поля могут быть найдены с помощью теории возмущений по параметру $\Delta\epsilon$. Члены 0-го и 1-го порядков находятся путем решения уравнений Максвелла с заданными сторонними источниками в кусочно-однородной среде с

$$\epsilon = \begin{cases} 1, & z \geq 0; \\ \epsilon_0, & z < 0. \end{cases}$$

Используя функцию Грина данной электродинамической задачи (см., например, [8]) и ограничиваясь первым порядком разложения по $\Delta\epsilon$ при вычислении ΔX в (3), мы получили окончательное решение в виде соотношения

$$\frac{\delta f}{f_0}(D, h, \lambda) = \frac{Z_1 \alpha(\lambda)}{p X_0^2(D, h, \lambda)} \int_{-\infty}^0 \Delta T(z') \times K(z', D, h, \lambda) dz', \quad (5)$$

ядро K которого имеет достаточно громоздкий вид и поэтому здесь не приводится. Отметим только, что при выводе формулы (5) учтено, что $\text{Im}(\Delta\epsilon) \gg \text{Re}(\Delta\epsilon)$ (как показали расчеты, при вариациях температу-

ры различных видов биологических тканей отношение $\text{Re}(\Delta\epsilon)/\text{Im}(\Delta\epsilon)$ не превышает 0,1). Кроме того, мы воспользовались тем, что при малых вариациях температуры $\text{Im}(\Delta\epsilon(z)) = \alpha(\lambda)\Delta T(z)$, где $\alpha(\lambda) = (\partial \text{Im}\epsilon/\partial T)_{T=T_0}$ — температурный градиент биологической среды.

Характеристики устройства ближнеполюсного зондирования

Определим среднеглубинную температуру ΔT_{av} как приращение температуры однородно нагретой среды, обеспечивающее такой же сдвиг частоты, что и неоднородная среда с $\Delta T(z) \neq \text{const}$. При таком определении из формулы (5) следует, что

$$\Delta T_{av}(D, h, \lambda) = \int_{-\infty}^0 \Delta T(z') \tilde{K}(z', D, h, \lambda) dz', \quad (6)$$

где $\tilde{K}(z)$ — нормированное ядро, т. е. $\tilde{K}(z) = K(z)/\int_{-\infty}^0 K(z) dz$.

Соотношение (6) является исходным уравнением для постановки обратной задачи определения температурного профиля среды $\Delta T(z)$ по данным измерения средней температуры ΔT_{av} с помощью калибровки БП-термометра. В процессе калибровки измеряется частотный сдвиг δf_0 при однородном нагреве среды от начальной температуры T_0 до некоторого уровня $T_0 + \Delta T_0$. Величина $\Delta T_0/\delta f_0$ определяет масштабный коэффициент, который затем используется для перехода к ΔT_{av} при измерении δf в неоднородной среде. Естественно, что для калибровки нужно либо использовать саму исследуемую среду, либо подбирать эталон с близкими диэлектрическими свойствами, поскольку параметры α , X_0 и функция $K(z)$ в (5) зависят от ϵ .

Для оценки эффективной глубины зондирования среды определим параметр

$$d_{eff} = \left| \int_{-\infty}^0 z' \tilde{K}(z') dz' \right|, \quad (7)$$

представляющий собой характерный масштаб интегрирования температуры по глубине. Характер зависимости d_{eff} от D и λ при $h = 0$ показан на рис. 2. Расчеты выполнены согласно (7), электрическое и магнитное поля на апертуре антенны аппроксимировались функцией $H_a(r) = E_a(r) = E_0 \exp(-4r^2/D^2)$. В качестве исследуемой среды здесь и далее взята жировая ткань при $T_0 = 37^\circ\text{C}$. На рис. 2 видно, что при фиксированной λ изменение глубины зондирования в зависимости от D происходит в пределах $0 \leq d_{eff} < d_{sk}$, где $d_{sk}(\lambda)$ — глубина скин-слоя. Кро-

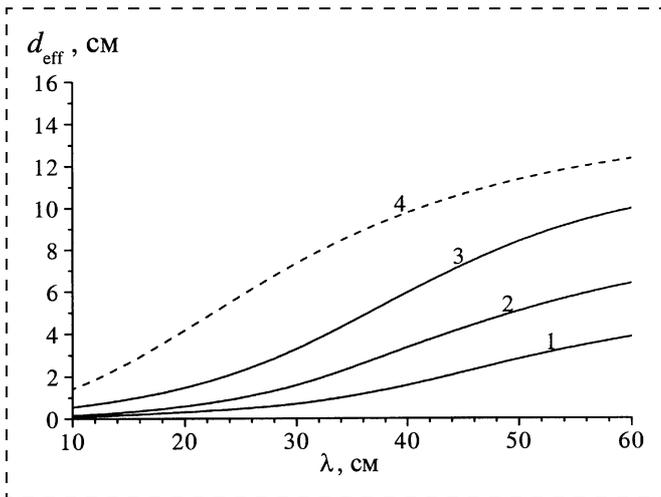


Рис. 2. Эффективная глубина зондирования среды d_{eff} в зависимости от длины волны λ для различных значений размера зонда D . Кривая 1 соответствует $D = 0,5$ см; 2 — $D = 1$ см; 3 — $D = 3$ см; 4 — функция $d_{sk}(\lambda)$

ме того, для жировой ткани уже при достаточно малом размере антенны ($D \approx 1 \div 1,5$ см), определяющем разрешение системы в горизонтальной плоскости, мы получили значительные глубины зондирования, достигающие $d_{eff} \approx 3 \div 5$ см (см. рис. 2), что свидетельствует о перспективности применения БПЛ в задачах медицинской диагностики.

Возможности измерительной системы по глубине зондирования оказываются ограниченными предельной чувствительностью рефлектометра к вариациям коэффициента отражения зонда. Этот вывод подтверждается расчетами, результаты которых показаны на рис. 3, где приведен отклик δf_T на изменение температуры $\Delta T = 1$ °C = const как функция размера антенны D при нескольких значениях λ . Полученные результаты демонстрируют монотонное убывание отклика δf_T с уменьшением D/λ и позволяют оценить температурную чувствительность БПЛ. Изменение коэффициента отражения δ_Γ зонда, вызванное сдвигом его резонансной частоты f_0 , определяется формулой

$$\delta_\Gamma = \delta\Gamma_f \delta f_T \delta T, \quad (8)$$

где δT — температурная чувствительность устройства; δf_T — частотный отклик БПЛ при $\Delta T = 1$ °C = const; $\delta\Gamma_f$ — крутизна резонансной кривой зонда на рабочей частоте f . Для лоренцевской формы кривой частотного отклика крутизна максимальна, если значение f сдвинуто относительно f_0 на полуширину линии. В этом случае $\delta\Gamma_f = Q/(2f)$, где Q — добротность зонда. В дециметровом диапазоне волн добротность варьирует в широких пределах $50 < Q < 5000$. Крайние значения Q реализуются для зондов, согласующие устройства которых выполнены в виде полосковых и объемных резонато-

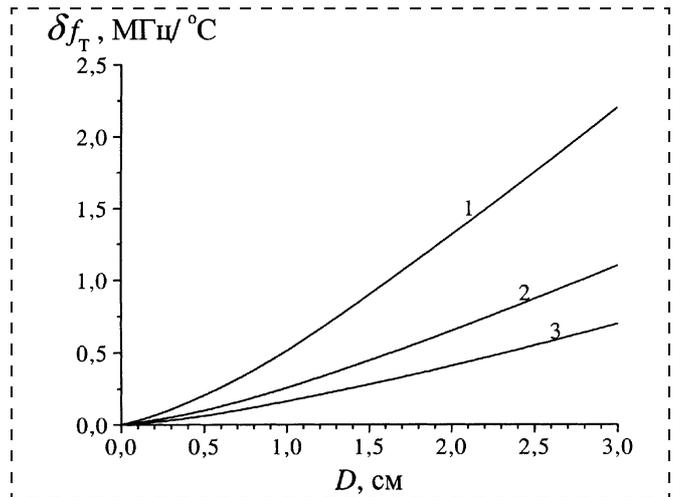


Рис. 3. Отклик резонансной системы на изменение температуры $\Delta T = 1$ °C в зависимости от размера антенны D : 1 — $\lambda = 15$ см; 2 — $\lambda = 25$ см; 3 — $\lambda = 35$ см

ров соответственно. Поскольку конструкции на основе полосковых резонаторов представляются более привлекательными в силу их компактности, будем ориентироваться в оценках на $Q = 50$, несмотря на то, что чувствительность в этом случае оказывается наименьшей. Для температурной диагностики биологических сред необходимо иметь чувствительность БПЛ-термометра не хуже $\delta T \approx 0,1$ °C. Тогда, выбирая параметры зонда D, λ таким образом, чтобы температурный отклик оказывался не менее $\delta f_T \approx 0,5$ МГц/°C, получим для $f \approx 1$ ГГц оценку необходимой чувствительности рефлектометра к вариациям коэффициента отражения: $\delta_\Gamma \geq 10^{-3}$. Поскольку достижение такой чувствительности на практике не представляет серьезной проблемы (напомним, что речь идет об относительных измерениях $\Delta\Gamma$), можно считать, что при $\delta f_T > 0,5$ МГц/°C уровень температурной чувствительности БПЛ $\delta T \approx 0,1$ °C заведомо будет достигнут. Используя результаты расчетов параметра δf_T , в таблице мы приводим характеристики системы БПЛ, которая при зондировании жировой ткани перекрывает диапазон глубин $0,5$ см $< d_{eff} < 5$ см и при этом будет обладать необходимой температурной чувствительностью.

Восстановление температурных профилей

Относительно искомого профиля $\Delta T(z)$ соотношение (6) представляет собой уравнение Фредгольма 1-го рода, решение которого является некорректно поставленной обратной задачей [9]. Представим профиль $\Delta T(z)$ в виде функции

$$\Delta T(z) = \exp(-z) \sum_{n=0}^{\infty} a_n z^n \quad (9)$$

с неизвестными коэффициентами a_n , которые могут быть найдены по данным измерений левой части (6) в N дискретных точках, отвечающих различным масштабам d_{eff} .

Результаты компьютерного моделирования восстановления показаны на рис. 4. Исходный профиль температуры задавался функцией с максимумом на глубине $z_{max} = 2,5$ см и перепадом $\Delta T_{max} = 5$ °С, которая представляется нам типичной для локальной гипертермии. При вычислении "экспериментальных" данных мы исходили из требования, чтобы N зондов равномерно перекрывали диапазон глубин $0 \leq z \leq z_{max} \approx 5$ см. Параметры D , λ нескольких таких зондов приведены в таблице ($h = 0$). Расчеты экспериментальных значений ΔT_{av}^n ($n = 1, 2, \dots, N$) выполнены по формуле (6), причем к вычисленным значениям добавлена случайная "погрешность измерений", полученная с помощью генератора случайных чисел с гауссовским распределением вероятности, нулевым средним и заданным стандартным отклонением δ_T . На рис. 4 видно, что при значениях параметров $N = 5$, $\delta_T = 0,1$ °С восстановленный профиль температуры соответствует исходному со средним отклонением, не превышающим $0,4$ °С во всем рассматриваемом диапазоне глубин. Описанная процедура восстановления повторялась несколько раз для различных реализаций случайной погрешности. Во всех случаях полученные результаты оказались аналогичными представленным на рис. 4. Таким образом, приведенные значения N , δ_T вместе с параметрами D , λ из таблицы можно рассматривать как требования к измерительной системе, обеспечивающей точность восстановления профиля тем-

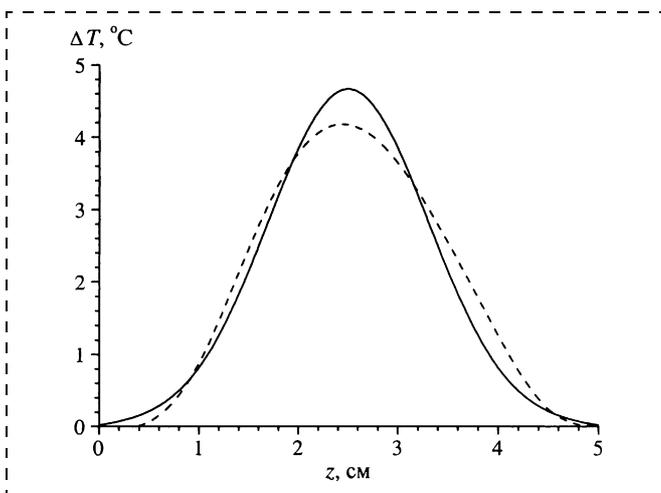


Рис. 4. Результаты компьютерного моделирования восстановления при $N = 5$, $\delta_T = 0,1$ °С: сплошная линия — исходный профиль $\Delta T(z)$, штриховая линия — восстановленный профиль. Средняя по z ошибка восстановления не превышает $0,4$ °С

Характеристики ближнеполюсного локатора

D , см	λ , см	d_{eff} , см	δT , МГц/°С
3	35	5	0,7
2,5	32	3	0,6
2	30	2	0,5
1,5	20	1	0,6
1	15	0,5	0,5

пературы $\sim 0,4$ °С. Определение этих параметров и является главной целью компьютерного моделирования, предшествующего постановке эксперимента. Для восстановления $\Delta T(z)$ могут быть использованы и более сложные процедуры, например, метод обобщенной невязки Тихонова [9], хорошо зарекомендовавший себя в обратных задачах типа (6).

Заключение

В данной статье обоснована возможность поверхностного зондирования поглощающих сред с помощью ближнеполюсной локации в СВЧ диапазоне. Мы продемонстрировали применимость метода к задаче температурной диагностики биологической среды, что имеет важное практическое значение в медицинской диагностике (в частности, для контроля внутренней температуры тканей в процессе гипертермии). Нами рассмотрена простейшая задача о диагностике диэлектрически однородного в исходном состоянии полупространства со слабым одномерным возмущением ϵ в процессе нагрева. Дальнейшее обобщение развитой теории целесообразно на случай среды, сильно неоднородной как в исходном, так и в возмущенном состояниях, каковой и является тело человека.

Список литературы

1. Christensen D. and Durney C. Hyperthermia Production for Cancer Therapy: A Review of Fundamentals and Methods // Journal of Microwave Power. 1981. V. 16. N 2. P. 89—105.
2. Rosner B. T. and van der Weide D. W. High-frequency near-field microscopy // Review of Scientific Instruments. 2002. V. 73. N 7. P. 2505—2525.
3. Klein L. A. and Swift C. T. An Improved Model for the Dielectric Constant of Sea Water at Microwave Frequencies // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1977. V. 25. N 1. P. 104—110.
4. Петров Ю. И. Физика малых частиц. М.: Наука, 1982. 359 с.
5. Gabriel S., Lau R. W., and Gabriel C. The dielectric properties of biological tissues. Measurements in the frequency range 10 Hz to 20 GHz // Physics, Medicine and Biology. 1996. V. 41. N 11. P. 2251—2269.
6. Климов А. Ю., Красильник З. Ф., Резник А. Н. и др. Миниатюрная высокотемпературная сверхпроводящая антенна СВЧ диапазона // Сверхпроводимость: физика, химия, техника. 1993. Т. 6. № 11—12. С. 2150—2159.
7. Марков Г. Т., Сазонов Д. М. Антенны. М.: Энергия, 1975. 528 с.
8. Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. М.: Изд. АН СССР, 1961. 546 с.
9. Тихонов А. Н., Гончарский А. В., Степанов В. В., Ягола А. Г. Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. М.: Наука, 1983. 200 с.

В этом номере мы продолжаем публикацию аннотационных отчетов, полученных в инициативных научных проектах в области математики, информатики, механики, химии и физики и поддержанных РФФИ по итогам конкурса 1998 г. Данные по исполнителям проектов можно найти в "Информационном бюллетене РФФИ" № 6 за 1998 г. <http://intra.rfbr.ru>

АННОТАЦИОННЫЕ ОТЧЕТЫ ПО ТЕМАМ РФФИ

Экспериментальное исследование кинетики и глубины превращения графита в алмаз при различных режимах динамического сжатия методами интерферометрии и измерения электропроводности

Номер проекта: 98-02-17693

Год представления отчета: 2001

Было проведено экспериментальное исследование электропроводности разных форм графита в условиях динамического нагружения. Это позволило обнаружить влияние степени кристаллографической ориентации исследуемых образцов на кинетику и глубину превращения графит—алмаз. Установлено, что минимальное время фазового превращения неориентированного поликристаллического (НП) графита высокой плотности увеличивается в несколько раз относительно времени превращения высокоориентированного пиролитического (ВП) графита. Время перехода зависит от амплитуды первой волны и составляет 50—70 нс. Обнаружено изменение регистрируемого удельного электросопротивления при фазовом превращении. Предположено, что это связано с разным механизмом полиморфного превращения разных исходных форм графита. В условиях нарастания давления многократного сжатия зафиксировано аномальное изменение электропроводности графита, связанное с явлением перколяции и аналогичное поведению электросопротивления проводящих композитов в условиях ударного сжатия. В мегабарном диапазоне давлений проведены измерения удельной электропроводности алмазных поликристаллических пленок толщиной 400 мкм и зафиксированы значения удельных сопротивлений от 5000 до 300 Ом·см, имеющие неравновесный характер. Оработана методика измерения скорости контактной границы образец — оконный материал с использованием лазерного интерферометра. В качестве модельного объекта исследования был выбран монокристалл NaCl, который нагружался в кристаллографическом направлении [100]. При давлении 30 ГПа, превышающем начало полиморфного фазового перехода В1—В2, зарегистрирована двухволновая конфигурация. С использованием данной методики проведены эксперименты по регистрации двухволновой конфигурации в ВП

гексагональном графите и измерено время перехода графит—алмаз, равное 10—15 нс.

Исследование задачи дифракции оптического излучения на звуковых волнах с резким изменением фазы и создание на этой основе адаптивных методов спектрального анализа оптического излучения

Номер проекта: 98-02-17134

Год представления отчета: 1999

Впервые поставлена и решена задача о дифракции оптического излучения в кристаллах на акустических волнах с неоднородным в пространстве и во времени фазовым распределением. Показано, что вариация параметров звуковой волны позволяет управлять формой окна пропускания, в частности, его шириной и площадью. Показано также, что при использовании фазочувствительных методов фоторегистрации спектральная зависимость отклика фотодетектора пропорциональна дифференциальным характеристикам спектра. В частности, при периодической вариации фазы отклик на частоте вариации пропорционален первой производной спектра на длине волны, определяемой периодом звуковой волны. Это свойство дает прямой метод определения дифференциальных характеристик спектра в отдельных точках (без сканирования участка спектра). В совокупности с другим свойством спектрально-селективного элемента на основе акустооптического взаимодействия (быстрым произвольным доступом в любую точку спектра) это позволило разработать принципиально новые методы измерения и анализа спектральных характеристик. Данные методы основаны на вариации множества анализируемых точек спектра в зависимости как от априорной информации об изучаемом спектре, так и от информации, получаемой непосредственно в ходе измерения. Разработанные методы обеспечивают высокую скорость анализа и адаптивность процедуры измерения к свойствам регистрируемого спектра.

CONTENTS

Kostsov E. G., Baginsky I. L., Bukhanets D. I., Kasheev E. L.
Electrostatic motor for High-Speed Micromechanics Devices 2

The investigation of a planar step petal micromotor was carried out aimed to its possible applications in high-speed micromechanical devices (microsecond range). It was shown that the characteristics reached for this motor: high-speed action — up to tens microseconds, low control voltages — tens volt, high spatial resolution — the steps up to 10 nm allow one to apply them in precision micromechanical devices, including positioners.

Skalon A. I. *Development Principles of Construction Micromechanical Sensors of Primary Information an Integral Balancing with Usage Optoelectronic and Electromagnetic Elements* 7

The problems of development new type microminiature and micromechanical sensors of primary information (SPI) for measurement of mechanical values are esteemed. SPI are work in a dynamic behaviour and constructed on the basis of electromechanical systems of a compensatory type. The engineering solutions mirror the concept of construction SPI, working in a mode of self-oscillations. A feature of these solutions is usage new for micromechanical and microminiature SPI of optoelectronic and electromagnetic elements. The physical analogs, skeleton diagrams and mathematical models are designed. The design techniques and manufacturing of elements sensors with allowance for features of master schedules are reviewed, which one will be used at creation micromechanical and microminiature SPI.

Shahtsukov A. G., Zagidulin Yu. S. *The Modeling of the Transient Enhanced Diffusion Process in Ion-Implanted Layers* 12

In ion-implanted layers under post implantation annealing the redistribution of introduced admixture occurs as a result of transient enhanced diffusions (TED). The theoretical model of TED factors has been presented of prior implantation admixture taking into account unequal distribution of radiation defects and their recombination according the time for thermal and photon annealing. The method of calculation of admixture redistribution has been presented in the case of coordination-time dependency of diffusion factor. The process TED has been modulated by the example of formation of real alloyed layers, having been used in the production of electronic techniques devices. The good accordance of accounting and experimental data has been shown.

Afanas'ev A. M., Chuev M. A., Medvedev P. G., Pustovoi V. I.
On Limiting Resolution of Apodized Diffraction Filters 17

The way of abrupt enhancement of resolution of optical and ultra-sound diffraction filters is found. A realization of the method is based on choosing the corresponding apodizing functions. The results supplies wide perspectives for substantial increasing in the resolution of optical spectrometers, improvement of characteristics of mobile devices and denseness of connection channels, as well as they should be taken into account in the prognostication of developments in the corresponding technical fields.

Sinjutin S. A. *The Intellectual Generator for Registration of the Infrequent Events* 21

The different variants of the generators with the built-in electronics for the fixing of the infrequent events — impulse speeding up (impacts) are considered.

Bakhtizin R. Z., Wu K.-H., Xue Q.-Z., Xue Q.-K., Nagao T., Sakurai T. *Scanning Tunneling Microscopy Study of Ag Film Initial Stages Growth on a GaN(0001) Surface* 26

Ag adsorption and the initial stages of Ag film growth on a gallium-rich GaN(0001) surface have been studied using STM under ultra-high vacuum condition. It has been shown a drastic change of the Ag growth mode on the bulk-terminated GaN(0001) surface, from a Stranski-Krastanov growth at low flux (0.8 ML/min), to a novel layer-by-layer growth at a higher flux (1 ML/sec). Based on this finding we show a new approach for obtaining flat epitaxial Ag film on the GaN(0001) surface at room temperature, by applying high Ag flux rate to suppress the atom diffusion. We also report the first observation of a novel unreconstructed Ag-terminated GaN(0001)-1 × 1 and explain its structural model.

Valiev K. A., Bocharov L. Ju., Maltsev P. P., Troitsky I. I.
Quantum Technology is the New Aspects of Nanotechnology 30

The basis foreign plans in the area of quantum technology which one may to estimate as the new step of the nanotechnology development are considered and some achievements in this area reduced; and also the examples of the quantum cryptography are described.

Frolov V. D., Zavedeev E. V., Pimenov S. M., Konov V. I.
Micropscopic Properties of Thin Films on the Base of Ni—C nanocomposites 36

The work reports on Scanning Probe Microscopy (SPM) of electrical and magnetic properties of thin (~30 nm in thickness) Ni—C nanocomposite films. The films were prepared on Si substrates by cosputtering Ni and graphite, and subsequent thermal annealing in vacuum at 400 °C that led to a self-assembly of Ni-filled carbon nanocapsules (~5 nm in size) uniformly dispersed in the film.

Altshuller G. M., Vaks V. L., Gaikovich K. P. *Microwave Subsurface Imaging of Subsurface Structure of Living Tissues* 39

The microwave 2D images of the subsurface structure of living tissues (of the human thorax) have been obtained using a near-field small-aperture antenna as a probe. The microwave reflection at the frequency 1110 MHz has been measured by 2D scanning over the body surface by a registering device, stored in a computer and used to produce an image, where subsurface dielectric inhomogeneities are clearly seen.

Reznik A. N., Yurasova N. V. *Subsurface Thermometry of Biological Tissues by Means of Near-Field Microwave Sounding* 42

We have studied prospects of microwave near-field sounding as applied to subsurface temperature diagnostics of biological tissues. An integral relation has been obtained which is a basis for inverse problem. Measuring frequency response of the near-field system allows retrieval of the inner temperature profiles. An antenna complex providing the temperature diagnostics to within 0.4 °C at a depth of 5 cm inside the tissue has been developed.

For foreign subscribers:

Joint-stock company MK-Periodica. E-mail: info@periodicals.ru; Tel.: +7(095) 284-5008. Fax: +7(095) 281-3798

The journal bought since november 1999.

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

ISSN 1684-6419.

Address is: 4, Stromynsky Lane, Moscow, 107076, Russia. Tel./Fax: +7(095) 269-5510.

E-mail: it@novtex.ru; <http://www.microsystems.ru>

Адрес редакции журнала: 107076, Москва, Стромьинский пер., 4. Телефон редакции журнала (095) 269-5510. E-mail: it@novtex.ru

Журнал зарегистрирован в Государственном Комитете Российской Федерации по печати. Свидетельство о регистрации № 018929 от 10.06.99.

Дизайнер Т.Н. Погорелова. Технический редактор И.С. Павлова. Корректор М. Г. Джавадян

Сдано в набор 30.01.2004. Подписано в печать 10.03.2004. Формат 60×88 1/8. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 5,88. Усл. кр.-отт. 7,84. Уч.-изд. л. 7,24. Заказ 480. Цена договорная

Отпечатано в Подольской типографии ГУП ЧПК, 142110, г. Подольск, ул. Кирова, 25