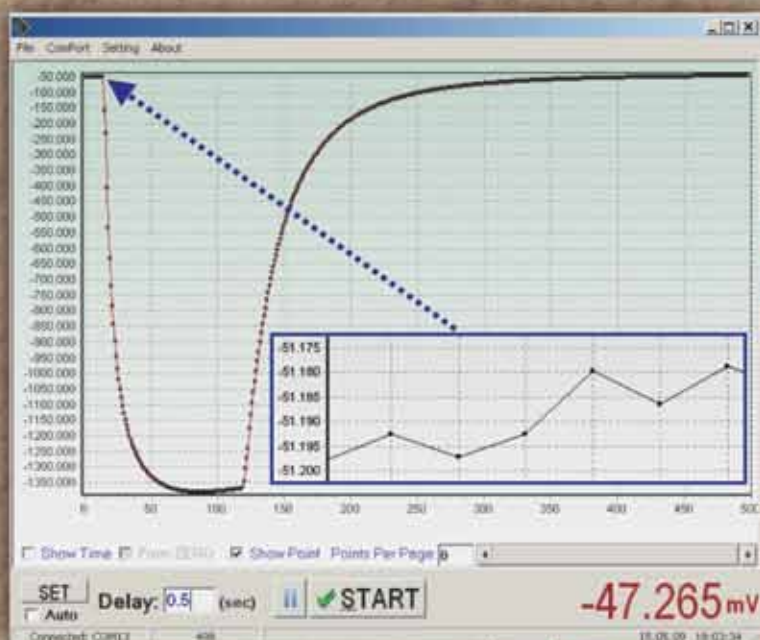


ТЕХНОЛОГИЯ И КОНСТРУИРОВАНИЕ В ЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЕ



К статье «Дифференциальный
термометр с высокой разрешающей способностью»

6(84) 2009

ОДИНАДЦАТАЯ
МЕЖДУНАРОДНАЯ
НАУЧНО-ПРАКТИЧЕСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ



СОВРЕМЕННЫЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

24—28 мая 2010 года
Украина, г. Одесса

Реквизиты для связи
e-mail <tkea@optima.com.ua>
тел. +38 (048) 728-49-46,
728-18-50.

- Информационные технологии и системы искусственного интеллекта
- Компьютерные системы и сети
- Радиотехнические, телекоммуникационные и телевизионные системы
- Проектирование, конструирование, производство и контроль электронных средств
- Функциональная электроника. Микро- и нанотехнологии
- Проблемы экологического мониторинга и биомедицинские электронные технологии



НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ «ТЕХНОЛОГИЯ И КОНСТРУИРОВАНИЕ В ЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЕ»

Выходит один раз в 2 месяца

Регистрационный номер КВ 13418-2302ПР

Зарегистрирован в ВАК Украины по разделам «Физико-математические науки», «Технические науки»
Реферируется в УРЖ «Джерело» (г. Киев) и в реферативном журнале ВИНТИ (г. Москва)

ПОДПИСКА НА ЖУРНАЛ

В Украине Отделения связи. «Каталог изданий Украины». Индекс 23785.
Подписное агентство «Идея», www.idea.com.ua. Индекс 11146.
Подписное агентство «KSS», www.kss.kiev.ua. Индекс 20363.
В России Отделения связи. Каталог «Газеты и журналы». Индекс 71141.
В Белоруссии Отделения связи. Каталог «Издания стран СНГ». Индекс 71141.
В редакции «ТКЭА» можно подписаться с любого номера.

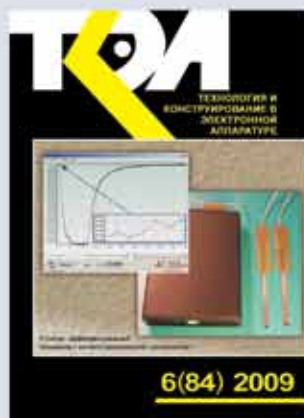
Адрес редакции: Украина, 65044, г. Одесса, а/я 17.

E-mail: tkea@optima.com.ua, web-сайт: www.tkea.com.ua,
тел. +38 (048) 728-18-50, 728-11-89,
тел./факс 728-49-46.

Редакция: Е. А. Тихонова, А. А. Ефименко, Н. М. Колганова,
М. Г. Микулинская, М. С. Назарова.

Техническая редакция, дизайн: Е. И. Корещкая.

Компьютерное обеспечение: П. В. Назаров.



Формат 60×84 1/8. Печать офсетная.

Печ. л. 7,5+1,0. Уч.-изд. л. 10,3. Тираж 500 экз. Заказ № 11.

Издательство «Политехперіодика»
(65044, г. Одесса-44, а/я 17).

Отпечатано в типографии издательства «ART-V»
(65091, г. Одесса, ул. Комитетская, 24а).

СОДЕРЖАНИЕ

ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР

К.т.н. В. М. Чмиль

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

К.т.н. Н. М. Вакив (г. Львов)
Д.т.н. В. Н. Годованюк (г. Черновцы)
К.т.н. А. А. Даикковский (г. Киев)
Н. В. Кончиц (г. Киев)
Д.т.н. В. П. Малахов (г. Одесса)
Д.ф.-м.н. В. Ф. Мачулин (г. Киев)
Д.т.н. М. К. Можар (г. Киев)
В. А. Проценко (г. Киев)
Е. А. Тихонова (г. Одесса)

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Д.т.н. С. Г. Антошук (г. Одесса)
Д.т.н. А. А. Ащеулов (г. Черновцы)
Д.т.н. В. В. Баранов (г. Минск)
К.т.н. Э. Н. Глушеченко,
зам. гл. редактора (г. Киев)
Д.т.н. В. В. Данилов (г. Донецк)
Д.т.н. В. Т. Дейнега (г. Одесса)
Д.ф.-м.н. В. А. Дроздов (г. Одесса)
К.т.н. И. Н. Еримичой,
зам. гл. редактора (г. Одесса)
К.т.н. А. А. Ефименко,
ответственный секретарь (г. Одесса)
Д.ф.-м.н. Д. В. Корбутяк (г. Киев)
Д.т.н. С. Ю. Лузин (г. С.-Петербург)
К.т.н. И. Л. Михеева (г. Киев)
Д.т.н. Ю. Е. Николаенко (г. Киев)
Д.ф.-м.н. В. В. Новиков (г. Одесса)
К.ф.-м.н. А. В. Рыбка (г. Харьков)
К.т.н. В. В. Рюхтин (г. Черновцы)
Д.ф.-м.н. М. И. Самойлович (г. Москва)
Д.т.н. В. С. Ситников (г. Одесса)
Д.х.н. В. Н. Томашик (г. Киев)
Д.ф.-м.н. О. И. Шпотюк (г. Львов)

УЧРЕДИТЕЛИ

Министерство промышленной политики
Украины
Институт физики полупроводников
им. В. Е. Лашкарёва
Научно-производственное
предприятие «Сатурн»
Одесский национальный
политехнический университет
Издательство "Политехперіодика"

Одобрено к печати Ученым советом ОНПУ
(Протокол № 3 от 24.11 2009 г.)

Новые компоненты для электронной аппаратуры

Матричные кремниевые микрокатоды для автоэмиссионных дисплеев. *Дружинин А. А., Голота В. И., Когут И. Т., Ховерко Ю. М.* 3

Электронные средства: исследования, разработки

Метод расчета сопротивления электродов тонкопленочного резистора. *Спирин В. Г.* 9

Биомедицинская электроника

Устройство сбора биометрической информации с использованием тензотранзисторных датчиков. *Жильцов В. В., Костенко В. Л.* 15

Сенсоэлектроника

Дифференциальный термометр с высокой разрешающей способностью. *Готра З. Ю., Голяка Р. Л., Павлов С. В., Куленко С. С., Манус О. В.* 19

Радиоволновые датчики дымовых газов ТЭС. *Иванова Е. П., Радченко В. Ф., Ханамиров А. Е., Хрюнов А. В.* 24

Функциональная микро- и нанoeлектроника

Многофункциональная гомопереходная арсенид-галлиевая *n-p-t*-структура. *Каримов А. В., Ёдгорова Д. М., Абдулхаев О. А., Гиясова Ф. А., Назаров Ж. Т.* 31

Влияние термического окисления на анизотропию электропроводности и фотопроводимости наноструктурированного кремния. *Форш П. А., Форш Е. А., Мартышов М. Н., Тимошенко В. Ю., Кашикаров П. К.* 35

Повышение зонной избирательности электромагнитных кристаллов. *Назарько А. И., Тимофеева Ю. Ф., Нелин Е. А., Попсуй В. И.* 38

Технологические процессы и оборудование

Закономерности формирования пучка ионов низкой энергии при помощи односеточной ионно-оптической системы. *Дудин С. В., Рафальский Д. В.* 42

Особенности плазмохимического травления торцов кремниевых пластин для фотоэлектрических преобразователей. *Федорович О. А., Кругленко М. П., Полозов Б. П.* 46

Материалы электроники

Адсорбционно-кинетическая модель осаждения пленок поликристаллического кремния, легированных фосфором в процессе роста. *Наливайко О. Ю., Турцевич А. С.* 50

Математические модели формирования химической связи твердых растворов $CdSb-ZnSb$. *Ащеулов А. А., Гуцул И. В., Маник О. Н., Маник Т. О.* 56

Рекомендации авторам по подготовке рукописи 60

Библиография

Новые книги 14, 41, 55

В портфеле редакции 18

Выставки. Конференции 2-я, 3-я, 4-я стр. обл.

ЗМІСТ

Нові компоненти для електронної апаратури

Матричні кремнієві мікрокатоди для автоемісійних дисплеїв. Дружинін А. О., Голота В. І., Козут І. Т., Ховерко Ю. М. (3)

Електронні засоби: дослідження, розробки

Метод розрахунку опору електродів тонкоплівкового резистора. Спирін В. Г. (9)

Біомедична електроніка

Пристрій збору біометричної інформації з використанням тензотранзисторних датчиків. Жильцов В. В., Костенко В. Л. (15)

Сенсоелектроніка

Диференціальний термометр з високою роздільною здатністю. Готра З. Ю., Голяка Р. Л., Павлов С. В., Куленко С. С., Манус О. В. (19)

Радіохвильові датчики димових газів ТЕС. Іванова К. П., Радченко В. Ф., Ханаміров О. Є., Хрюнов А. В. (24)

Функціональна мікро- та наноелектроніка

Багатофункціональна гомоперехідна арсенід-галієва $n-p-m$ -структура. Карімов А. В., Йодгорова Д. М., Абдулхаєв О. А., Гіасова Ф. А., Назаров Ж. Т. (31)

Вплив термічного окислення на анізотропію електропровідності і фотопровідності наноструктурованого кремнію. Форш П. А., Форш К. О., Мартишов М. М., Тимошенко В. Ю., Каїшкарів П. К. (35)

Підвищення зонної вибірності електромагнітних кристалів. Назарько А. І., Тимофєєва Ю. Ф., Нелін Є. А., Попсуй В. І. (38)

Технологічні процеси та обладнання

Закономірності формування пучка іонів низької енергії за допомогою односітчастої іонно-оптичної системи. Дудін С. В., Рафальський Д. В. (42)

Особливості плазмохімічного травлення торців кремнієвих пластин для фотоелектричних перетворювачів. Федорович О. А., Кругленко М. П., Полозов Б. П. (46)

Матеріали електроніки

Адсорбційно-кінетична модель осадування плівок полікристалічного кремнію, легованих фосфором в процесі зростання. Налівайко О. Ю., Турцевич А. С. (50)

Математичні моделі формування хімічного зв'язку твердих розчинів $CdSb-ZnSb$. Ащєулов А. А., Гуцул І. В., Маник О. М., Маник Т. О. (56)

CONTENT

New components for the electronic equipment

Matrix silicon microcathodes for field emission displays. Druzhynin A. A., Golota V. I., Kogut I. T., Khoverko Yu. M. (3)

Electronic means: investigations, development

Method of calculation of thin-film resistor electrode's impedance. Spirin V. G. (9)

Biomedical electronics

The biometric information gathering device with use of tensotransistor sensors. Zhiltsov V. V., Kostenko V. L. (15)

Sensoelectronics

High resolution differential thermometer. Gotra Z. Yu., Holiyaka R. L., Pavlov S. V., Kulenko S. S., Manus O. V. (19)

The radiowave sensors of thermal power stations flue-gas. Ivanova P. E., Radchenko V. F., Khanamirov A. E., Khryunov A. V. (24)

Functional micro- and nanoelectronics

Multifunctional homojunction gallium arsenide $n-p-m$ -structure. Karimov A. V., Yodgorova D. M., Abdulkhaev O. A., Giasova F. A., Nazarov J. T. (31)

Effect of thermal annealing on an anisotropy of electroconductivity and photoconductivity of nanostructured silicon. Forsh P. A., Forsh E. A., Martyshov M. N., Timoshenko V. Yu., Kashkarov P. K. (35)

Improvement of band selectivity of electromagnetic crystals. Nazarko A. I., Timofeeva J. F., Nelin E. A., Popsuj V. I. (38)

Technological processes and equipment

Principles of low energy ion beam formation in single-grid ion optical system. Dudin S. V., Rafalskyi D. V. (42)

Peculiarity of plasmachemical etching of silicon plate edges of photoelectric converters. Fedorovich O. A., Kruglenko M. P., Polozov B. P. (46)

Materials of electronics

The adsorptive-kinetic model of in-situ phosphorus doped film polysilicon deposition process. Nalivaiko O. Yu., Turtsevich A. S. (50)

Mathematical models for chemical bonds forming of $CdSb-ZnSb$ solid solutions. Ashcheulov A. A., Gutsul I. V., Manyk O. N., Manyk T. O. (56)

Д. т. н. А. А. ДРУЖИНИН, к. т. н. В. И. ГОЛОТА,
к. т. н. И. Т. КОГУТ, к. т. н. Ю. М. ХОВЕРКО

Украина, г. Львов, НУ «Львовская политехника»
E-mail: druzh@polynet.lviv.ua

Дата поступления в редакцию
27.07 2009 г.

Оппонент Л. Ф. КОВАЛЕНКО
(НИИ «Гелий», г. Винница)

МАТРИЧНЫЕ КРЕМНИЕВЫЕ МИКРОКАТОДЫ ДЛЯ АВТОЭМИССИОННЫХ ДИСПЛЕЕВ

Проведен обзор существующих и перспективных типов плоских дисплеев. Предложены матричные кремниевые микрокатоды для автоэмиссионных дисплеев, разработана последовательность базовых операций их изготовления.

Автоэмиссионные дисплеи имеют ряд существенных преимуществ по сравнению с существующими плоскими дисплеями, особенно в бортовых устройствах и комплексах. Однако время их жизни значительно меньше, чем требуется для устройств отображения информации (не менее 60 тыс. часов), что ограничивает область их применения. Критическими элементами, определяющими время жизни автоэмиссионных дисплеев, являются эмиссионные элементы. Поэтому исследования по разработке новых материалов и конструкций эмиссионных элементов являются актуальными.

В работе рассмотрена возможность использования в качестве эмиссионных элементов матричных кремниевых микрокатодов, сформированных на пластине «кремний-на-изоляторе» (КНИ).

Обзор существующих типов дисплеев

Информационные дисплеи являются связующим звеном между пользователем и электронными системами. Наибольшее распространение имели дисплеи с электронно-лучевыми трубками, на смену которым пришли плоские жидкокристаллические и газоразрядные дисплеи.

В жидкокристаллических (ЖК) дисплеях используется явление поляризации светового потока [1]. ЖК-экран образован матрицей ячеек с жидкими кристаллами (цианофенила), расположенной между двумя прозрачными электродами и двумя поляризационными фильтрами, плоскости которых перпендикулярны. На поверхности электродов, которые контактируют с жидкими кристаллами, имеются продольные параллельные канавки для задания начальной ориентации молекул. Направление канавок выбирается так, чтобы на поверхности обоих электродов они были взаимоперпендикулярны, поэтому молекулы в отсутствие электрического поля выстраиваются в винтовую структуру. Такая структура поворачивает плоскость поляризации, и свет проходит через нее без потерь. При приложении напряжения к электродам

молекулы выстраиваются вдоль поля, что нарушает винтовую структуру и приводит к непрозрачности ячейки.

Для увеличения угла обзора и уменьшения времени отклика ЖК-дисплеев разработаны специальные технологии: IPS (in-plane-switching), VA (vertical alignment), DSTN (double super twist nematic), α -Si, poly-Si TFT (amorphous, poly-Silicon thin film transistor). В активно-матричной TFT-технологии используются коммутационные тонкопленочные транзисторы, которые управляют состоянием субпикселей.

ЖК-дисплеи имеют небольшой вес и толщину, в них отсутствует мерцание экрана, однако они имеют также и ряд принципиальных недостатков: четкое изображение можно получить только при штатной разрешающей способности, малы цветная палитра, точность цветопередачи и скорость смены изображений, контраст зависит от угла обзора.

В газоразрядных (ГР) дисплеях используется явление электрического разряда в газе, которое сопровождается свечением люминофора [1]. ГР-экран представляет собой матрицу ячеек, наполненных неоном или ксеноном, которая размещена между прозрачным электродом на внешней стороне и адресными электродами на внутренней стороне экрана. При приложении высокого напряжения к электродам в ячейках образуется и перемещается плазма, излучающая ультрафиолетовые лучи, которые попадают на люминофор и инициируют его видимое свечение. Люминофоры излучают один из основных цветов: красный, зеленый или синий.

При создании ГР-дисплеев возникает ряд проблем. Первая из них — это размер и количество пикселей. Один пиксел состоит из трех субпикселей размерами 200×200×100 мкм. На газоразрядном экране с разрешающей способностью 1280×768 пикселей необходимо разместить до 3 млн. субпикселей. Другая проблема в том, что передний электрод должен быть прозрачным. С этой целью используется оксид индий-олова. Однако при протекании большого тока на сопротивлении проводников падает напряжение, что уменьшает и искажает сигнал. Поэтому необходимо добавлять промежуточные соединительные проводники из хрома, который непрозрачен.

Возможной альтернативой ЖК- и ГР-дисплеям в недалеком будущем могут стать дисплеи с органи-

ческими светоизлучающими диодами (OLED) [2], поверхностно-проводящие электронно-эмитирующие дисплеи (SED) и автоэмиссионные дисплеи (FED) [3—5].

В дисплее с органическими светоизлучающими диодами (ОСД) матрица пикселей образована многослойной тонкопленочной структурой на основе полимеров [2]. Полимеры наносятся рядами и столбцами на подложку. Полученные на пересечениях рядов и столбцов пиксели при прохождении через них тока могут излучать свет разных цветов. Важным преимуществом ОСД-дисплеев по сравнению с жидкокристаллическими является отсутствие подсветки со стороны подложки. Поэтому ОСД-дисплеи потребляют значительно меньше энергии и также могут быть гибкими. Основная проблема ОСД-дисплеев заключается в том, что «синие» светоизлучающие диоды имеют значительно меньшее время жизни по сравнению с красными и зелеными. Время жизни «синих» диодов составляет 14 тыс. часов, что значительно меньше времени жизни ЖК- и ГР-дисплеев, которое составляет примерно 60 тыс. часов.

В эмиссионных дисплеях используются микрокатоды разных конструкций. В зависимости от расположения микроанода и модулирующего электрода относительно анода их разделяют на вертикальные (с прямым и обратным расположением модулятора) и латеральные (катод и модулятор параллельны друг другу и перпендикулярны плоскости анода) [3]. У вертикальных микрокатодов с прямым расположением модулятора (катод–модулятор–анод) почти все электроны попадают в анодную плоскость (за исключением токов утечки). В латеральных микрокатадах только 1—3% электронов попадает в анодную плоскость. К вертикальным относятся микрокатоды Спиндта с вертикально расположенными нанотрубочками, полученные методом нанопечати. К латеральным относятся микрокатоды конструкций «металл–изолятор–металл», поверхностно-проводящие электронно-эмитирующие, электронно-баллистические [4].

Поверхностно-проводящие электронно-эмитирующие (ППЭЭ) дисплеи имеют матрицу пикселей, которая размещена между двумя стеклянными пластинами в вакууме с давлением остаточных газов

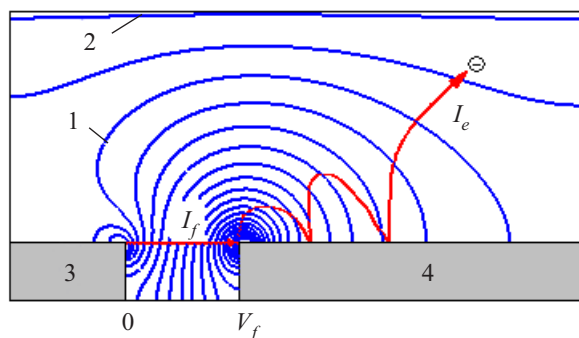


Рис. 1. ППЭЭ-дисплей:

1 — эквипотенциальные линии; 2 — высоковольтный анод с нанесенным люминофором; 3 — заземленный электрод; 4 — низковольтный электрод

10^{-6} торр [5]. На внешнюю пластину нанесена пленка прозрачного анода и люминофор, как показано на рис. 1.

На внутренней пластине сформированы эмиттеры электронов. Эмиттер представляет собой два металлических электрода 3 и 4 с щелью между ними размером в десятки нанометров. К электроду 4 прикладывается напряжение, необходимое для эмиссии электронов. Плотность эмиссионного тока в щели I_f описывается уравнением Фаулера–Нордгейма. Эмитированные электроны захватываются электрическим полем электрода 4, ударяются в него и поглощаются с выделением тепла или рассеиваются. При этом возможен процесс многократного рассеивания электронов. Рассеянные электроны захватываются электрическим полем анода и ускоряются по направлению к соответствующей области с люминофором, инициируя излучение красного, зеленого или синего света.

Для понижения напряжения на электроде 3 (рис. 1) уменьшают размер щели (рис. 2) до 5 нм путем парохимического осаждения графита с одновременной электрической активацией эмиттера. Основным недостатком ППЭЭ-дисплеев является сложная технология получения наноразмерной щели, а также небольшое число электронов, которые попадают на анод с нанесенным люминофором (соотношение токов $I_e/I_f=0,03$).

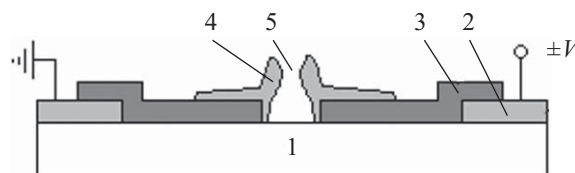


Рис. 2. Эмиссионные электроды с уменьшенной щелью: 1 — подложка; 2 — Pt-электрод; 3 — PdO-пленка; 4 — графитовая пленка; 5 — щель

Автоэмиссионные (АЭ) дисплеи объединяют технологию дисплеев с электронно-лучевыми трубками (катод–анод–люминофор) с ячейистой конструкцией ЖК-дисплеев [6]. В АЭ-дисплеях матрица автоэмиссионных микрокатодов с электродами располагается на внутренней подложке. На внешней стеклянной пластине нанесены прозрачные анодные и люминофорные элементы. При значениях напряжения на электродах, которые создают напряженность поля на остриях микрокатодов в интервале $(2—5) \cdot 10^7$ В/см, начинается автоэмиссия электронов. Эмитированные электроны ускоряются в вакуумном пространстве и ударяются в красный, зеленый или синий люминофор. Управление микрокатадами осуществляется с помощью матрично-адресной схемы.

АЭ-дисплеи имеют ряд преимуществ по сравнению с другими типами дисплеев: безынерционность, вибрационную стойкость, отсутствие подсветки, высокий уровень контраста, рабочий диапазон температуры от -40 до $+70^\circ\text{C}$. Поскольку свет излучается каждым пикселом по отдельности, потребление энергии зависит от отображаемой на дисплее информации. Люминофор располагается на верхней панели пиксельной ячейки, что увеличивает угол обзора до

160°. Дисплеи могут работать по стандарту HDTV, т. к. их разрешение 1920×1080. Однако они имеют и существенные недостатки: нестабильную автоэмиссию, небольшое время жизни. Так как дисплеи изготавливаются по технологиям вакуумной и полупроводниковой микроэлектроники, нужна прочная конструкция экрана с вакуумом в междуэлектродном пространстве не менее 10^{-6} торр. Кроме того, необходимы материалы, стойкие к распылению при бомбардировке ионами в вакууме.

Структура пиксельных ячеек АЭ-дисплеев

В зависимости от величины анодного напряжения разработаны конструкции высоко- и низковольтных АЭ-дисплеев. Структура пиксельных ячеек таких АЭ-дисплеев показана на рис. 3. Высоковольтные дисплеи имеют анодное напряжение в интервале 5—10 кВ и используют люминофоры группы фосфоров P22 с ZnS:Ag, Cl (синий), ZnS:Cu, Au, Cl (зеленый), Y₂O₃S:Eu (красный), как и в дисплеях с электронно-лучевыми трубками [7, 8]. Люминофоры располагаются в светопоглощающей матрице, что устраняет взаимное подсвечивание. Прочность конструкции с междуэлектродным вакуумным пространством обеспечивается прозрачными диэлектрическими подпорками [9]. Для предотвращения электрического пробоя подпорок их высоту увеличивают до 1 мм (рис. 3, а), однако при этом уменьшается разрешающая способность, т. к.

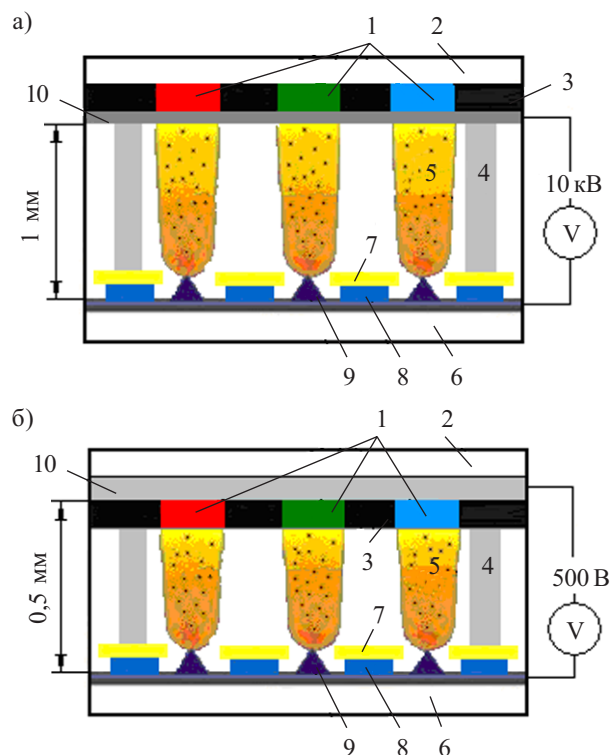


Рис. 3. Структура пиксельной ячейки высоковольтного (а) и низковольтного (б) АЭ-дисплеев:

1 — люминофор (красный, зеленый, синий); 2 — стекло; 3 — светопоглощающая матрица; 4 — подпорка-изолятор; 5 — пучок эмитированных электронов; 6 — подложка; 7 — модулирующий (экстракционный) электрод; 8 — подэлектродный изолятор; 9 — микрокатод; 10 — слой алюминия (а) или прозрачный слой оксида InSn (б)

увеличивается размер области в анодной плоскости, экспонируемой электронным пучком 5. Тонкий слой алюминия 10 отражает свет люминофоров, который излучается внутрь дисплея.

В низковольтных АЭ-дисплеях (рис. 3, б) анодное напряжение не превышает 500 В, поэтому в качестве люминофоров используются низковольтные фосфоры, например YAG:Eu (красный), YAG:Tb (зеленый), Y₂SiO₅:Ce (синий), где YAG — иттрий-алюминиевый гранат [10, 11]. Так как электроны имеют небольшую энергию, алюминиевый слой с внутренней стороны люминофоров удален, а прозрачный и проводящий слой оксида индий-олова расположен с внешней стороны люминофоров. Оксид индий-олова имеет меньшую проводимость по сравнению с алюминием, поэтому в люминофорах собирается заряд, который уменьшает их время жизни. Низковольтные люминофоры менее эффективны, т. к. часть низкоэнергетических электронов рекомбинирует в поверхностных слоях без излучения света.

Материалы для микрокатодов АЭ-дисплеев

Детальный обзор материалов для разных элементов АЭ-дисплеев сделан в [12, 13]. Основными элементами, определяющими время жизни АЭ-дисплеев, являются автоэмиссионные микрокатоды, которые должны обеспечивать плотность тока 10—100 мА/см² для яркого свечения люминофоров. Микрокатоды сначала изготавливали из молибдена [14], потом стали использовать полупроводники, алмаз, гафний, гексаборид лантана и другие материалы с небольшим значением работы выхода электрона. Для увеличения стабильности автоэмиссии и времени жизни микрокатодов разрабатываются алмазоподобные углероды, композитные, тонкопленочные, графеновые, нанотрубочные и другие наноразмерные материалы [13].

Однако использование указанных материалов не решает полностью проблемы стабилизации эмиссии и значительного увеличения времени жизни микрокатодов. Стабильную автоэмиссию микрокатодов получают при последовательном их соединении с диодами и МОП-транзисторами [15], а для увеличения времени жизни исследуются возможности замены микрокатодов матрицами нанотрубок [16], нанопоясов [17], наноигловок [18], нанопроволоки и нитевидных кристаллов [19]. Одним из перспективных материалов для нанокатодов являются нитевидные кристаллы кремния [20], т. к. технология их изготовления совместима с КМОП-технологией.

Нитевидные кристаллы кремния получают парожидкостным выращиванием [21, 22], химическим осаждением из паровой фазы, молекулярно-лучевой эпитаксией [23], электронно-лучевым быстрым тепловым отжигом [24]. Фотография кремниевых нитевидных кристаллов, выращенных на кремниевой подложке с ориентацией <111> методом молекулярно-лучевой эпитаксии, полученная сканирующим электронным микроскопом, показана на рис. 4. В качестве «затравок» использованы кластеры золота, кристаллы выращены при температуре 525°C за 120 мин.

Наиболее простым методом получения нитевидных кристаллов на поверхности кремния является

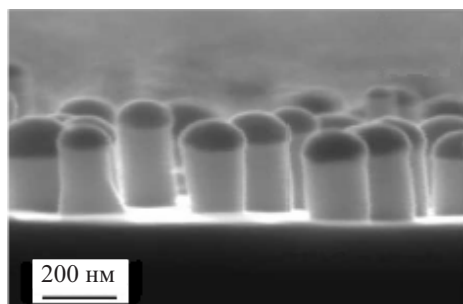


Рис. 4. Кремниевые нитевидные кристаллы, полученные электронно-лучевой эпитаксией

электронно-лучевой быстрый тепловой отжиг. При комнатной температуре на поверхности кремниевой пластины образуется естественный слой оксида кремния толщиной 2,5 нм. При низких парциальных давлениях O_2 и высокой температуре происходит процесс термической деоксидации слоя SiO_2 за счет двух реакций: $2Si + O_2 \rightarrow 2SiO$ и $Si + SiO_2 \rightarrow 2SiO$ [25]. Первая реакция происходит при взаимодействии мобильных мономеров кремния с молекулами кислорода. В результате стравливается кремний и образуется газ SiO , при улетучивании которого через слой оксида кремния образуются наноразмерные поры. В результате второй реакции стравливается и кремний, и оксид, при этом формируются новые поры и расширяются существующие по всей поверхности пластины.

Кинетика образования и расширения пор является важной частью первого механизма роста наноразмерных нитевидных кристаллов на освобожденной от оксида поверхности кремния. Для диффузии мобильных мономеров кремния на идеальной поверхности $Si(100)$ как вдоль, так и поперек рядов димеров нужна энергия активации меньше 1 эВ. Диффузионные атомы кремния образуются как при нагреве, так и в процессе электронно-стимулированной десорбции. При энергии активации 0,7 эВ атомы кремния перемещаются вверх по ступенькам атомных слоев, формируя нитевидные кристаллы, а при энергии 1,1 эВ — перемещаются вниз, увеличивая размеры наноразмерных островков [26]. Изменяя температуру отжига, можно управлять энергией активации. При большей температуре отжига вырастают большие наноразмерные островки, однако плотность их расположения на поверхности меньше.

Другим механизмом роста наноразмерных нитевидных кристаллов является ступенчатое понижение температуры после отжига. При быстром охлаждении концентрация адатомов превышает концентрацию насыщения, что приводит к плотному ядрообразованию и малым размерам ядер. При медленном охлаждении происходит разреженное ядрообразование, но с ядрами больших размеров. На рис. 5 показана полученная на атомно-силовом микроскопе [26] фотография участка (размером 4×2 мкм) подложки $Si(111)$ p -типа проводимости с кремниевыми нитевидными кристаллами. Кристаллы высотой 12—21 нм выращены при температуре отжига $1100^\circ C$, продолжительности 3 с и скорости охлаждения $4^\circ C/s$. Получена плотность наноструктур 30 мкм^{-2} .

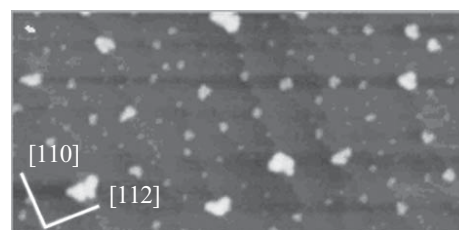


Рис. 5. Кремниевые нитевидные кристаллы, полученные электронно-лучевым быстрым тепловым отжигом

Существенным недостатком кремниевых нитевидных кристаллов является нерегулярность их расположения на поверхности пластины, а также недостаточная высота, что приводит к быстрому разрушению наноструктур под воздействием внешних факторов.

Значительно большее время жизни, порядка тысяч часов в вакууме с давлением остаточных газов около 10^{-6} торр, имеют пучки углеродных волокон, полученных пиролизом полиакрилонитрильных нитей. Такие нити помещают в стеклянный капилляр (рис. 6) и для улучшения автоэмиссионных характеристик обрабатывают плазмохимическим травлением [27, 28].

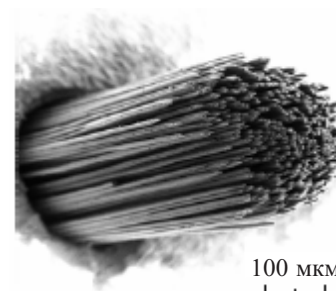


Рис. 6. Автоэмиссионный микрокатод, образованный пучком углеродных волокон

Автоэмиссионный ток 200—500 мкА получен у катода на основе пучка (300—400 шт.) углеродных волокон диаметром около 7 мкм. Такие микрокатоды являются перспективными для использования в АЭ-дисплеях, т. к. они соразмерны по площади с субпикселями. Однако отбор волокон необходимой длины и помещение их заданного количества в капилляры для сотен тысяч микрокатодов, а также несовместимость их изготовления с КМОП-технологией является существенным недостатком.

Изготовление матриц кремниевых микрокатодов

Одним из способов увеличения продолжительности жизни микрокатодов является увеличение их количества при заданном токе автоэмиссии. Микрокатоде, изготовленные изотропным травлением кремниевой пластины, имеют высокую повторяемость геометрических размеров и электрофизических характеристик, поэтому их можно использовать в качестве эмиссионных элементов АЭ-дисплеев. При изготовлении таких микрокатодов на КНИ-пластине их можно разделить на изолированные матрицы необходи-

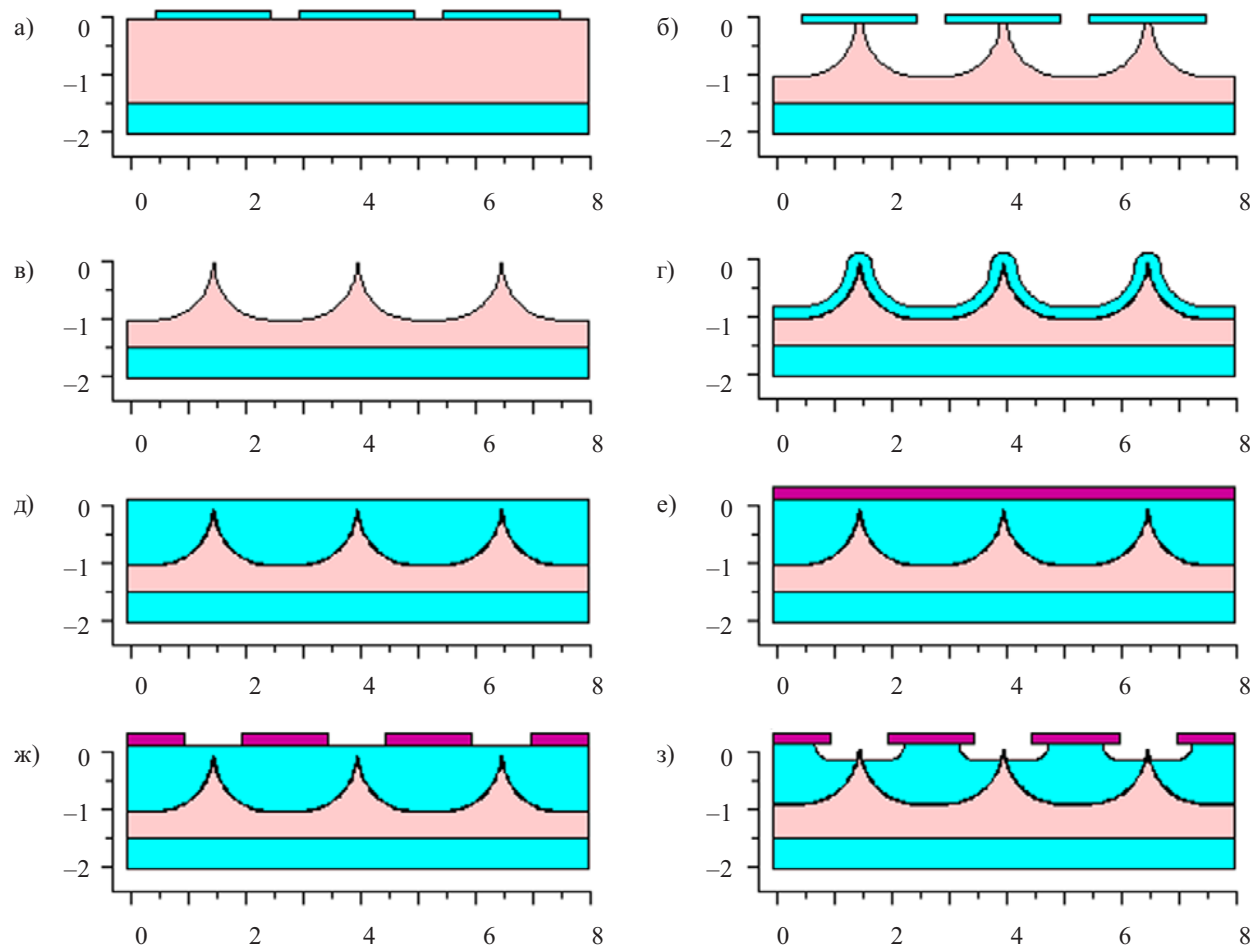


Рис. 7. Последовательность базовых операций изготовления микрокатодов на КНИ-пластине (на осях приведены размеры в мкм)

мых размеров и сформировать субпиксели. Для предотвращения междупиксельной засветки по контурам матриц можно сформировать отдельной операцией прозрачные подпорки из оксида кремния. Изготовить матрицы изолированных микрокатодов можно на КНИ-пластине *n*-типа проводимости, используя следующую последовательность базовых операций (рис. 7).

1. Осаждение слоя SiO_2 на кремниевую пластину.
2. Фотолитография и формирование маскирующих изображений (рис. 7, а).
3. Газохимическое изотропное травление поверхности кремниевой пластины для получения профиля острий (рис. 7, б).
4. Травление маскирующей пленки SiO_2 .
5. Заострение микрокатодов термическим окислением в среде O_2 , H_2O (рис. 7, в).
6. Осаждение на поверхность острий защитной пленки Мо.
7. Конформное осаждение на поверхность острий слоя SiO_2 (рис. 7, г).
8. Планаризация поверхности слоя SiO_2 (рис. 7, д).
9. Осаждение слоя поликремния (рис. 7, е).
10. Вторая фотолитография и формирование масок под отверстия экстракционных электродов (рис. 7, ж).

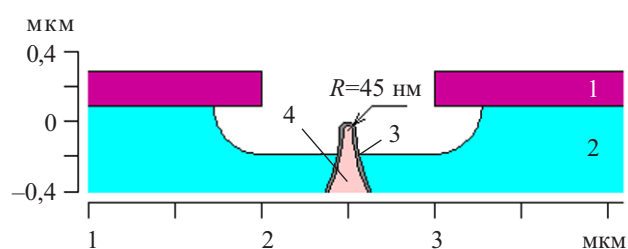


Рис. 8. Сечение острия микрокатада:
1 — поликремниевый электрод; 2 — слой SiO_2 ; 3 — защитная пленка Мо; 4 — кремниевый микрокатод

11. Газохимическое изотропное травление слоя SiO_2 над остриями микрокатодов (рис. 7, з).

Сечение острия сформированного микрокатада показано на рис. 8. Высота острия кремниевого микрокатада над слоем SiO_2 составляет 200 нм, а радиус его закругления — 45 нм. При напряжении 100 В на электроде и заземленном микрокатоде рассчитанная напряженность поля на острие микрокатада составляет $2,8 \cdot 10^7$ В/см, а эмиссионный ток — $23 \cdot 10^{-9}$ А. На субпикселе размерами 100×100 мкм разместится 1296 микрокатодов (36 рядов и 36 столбцов), усредненный автоэмиссионный ток которых будет равен $27,6 \cdot 10^{-6}$ А. Дополнительно автоэмиссионный ток

матрицы микрокатодов можно стабилизировать, если коммутировать ее последовательно с КНИ МОП-транзистором [29].

Заключение

Обзор существующих типов плоских дисплеев показал, что в условиях, где нужны безынерционность, вибростойкость, высокий уровень контраста, расширенный температурный диапазон функционирования, малая потребляемая мощность, незаменимыми могут стать АЭ-дисплеи. Для увеличения времени жизни АЭ-дисплеев предложено в качестве эмиссионных элементов использовать матрицы микрокатодов, сформированные на КНИ-пластине с помощью базовых операций КМОП-технологии. Замена одного микрокатада матрицей микрокатодов (размером 36×36), покрытых защитной пленкой Мо, существенно снижает разрушающее воздействие ионного тока. Выбор высоковольтного КНИ МОП-транзистора для стабилизации и коммутирования автоэмиссионного тока позволяет монолитно интегрировать матрицы микрокатодов и их схемы управления на одной кремниевой пластине.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

- Castellano J. A. Handbook of display technology.— London: Academic Press, 1992.
- Shinar J. Organic light-emitting devices.— New York: Springer Verlag, 2004.
- Грознов С., Лейченко А., Шешин Е., Шука А. Плоские дисплейные экраны на основе автоэмиссионных катодов // Chip News.— 2008.— № 7.— С. 21—25.
- Engelsen D. D. The templetion of field emitter displays // Physics procedia.— 2008.— N 1.— P. 355—365.
- Oguchi T., Yamaguchi E., Sasaki K. et al. A 36-inch surface-conduction electron-emitter display (SED) // SID Symposium Digest of Technical Papers.— 2005.— N 36.— P. 1929.
- Dean K. A., Li H., Coll B. F. et al. High brightness, high voltage color field emission display technology // SID Symposium Digest of Technical Papers.— 2006.— N 37.— P. 1845.
- Bechtel H., Czarnojan W., Haase M. et al. Phosphor screens for flat cathode ray tubes // Philips Journal of Research.— 1996.— Vol. 50 (3–4).— P. 433—62.
- Shionoya S., Yen W. M. Phosphor handbook.— Boca Raton: CRC Press, 1999.
- Park S., Kim M. Fabrication method of spacers with high aspect ratio – used in a field emission display (FED) // Microsystem technologies.— 2001.— N 7 (1).— P. 32—37.
- Shea L. E. Low-voltage cathodoluminescent phosphor // Electrochemical society interface.— 1998.— Vol. 7 (2).— P. 24—27.
- Chen S. H., Greeff A. P., Swart H. C. A comparative study between the stimulated and measured cathodoluminescence generated in ZnS:Cu, Al, Au phosphor powder // Journal of Luminescence.— 2005.— Vol. 113.— P. 191—198.
- Burden A. P. Material for field emission display // International material review.— 2001.— Vol. 46.— P. 213—231.
- Xu N. S., Huq S. E. Novel cold cathode materials and applications // Mat. Sci. Eng.— 2005.— Vol. R48.— P. 46.
- Spindt C. A. A thin film emission cathode // J. Appl. Phys.— 1968.— Vol. 39.— P. 3504—3505.
- Yokoo K., Arai M., Mori M. et al. Active control of emission current of field emission array // J. Vac. Sci. Technol. B.— 1995.— Vol. 13 (2).— P. 491—493.
- Lim S., Jeong H., Park Y. et al. Field-emission properties of vertically aligned carbon-nanotube array dependent on gas exposures and growth conditions // J. Vac. Sci. Technol.— 2001.— Vol. A19 (4).— P. 1786—1789.
- Li Y. B., Bando Y., Golberg D., Kurashima K. Field emission from MoO₃ nanobelts // Applied Physics Letters.— 2002.— Vol. 81 (26).— P. 5048—5050.
- Zhao Q., Xu J., Xu X. Y. et al. Field emission from AlN nanoneedle arrays // Applied Physics Letters.— 2004.— Vol. 85 (22).— P. 5331—5333.
- Zeng B., Xiong G., Chen S. et al. Field emission of silicon nanowires // Applied Physics Letters.— 2006.— Vol. 88.— P. 2131081-3.
- Luo S., Chu P. K., Di Z. et al. Vacuum electron field emission from SnO₂ nanowhiskers annealed in N₂ and O₂ atmosphere // Applied Physics Letters.— 2006.— Vol. 88.— P. 0131091-3.
- Wagner R. S., Ellis W. C. The vapor-liquid-solid mechanism of crystal growth and its application to silicon // Trans. Metall. Soc. AIME.— 1965.— Vol. 233.— P. 1053—1064.
- Givargizov E. I., Cryst J. Fundamental aspects of LS growth // Growth.— 1975.— Vol. 31.— P. 20—30.
- Werner P., Schubert L., Zakharov N. D. Silicon nanowhiskers grown on <111> Si substrates by molecular beam epitaxy // Applied Physics Letters.— 2004.— N 84.— P. 4968-70.
- Johnson S., Markwitz A., Rudolphi M., Baumann H. Nanostructuring of silicon (100) using electron beam rapid thermal annealing // Journal of Applied Physics.— 2004.— Vol. 96.— P. 605.
- Kim K. Growth law of silicon oxides by dry oxidation // Semiconductor Science Technology.— 1996.— Vol. 11.— P. 1059—1064.
- Johnson S., Markwitz A., Rudolphi M. et al. Field emission properties of self-assembled silicon nanostructures on *n*- and *p*-type silicon // Applied Physics Letters.— 2004.— N 85.— P. 3277.
- Батулин А. С., Лешуков М. Ю., Труфанов А. И. Эмиссионные характеристики источников света с автокатодом на основе пучка углеродных волокон // Микросистемная техника.— 2004.— № 3.— С. 32—35.
- Leshukov M. Yu., Sheshin E. P. New design of electron gun for field emission light sources with carbon fibers cathode // «Hydrogen Materials Science and Chemistry of Carbon Nanomaterials». NATO Security through Science. Spec. Issue, Springer Science.— 2007.— P. 245—248.
- Дружинин А. А., Голота В. И., Когут И. Т., Ховерко Ю. М. Приборно-технологическое моделирование автоэмиссионных кремниевых микрокатодов // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2008.— № 5.— С. 43—49.

Д. т. н. В. Г. СПИРИН

Россия, Арзамасский политехнический институт
E-mail: spv149@mail.ruДата поступления в редакцию
14.04 2009 г.Оппонент к. т. н. А. Н. ЛУГИН
(НИИ ЭМП, г. Пенза)

МЕТОД РАСЧЕТА СОПРОТИВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОДОВ ТОНКОПЛЕНОЧНОГО РЕЗИСТОРА

Получены физико-математические модели сопротивления электродов тонкопленочного резистора прямоугольной и гребенчатой формы. Дана оценка влияния сопротивления электродов на производственную и температурную погрешности сопротивления резистора.

Уменьшение размеров тонкопленочных резисторов (ТПР), изготавливаемых методом двойной фотолитографии (менее 0,2 мм), сопровождается уменьшением выхода годных плат тонкопленочных микросборок вследствие того, что сопротивления резисторов не попадают в заданные поля допусков. Анализ причин этого явления показывает, что на выход годных изделий влияют не только технологические, но и конструктивные факторы. Конструкция ТПР (рис. 1) в самом простом случае содержит: резистивный элемент, два электрода, два контакта между проводящей и резистивной пленкой, четыре контактные площадки перекрытия (КПП) резистивного и проводящего слоев.

Современные методы расчета сопротивления ТПР, в основном, учитывают только сопротивление резистивного элемента. Однако все остальные элементы конструкции вследствие собственного сопротивления вносят определенный вклад в общее сопротивление ТПР.

Под контактом между проводящей и резистивной пленкой понимают участок ТПР, в котором ток переходит из резистивного слоя в проводящий или наоборот. Длина этих участков очень мала, в связи с чем этот элемент конструкции ТПР обозначен на рис. 1 линией 3. Необходимость выделения контакта как элемента конструкции ТПР вызвана тем, что ток, проходящий через контакт, имеет нелинейную траекторию. Кроме того, плотность тока в контакте неравномерна. Эти явления требуют разработки специальной математической модели сопротивления контакта [1]. Контакты соединены последовательно с резистивным элементом, поэтому они увеличивают сопротивление ТПР.

Последовательно с контактом соединен электрод, далее электрод соединяется с КПП и с проводником. В частном случае роль электрода и КПП может выполнять контактная площадка (КП) для подключения выводов компонентов. Электроды выполнены из проводящей пленки, имеющей конечное сопротивление. Если коэффициент формы ТПР (отношение длины

резистора к его ширине) $K_\phi > 0,1$, сопротивлением электродов, как правило, пренебрегают. При малых значениях коэффициента формы ТПР сопротивление электродов становится сопоставимо с сопротивлением резистивного элемента и может значительно увеличивать номинальное сопротивление ТПР и ухудшать его стабильность вследствие большого температурного коэффициента сопротивления проводящей пленки.

КПП предназначены для исключения погрешности сопротивления ТПР, вызванной несовмещением фотошаблона при второй фотолитографии с рисунком подложки. Однако введение этих конструктивных элементов уменьшает плотность межсоединений.

Сопротивление электродов ТПР, как показано в [2], может существенно влиять на погрешность его изготовления. Особенно это влияние проявляется при конструировании ТПР, имеющего небольшой коэффициент формы. Поэтому при проектировании ТПР, который изготавливается методом двойной фотолитографии, обычно выдвигают требование к его коэффициенту формы $K_\phi \geq 0,1$ [3]. Это существенно сужа-

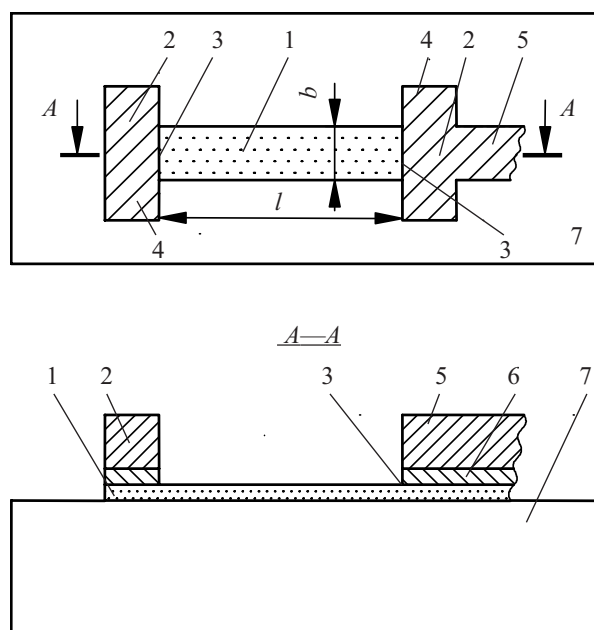


Рис. 1. Элементы конструкции ТПР:

1 — резистивный элемент; 2 — электрод; 3 — контакт между проводящей и резистивной пленкой; 4 — КПП; 5 — проводник; 6 — адгезионный слой; 7 — подложка

ет диапазон сопротивлений ТПР, изготавливаемых на одной подложке. Обычно диапазон сопротивлений ТПР расширяют путем напыления двух резистивных материалов на разных установках либо на разные подложки, либо на одну подложку с последующей тройной фотолитографией [4]. Однако эти конструктивно-технологические решения приводят к существенному увеличению массогабаритных характеристик и себестоимости микросборок.

Требование $K_\phi \geq 0,1$ в работе [3] не обосновывается и, очевидно, получено из практического опыта проектирования ТПР. Однако физическая природа данного ограничения до настоящего времени не нашла достаточного освещения в литературе. Прямоугольные ТПР с $K_\phi < 0,1$ имеют электроды значительных размеров. Поэтому можно предположить, что на воспроизводимость сопротивления этих ТПР сопротивление проводящей пленки электродов может оказывать существенное влияние вследствие ее конечной проводимости. Как показано в [2], при снижении K_ϕ до значений $K_\phi < 0,1$ у ТПР прямоугольной формы растет ширина электродов (которая совпадает с шириной резистивного элемента), что увеличивает их сопротивление, а это, в свою очередь, приводит к заметному увеличению общего сопротивления ТПР.

Целью настоящей работы является разработка метода расчета сопротивления электродов тонкопленочного резистора прямоугольной и гребенчатой формы и оценка влияния этого сопротивления на производственную и температурную погрешности сопротивления резистора.

Произведем оценку сопротивления электродов резистора прямоугольной формы с $K_\phi < 0,1$. Следует отметить, что оно в значительной степени будет зависеть от того, в какой области электродов будет подключена КП для измерения сопротивления ТПР. Рассмотрим конструкцию прямоугольного ТПР, в которой КП соединяются с концами электродов (рис. 2, а). Особенностью такой конструкции является большая длина электродов, которая равна ширине резистивного элемента. Ширина электродов определяется соотношением: $l_3 = kl$, где l — длина резистора; k — коэффициент. Данной конструкции ТПР соответствует эквивалентная электрическая схема, приведенная на

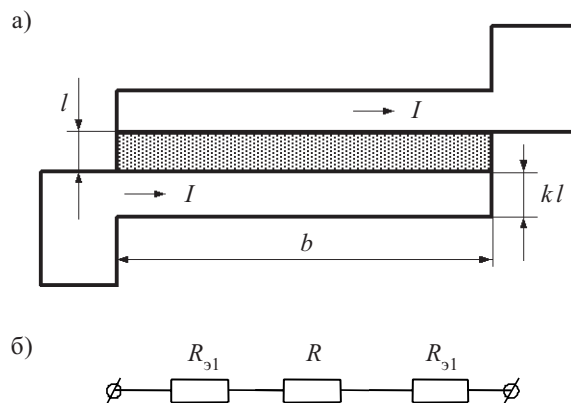


Рис. 2. ТПР с КП, подключенными к концам электродов: а — конструкция; б — эквивалентная электрическая схема

рис. 2, б, где R — сопротивление резистивного элемента (РЭ).

Ток I , проходящий через резистор (рис. 2, а), распространяется по всему сечению электрода. Тогда сопротивление одного электрода R_{31} можно найти в соответствии с выражением

$$R_{31} = \frac{\rho_n b}{kl} = \frac{\rho_n}{kK_\phi},$$

где ρ_n — удельное поверхностное сопротивление проводящей пленки;

b — ширина резистора;

K_ϕ — коэффициент формы ТПР.

Как следует из рис. 2, общее сопротивление электродов R_3 будет равно удвоенному сопротивлению R_{31}

$$R_3 = 2R_{31} = \frac{2\rho_n}{kK_\phi}. \quad (1)$$

При малых значениях K_ϕ сопротивление R_3 будет достигать значительной величины, в результате чего общее сопротивление ТПР возрастет, а его стабильность ухудшится из-за высокой чувствительности сопротивления проводящей пленки к воздействию температуры.

Рассмотрим случай произвольного размещения КП относительно электродов (рис. 3, а).

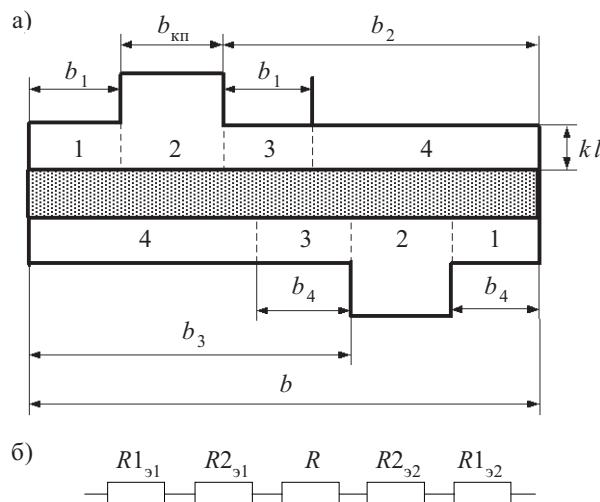


Рис. 3. ТПР с КП, произвольно размещенными относительно электродов:

а — конструкция; б — эквивалентная схема

В электродах ТПР выделим области 1—4. В области 2 ток через резистивный элемент проходит перпендикулярно электроду. Сопротивлением этой области пренебрегаем, ввиду малого числа квадратов проводящей пленки. Сопротивления областей 1 и 3 можно рассматривать как параллельное соединение цепей относительно РЭ, т. к. ток, проходящий через область 2, разветвляется в области 1 и 3. Для верхнего электрода общее сопротивление областей 1 и 3 обозначим $R1_{31}$, а сопротивление области 4 обозначим $R2_{31}$. Сопротивления $R1_{31}$ и $R2_{31}$ включены последовательно, т. к. через области 3 и 4 протекает один и тот же ток. Аналогично обозначив участки нижнего

электрода, получаем эквивалентную электрическую схему ТПР (рис. 3, б). Вычислим общее сопротивление $R_{\Sigma 1}$ верхнего электрода:

$$R_{\Sigma 1} = R_{1 \Sigma 1} + R_{2 \Sigma 1} = \frac{\rho_n b_1}{2kl} + \frac{2\rho_n (b_2 - b_1)}{2kl} = \frac{\rho_n (2b_2 - b_1)}{2kl}.$$

Тогда сопротивление обоих электродов будет иметь вид

$$R_{\Sigma} = \frac{\rho_n (2b_2 - b_1 + 2b_3 - b_4)}{2kl}.$$

Рассмотрим два характерных случая:

- 1) КП расположены на краях электродов (рис. 2, а);
- 2) КП расположены по центру электродов.

Для первого случая $b_1 = b_4 = 0$; $b_2 = b_3 = b$. В результате получим

$$R_{\Sigma} = \frac{2\rho_n b}{kl} = \frac{2\rho_n}{kK_{\Phi}},$$

т. е. получили выражение, аналогичное (1).

Для второго случая $b_1 = b_4 = b_2 = b_3$. При этом сопротивление электродов имеет вид

$$R_{\Sigma} = \frac{\rho_n b_1}{kl} = \frac{\rho_n (b - b_{\text{кп}})}{2kl} = \frac{\rho_n}{2k} \left(\frac{1}{K_{\Phi}} - \frac{b_{\text{кп}}}{l} \right). \quad (2)$$

Как следует из выражений (1), (2), из-за выбора места расположения КП сопротивление электродов прямоугольного ТПР может изменяться более чем в 4 раза. Располагая КП в прямоугольном резисторе по центру электродов, можно существенно уменьшать их сопротивление.

Для уменьшения сопротивления электродов ТПР была предложена конструкция гребенчатого резистора (ГР) [5, 6]. Однако математическая модель расчета сопротивления электродов ГР, предложенная в [2], является упрощенной и не позволяет сделать достоверную оценку. Причем погрешность расчета возрастает при уменьшении количества резистивных элементов (числа n).

На рис. 4 показаны два варианта конструкции гребенчатого резистора, у которого КП расположены либо на минимальном расстоянии от каждого элект-

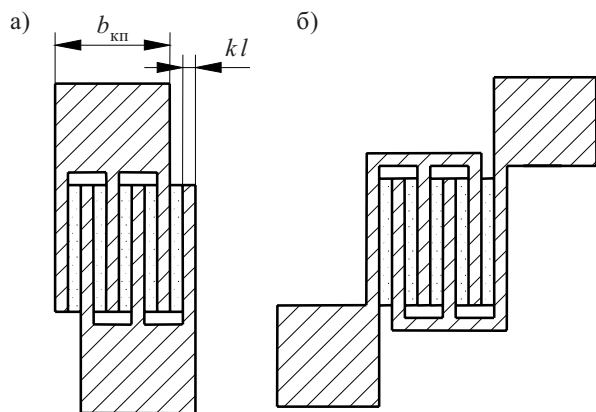


Рис. 4. Оптимальная (а) и неоптимальная (б) конструкция гребенчатого резистора

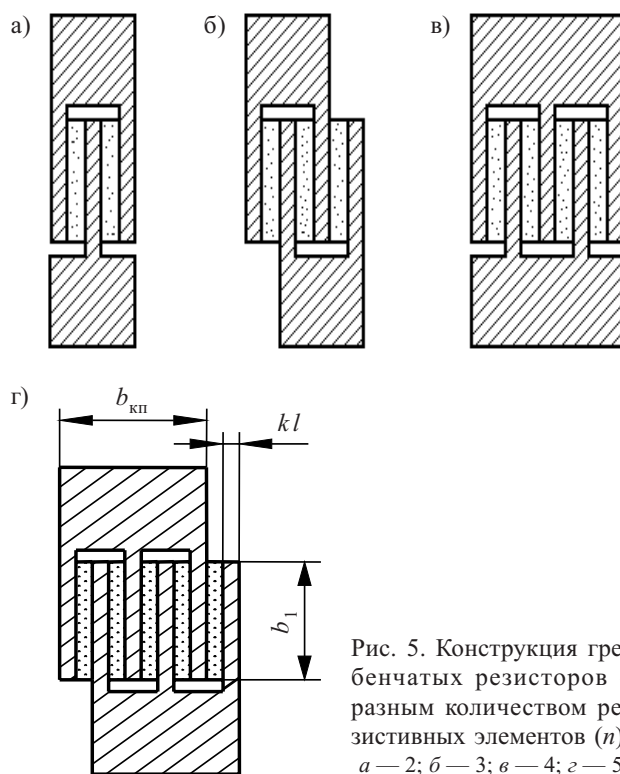


Рис. 5. Конструкция гребенчатых резисторов с разным количеством резистивных элементов (n): а — 2; б — 3; в — 4; г — 5

рода (а), либо расположены по краям электродов (б). Сопротивление электродов гребенчатого резистора также достаточно сильно зависит от места положения КП.

Нетрудно заметить, что конструкция ТПР на рис. 4, а является более компактной, чем на рис. 4, б, т. к. она ближе к прямоугольной форме, что позволит повысить плотность упаковки при компоновке платы. Кроме того, ТПР конструкции б обладает большим сопротивлением электродов, т. к. к сопротивлению электродов одного резистивного элемента $2R_{\Sigma 1}$ добавляются сопротивления проводников, соединяющих резистивные элементы с КП. Поэтому форма гребенчатого резистора, показанного на рис. 4, а, является оптимальной.

Варианты конструкции ГР с разным количеством РЭ показаны на рис. 5, а соответствующие эквивалентные электрические схемы этих резисторов — на рис. 6. Во всех этих конструкциях и схемах сопротивление ГР за счет РЭ равно R . Как видно из рис. 6, конструкция ГР представляет собой параллельное включение РЭ. В общем случае ГР состоит из n РЭ и $n+1$ прямоугольных электродов.

При построении модели расчета сопротивления ГР будем руководствоваться следующими допущениями.

1. Сопротивления прямоугольных электродов равны между собой, т. е. для схем на рис. 6

$$R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = R_5 = R_6 = R_{\Sigma 1}.$$

2. Сопротивления всех РЭ также равны между собой и равны nR , где n — количество РЭ в ГР, а R — сопротивление ГР.

3. Сопротивление РЭ намного больше сопротивления его прямоугольного электрода: $nR \gg R_{\Sigma 1}$. В свя-

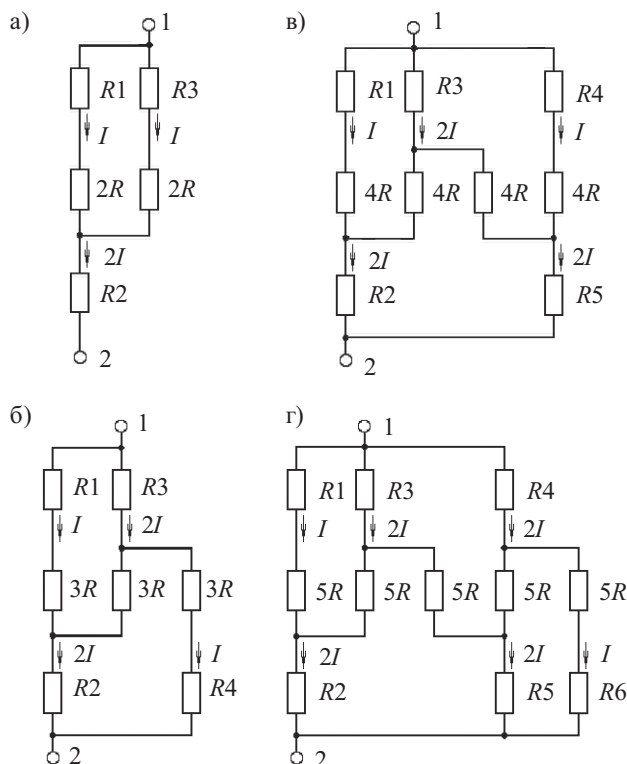


Рис. 6. Электрические схемы гребенчатых резисторов с разным количеством РЭ (n): а — 2; б — 3; в — 4; г — 5; $R1—R6$ — сопротивления прямоугольных электродов

зи с этим ток I через любой РЭ будет определяться выражением: $I=U_{12}/(nR)$, где U_{12} — напряжение между узлами 1 и 2. При этом через каждый из узлов 1 и 2 будет протекать суммарный ток nI .

Непосредственный расчет сопротивления электродов ГР из схем, представленных на рис. 6, затруднителен. Поэтому выполним преобразования этих схем (рис. 7). Для этого исключим из схем ГР сопротивления РЭ, а сопротивления их прямоугольных электродов соединим таким образом, чтобы ток через них оставался таким же, каким он был на схемах рис. 6. В этом случае не нарушается первый закон Кирхгофа, и через каждый из узлов 1 и 2 будет протекать тот же ток nI . При этом падение напряжения на каждом резисторе $R1—R6$ и их подключение к узлам 1 и 2 останется неизменным.

В частном случае, формулы для расчета сопротивлений электродов ГР, изображенных на рис. 5, согласно схемам на рис. 7, приведены в табл. 1.

Для нечетного количества n цепь, составленная из прямоугольных электродов (рис. 7, б, г), представляет собой параллельное соединение резисторов сопротивлением $2R_{31}$. Для произвольного нечетного n

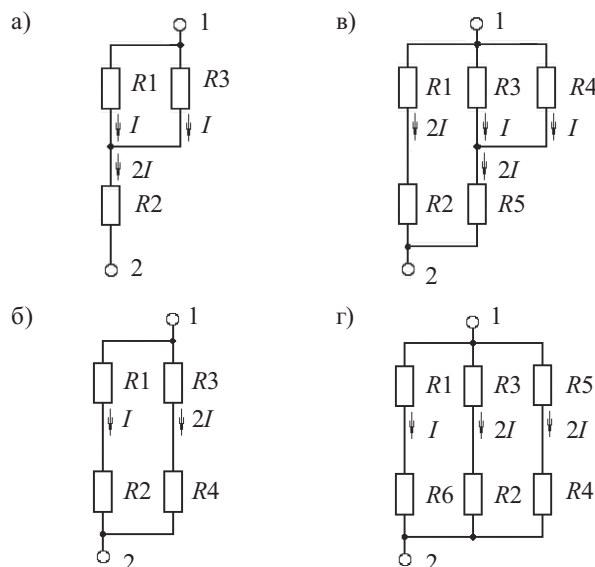


Рис. 7. Эквивалентные электрические схемы электродов гребенчатых резисторов с разными значениями n : а — 2; б — 3; в — 4; г — 5; $R1—R6$ — сопротивления прямоугольных электродов

формула для расчета сопротивления электродов ГР будет иметь вид

$$R_{гр} = \frac{4R_{31}}{n+1}. \quad (3)$$

При четном произвольном n цепь, составленная из сопротивлений прямоугольных электродов, состоит из цепи на рис. 7, а, к которой параллельно будет подключаться цепь сопротивлением $2R_{31}$ при каждом увеличении n на 2. Проводимость цепи 1—2 равна $2/(3R_{31})$. Чтобы последнее условие выполнялось при произвольном четном n (в том числе и при $n=2$), надо потребовать от другой параллельной цепи, состоящей, например, из резисторов $R2, R3$ (рис. 7, в), выполнения соотношения для ее проводимости $(n-2)/(4R_{31})$. Тогда проводимость $Y_{гр}$ цепи 1—2 будет определяться выражением

$$Y_{гр} = \frac{2}{3R_{31}} + \frac{n-2}{4R_{31}} = \frac{3n+2}{12R_{31}},$$

откуда сопротивление ГР будет равно

$$R_{гр} = \frac{12R_{31}}{3n+2}. \quad (4)$$

Справедливость полученных выражений (3), (4) для расчета сопротивления электродов ГР докажем методом математической индукции.

1. Для $n=1$ сопротивление электродов ГР рассчитываем по формуле (3): $R_{гр}=2R_{31}$.

Из рис. 5 видно, что в общем случае ГР содержит n РЭ и $n+1$ прямоугольных электродов, где $n=1, 2, 3, \dots$ — натуральные числа. При $n=1$ ГР вырождается в обычный прямоугольный резистор. Полученное соотношение соответствует формуле (2).

2. Для $n=2$ сопротивление электродов ГР рассчитываем по формуле (4): $R_{гр}=3R_{31}/2$.

Таблица 1

Формулы для расчета сопротивлений электродов ГР

n	2	3	4	5
Формула	$3R_{31}/2$	R_{31}	$6R_{31}/7$	$2R_{31}/3$

3. Для $n=3$ сопротивление электродов ГР рассчитываем по формуле (3): $R_{эг}=R_{э1}$.

4. Для $n=4$ сопротивление электродов ГР рассчитываем по формуле (4): $R_{эг}=6R_{э1}/7$.

5. Рассчитанные по формулам (3), (4) соотношения в п. п. 2—4 соответствуют табл. 1. Следовательно, можно утверждать, что полученные формулы (3), (4) справедливы для любого натурального n .

Сопротивление прямоугольного электрода для ГР находится в соответствии с выражением

$$R_{э1} = \frac{\rho_n \left(\frac{b}{n} + 1 \right)}{kl} = \frac{\rho_n \left(\frac{1}{nK_\phi} + 1 \right)}{k},$$

где b — суммарная ширина всех РЭ;
 l — длина РЭ.

Тогда сопротивление электродов ГР можно найти по следующим выражениям:

$$\text{при нечетном } n \quad R_{эг} = 4\rho_n \frac{\frac{1}{nK_\phi} + 1}{k(n+1)}, \quad (5)$$

$$\text{при четном } n \quad R_{эг} = 12\rho_n \frac{\frac{1}{nK_\phi} + 1}{k(3n+2)}. \quad (6)$$

В общем случае на производственную погрешность сопротивления электродов ГР влияют погрешности параметров ρ_n , ρ , l , b , а также погрешность от несовмещения фотошаблона (ФШ) при второй фотолитографии. Для того, чтобы минимизировать погрешности формирования ширины ТПР и несовмещения ФШ, необходимо, чтобы коэффициент формы $K_{\phi1}$ одного резистивного элемента был не более 0,2. При $K_{\phi1} \leq 0,05$ растет сопротивление электродов (табл. 2, 3). Поэтому оптимальная величина коэффи-

циента формы одного резистивного элемента находится в пределах: $0,05 \leq K_{\phi1} \leq 0,2$.

При увеличении n начинает расти ширина $b_{кп}$ КП (рис. 5), что приводит к увеличению площади, занимаемой ТПР. Для получения прямоугольной формы гребенчатого резистора при $k=1$ ширина $b_{кп}$ должна удовлетворять условию

$$b_{кп} = (2n+1)l. \quad (7)$$

Задаваясь допустимыми значениями $b_{кп}$ и длиной l в выражении (7), можно определить интервал n . Например, для силалловых подложек при $l=50$ мкм и $b_{кп} = 350 \dots 450$ мкм получим $n=3, 4, 5$.

Сопротивление электродов нужно рассматривать как методическую погрешность, которая увеличивает сопротивление ТПР, т. е. является систематической. Влияние этой погрешности на сопротивление ТПР можно рассчитать согласно выражению

$$\delta R_{эс} = R_э / R. \quad (8)$$

Производственная погрешность $\delta R_э$ ТПР, вносимая сопротивлением электродов, имеет случайный характер и будет определяться случайными производственными погрешностями удельного поверхностного сопротивления проводящей пленки и ширины электрода. Влияние этой погрешности на сопротивление ТПР определяется выражением

$$\delta R_э = \frac{R_э \sqrt{\delta \rho_n^2 + \delta l^2}}{R}, \quad (9)$$

где $\delta \rho_n$ — случайная погрешность удельного поверхностного сопротивления проводящей пленки;

δl — случайная погрешность ширины электрода, равная случайной погрешности длины ТПР.

На практике толщина проводящей пленки имеет большие разбросы (типичные значения толщины составляют 1—1,5 мкм), значительно большие, чем изменения ширины электродов ТПР. Поэтому положим $\delta \rho_n \geq 3\delta l$, тогда выражение (9) преобразуется к виду

$$\delta R_э = \frac{\delta \rho_n R_э}{R} = \delta \rho_n \delta R_{эс}. \quad (10)$$

Температурная погрешность $\delta R_{эг}$ ТПР, вносимая сопротивлением электродов, находится согласно выражению

$$\delta R_{эг} = \frac{\alpha_n \Delta T R_э}{R(1 + \alpha_p \Delta T)} = \frac{\alpha_n \Delta T \delta R_{эс}}{1 + \alpha_p \Delta T}, \quad (11)$$

где α_n , α_p — температурные коэффициенты сопротивления (ТКС) проводящей и резистивной пленок;
 ΔT — диапазон изменения температуры.

Таблица 2

Погрешности, вносимые электродами
прямоугольного ТПР

С КП, расположенными на краю электродов	K_ϕ	0,1	0,07	0,05	0,035	0,02	0,01
	$R_э$, Ом	0,7	1	1,4	2	3,5	7
	$\delta R_{эс}$, %	0,7	1,4	2,8	5,7	17,5	70
С КП, расположенными по центру электродов	K_ϕ	0,1	0,07	0,05	0,035	0,02	0,01
	$R_э$, Ом	0,05	0,13	0,23	0,38	0,75	1,6
	$\delta R_{эс}$, %	0,05	0,19	0,46	1,1	3,8	16

Погрешности, вносимые электродами гребенчатого резистора

n	2			3			4			5		
$K_{\phi1}$	0,2	0,1	0,05	0,21	0,09	0,06	0,2	0,1	0,06	0,2	0,1	0,05
K_ϕ	0,1	0,05	0,025	0,07	0,03	0,02	0,05	0,025	0,015	0,04	0,02	0,01
$R_э$, Ом	0,315	0,578	1,103	0,202	0,424	0,618	0,180	0,330	0,530	0,140	0,257	0,490
$\delta R_{эс}$, %	0,315	1,155	4,41	0,288	1,41	3,092	0,36	1,32	3,533	0,35	1,283	4,9

Таблица 3

Учитывая, что ТКС резистивной пленки на 1—2 порядка меньше, чем ТКС проводящей пленки, величиной $\alpha_p \Delta T$ в выражении (11) можно пренебречь. Тогда выражение для температурной погрешности принимает вид

$$\delta R_{\text{эп}} = \alpha_p \Delta T \delta R_{\text{эс}}. \quad (12)$$

Для пленок со структурой РС3710-V-Al ($\rho=1$ кОм/□; $\rho_p=0,035$ Ом/□) был произведен расчет параметров $R_{\text{эп}}$, $\delta R_{\text{эс}}$ по выражениям (1—4) при $b_{\text{кп}}/l=7$; $k=1$. Результаты расчета этих параметров для прямоугольного ТПР в двух вариантах исполнения (рис. 2, 3) приведены в табл. 2, для гребенчатого резистора (рис. 5) — в табл. 3.

Для пленок той же структуры при $\delta \rho_p=0,25$; $\alpha_p=0,0046$ 1/°C; $\Delta T=80^\circ\text{C}$, согласно выражениям (10), (12), случайная производственная погрешность из-за сопротивления электродов составила $\delta R_{\text{эп}}=0,25\delta R_{\text{эс}}$, а температурная погрешность $\delta R_{\text{эп}}=0,37\delta R_{\text{эс}}$.

Для уменьшения сопротивления электродов надо увеличить их ширину, то есть k . Однако при увеличении k почти пропорционально увеличивается площадь ТПР. Как показывают расчеты (табл. 2, 3), при $k=1$ сопротивление электродов мало влияет на погрешность сопротивления ТПР. Таким образом, если учесть, что систематическую погрешность $\delta R_{\text{эс}}$ можно скомпенсировать при проектировании ТПР и если не требуется высокая температурная стабильность сопротивления резистора, то принимают $k=1$.

Выводы

Сопротивления электродов и проводников, включенных последовательно с ТПР, следует рассматривать как систематическую погрешность, которая увеличивает сопротивление ТПР. Разработан метод расчета сопротивления электродов прямоугольного и

гребенчатого ТПР. Дана оценка влияния электродов на систематическую, производственную и температурную погрешности сопротивления ТПР. На примере пленок со структурой РС3710-V-Al произведен расчет этих параметров. Определены оптимальные величины коэффициента формы ($0,05 < K_{\text{ф1}} \leq 0,2$) одного резистивного элемента и количество резистивных элементов, которые должны использоваться при проектировании гребенчатого резистора. Гребенчатая конструкция резистора имеет ряд преимуществ перед прямоугольной конструкцией резистора, таких как меньшая занимаемая площадь и меньшее влияние сопротивления электродов на все виды погрешностей ТПР. Благодаря этим преимуществам, применение гребенчатого резистора на порядок расширяет диапазон сопротивлений ТПР, проектируемых на одной плате, повышает точность их изготовления и стабильность в эксплуатации.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Спирин В. Г. Сопротивление контактов тонкопленочного резистора // Технология и конструирование в радиоэлектронной аппаратуре. — 2008. — № 5. — С. 20—23.
2. Спирин В. Г. Оценка влияния сопротивления электродов на погрешность тонкопленочного резистора // Вестник МВВО. Серия: Высокие технологии в радиоэлектронике, информатике и связи. Н. Новгород. — 2003. — Вып. 1(9). — С. 11—14.
3. Ефимов И. Е., Козырь И. Я., Горбунов Ю. И. Микроэлектроника. — М.: Высш. шк., 1987.
4. Бондаренко О. Е., Федотов Л. М. Конструктивно-технологические основы проектирования микросборок. — М.: Радио и связь, 1988.
5. Пат. 2231150 РФ. Тонкопленочный резистор и способ его изготовления / В. Г. Спирин. — 20.06 2004.
6. Пат. 2244969 РФ. Тонкопленочный резистор / В. Г. Спирин., В. И. Чипурин. — 20.01 2005.

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ



Рихтер С. Г. Кодирование и передача речи в цифровых системах подвижной радиосвязи. — М.: Горячая линия — Телеком, 2009. — 304 с.

Систематизированы сведения в области преобразования и обработки информации в системах связи с подвижными объектами, причем основное внимание сосредоточено на речевых сигналах. Изучаются процедуры преобразования и обработки информации, осуществляемые, в основном, в абонентском терминале — ключевом элементе любой системы связи с подвижными объектами. Последовательно рассматриваются вопросы формирования и преобразования речевого сигнала на пути от микрофона на передающей стороне до телефона (громкоговорителя) на приемной. Особое внимание уделено вопросам кодирования речи.

Предназначена для подготовки дипломированных специалистов соответствующих специальностей.



В. В. ЖИЛЬЦОВ, д. т. н. В. Л. КОСТЕНКО

Украина, Одесский национальный политехнический университет
E-mail: vadim-zilcov@rambler.ru

Дата поступления в редакцию
04.03 2009 г.

Оппонент д. т. н. И. Д. ВОЙТОВИЧ
(Ин-т кибернетики, г. Киев)

УСТРОЙСТВО СБОРА БИОМЕТРИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕНЗОТРАНЗИСТОРНЫХ ДАТЧИКОВ

Разработано устройство сбора информации. Исследована возможность уменьшения потребляемой мощности такой системы за счет использования мультиплексора и микроконтроллера для предварительной обработки данных от множества датчиков и уменьшения потока данных в персональный компьютер.

Проблема сбора биометрической информации всегда актуальна в медицинских исследованиях. С этой целью применяется широкий набор устройств анализа параметров [1]. Однако известные устройства сбора биометрической информации не всегда используют адаптированные к условиям измерений программные и аппаратные средства. Кроме того, важную роль играет экономический аспект применения аппаратных средств диагностики.

Известные системы измерения биометрических параметров различных фирм (HUNTLEIGH, Германия, Micro Medical, Великобритания, General Electric, США и др.) с высокой точностью контролируют достаточно большое число параметров. Поток информации, поступающий от сетей таких датчиков с расчетной скоростью 2,56 Гбит/с, требует современных вычислительных средств обработки на базе дорогих и мощных процессоров класса Core 2 Quad (Core 2 Duo) или Phenom X4 Quad-Core. Стоимость таких систем — от сотен до десятков тысяч долларов США [2], кроме того, их энергопотребление достаточно высоко, что ограничивает широкое применение.

Решение проблемы может заключаться в оптимизации программного и аппаратного обеспечения с сохранением или улучшением основных эксплуатационных характеристик, в результате чего снизятся затраты на приобретение и обслуживание устройств.

В настоящей статье описано устройство сбора биометрических параметров, особенностью которого является использование в качестве чувствительных элементов комбинированных тензотранзисторных датчиков, организованных в интеллектуальную сеть. Вычислительные мощности в таком устройстве распределяются для промежуточной обработки информации, получаемой на разных этапах.

Авторы исследовали макеты, построенные по схеме, эквивалентной тензотранзисторам TZR-06020-P

(Россия) [3]. В результате компьютерного моделирования была получена эквивалентная схема комбинированного тензотранзистора (рис. 1), который содержит дополнительный управляющий электрод, позволяющий в реальном времени адаптировать его рабочие характеристики к условиям эксплуатации. Структура и основные характеристики комбинированных тензотранзисторов приведены в [4], принципы организации интеллектуальных сетей датчиков описаны в [5].

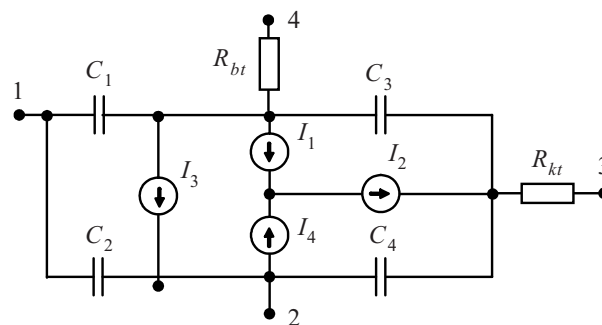


Рис. 1. Эквивалентная схема комбинированного тензотранзистора

Особенности конструкции комбинированного тензотранзистора заключаются в следующем:

- база является одновременно подложкой МДП-структуры;
- источники тока I_1 и I_4 соединены последовательно, параллельно к ним подключен источник тока I_3 ;
- база комбинированного тензотранзистора с сопротивлением R_{bt} через емкости C_1 и C_2 подключена одновременно к источникам тока I_1 и I_4 и к затвору;
- коллектор тензотранзистора с сопротивлением R_{kt} соединен с источниками тока I_1 и I_4 , а при помощи емкости C_3 — с сопротивлением R_{bt} ;
- емкость C_4 подключена параллельно источнику тока I_4 .

Источник тока I_1 моделирует ток коллектора комбинированной транзисторной структуры:

$$I_1 = I_{11} + I_{12} + I_{13} + I_{14}, \quad (1)$$

где I_1 — полный ток коллектора;

I_{11} — ток, соответствующий прямому активному режиму биполярного транзистора;

I_{12} — переменная составляющая тока коллектора;

I_{13} — ток в инверсном активном режиме;

I_{14} — ток утечек.

В случае, когда $I_{12}=I_{14}=0$, уравнение (1) представляет собой классическую модель Эберса–Молла.

Источник тока I_4 моделирует ток эмиттера комбинированной транзисторной структуры и определяется аналогично току источника I_1 .

Для тока источника I_1 , характеризующего МДП-часть прибора, можно записать

$$I_1 = \begin{cases} b_3 U_{11} \left[\theta - \frac{1}{2}(1+\eta)|U_{11}| \right] + g_e U_{11} & \text{при } |U_{11}| \leq \frac{\theta}{1+\eta}; \\ \frac{1}{2} \frac{b_3}{1+\eta} \theta^2 \text{sign}(U_{11}) + g_e U_{11} & \text{при } |U_{11}| \geq \frac{\theta}{1+\eta}; \\ 0 & \text{при } \theta \leq 0; \end{cases} \quad (2)$$

где $\theta = U_{c1} - U_{пор} + (2/3)\eta U_{c4}$;
 $U_{пор}$ — пороговое напряжение МДП-структуры;
 b_3 — эффективность эмиттера;
 η — поправочный коэффициент;
 g_e — внутренняя проводимость МДП-структуры;
 U_{c1}, U_{11}, U_{c4} — соответственно напряжение затвор-исток (эмиттер), сток-исток (коллектор-эмиттер), подложка-исток (база-эмиттер).

Компьютерное моделирование и макетирование комбинированного транзисторного устройства проводилось по эквивалентной схеме, модернизированной и дополненной в соответствии с решаемой задачей. Структурная схема такого устройства представлена на **рис. 2**.

Во входной части устройства применяются твердотельные датчики съема тензометрических показаний, а также АЦП высокой точности (разрядностью до 14 бит). Это позволяет снизить энергопотребление и массогабаритные показатели устройства с одновременным улучшением его экономических показателей. Пример схемы подключения датчика показан на **рис. 3**.

Выбор тензометрических датчиков полупроводникового типа обусловлен следующими преимуществами [3]:

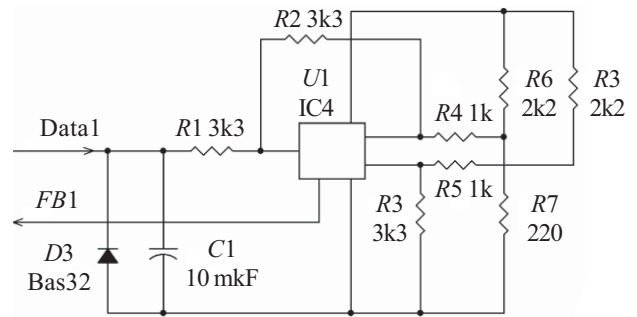


Рис. 3. Схема подключения датчика (FB1 — FeedBack — канал обратной связи)

- высокой чувствительностью (коэффициент тензочувствительности — от 50 для поликристаллических пленок до 260 для монокристаллов);
- высоким коэффициентом всестороннего сжатия (до $5,8 \cdot 10^{-3}$ МПа⁻¹);
- линейностью тензохарактеристики;
- низким температурным коэффициентом сопротивления;
- высокой радиационной стойкостью;
- стойкостью к внешним воздействиям (предел прочности на сжатие 40 кгс/мм²);
- высокой точностью изготовления датчиков, благодаря чему возможна реализация комбинированных сенсоров с различными характеристиками;
- адаптивностью обратной связи.

Датчики организованы в интеллектуальную сеть. Сигнал с датчиков поступает для дальнейшей обработки в цифровом виде. Следует отметить, что цифровое представление сигнала позволяет снизить требования к каналу передачи данных (его помехоустойчивости, длине проводников, качеству соединений) и применять цифровые мультиплексоры для уменьшения количества линий сбора данных. Применение многоканальных мультиплексоров, поддерживающих функцию каскадирования, дает возможность гибкого масштабирования сети из более чем 512 датчиков, и их количество может увеличиваться.

Дальнейшая обработка информации происходит на нескольких микропроцессорах средней вычислительной мощности. Рабочая частота используемых микропроцессоров семейства MC PIC может варьироваться в диапазоне от 4 до 100 МГц. При этом обеспечивается высокая производительность (до 25 млн.

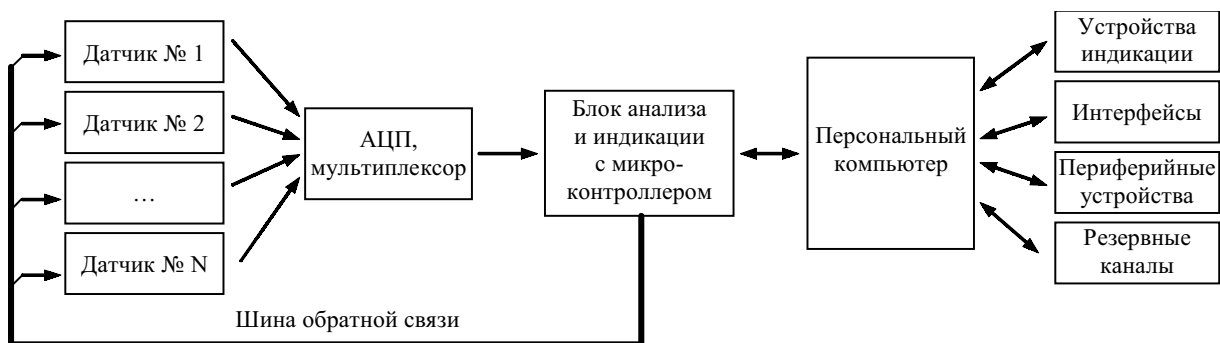


Рис. 2. Структурная схема устройства сбора информации

Параметр	Измеритель [6]	Разработанное устройство
Напряжение питания устройства, В	7,5—15	5—30
Потребляемый ток, мА	<110	<180
Количество измерительных каналов	32	>64
Коэффициент усиления по дифференциальному входу	10—1000	до 12000
Погрешность измерения деформации, %	не больше 3	не больше 1
Разрядность АЦП, бит	10	14
Длительность измерения одного канала, мкс	3,53	1,5
Погрешность усиления, %	не хуже 1,5	не хуже 1
Диапазон частот измеряемых сигналов, Гц	0—20	0—20
Скорость передачи данных на ПК, бод	9600	9600

операций в секунду) и не требуются дополнительные системы охлаждения процессора.

Наличие промежуточных «вычислительных центров» позволяет при необходимости учитывать особенности сигнала на определенном участке сети датчиков (тип выходного сигнала датчика, необходимую точность обработки сигнала), а также включать или выключать ветви сети датчиков для снижения энергопотребления. Благодаря введению канала обратной связи появляется возможность гибкого управления сетью и изменения ее функциональных характеристик (чувствительность датчиков, температурная компенсация). Канал обратной связи организован таким образом, что каждый датчик перестраивается независимо за счет дополнительных управляющих элементов [5].

С целью снижения затрат на оптимизацию программного обеспечения был разработан пакет программ на языке Assembler, что позволило совместить высокую степень функциональности и малый объем машинного кода. Это дало возможность использовать при построении устройства более простые, экономичные и вместе с тем высокопроизводительные микроконтроллеры семейства MC PIC.

Программное обеспечение (ПО) разработано в среде Windows на языке Delphi. Выбор среды разработки обусловлен доступностью лицензионного ПО (стоимость пакета ПО Delphi около 1000 долл. США, пакета Windows XP HE — 80 долл. США и т. д.), а также удобством работы в данной среде.

Электронная схема платы-приемника разработана в среде «OrCAD – Capture CIS». Ее отладка производилась в среде «OrCAD – Layout Plus».

Для исследования эксплуатационных свойств системы был изготовлен ее макет, включающий в себя специально разработанную печатную плату с размещенными на ней функциональными узлами. В качестве измерительных сенсоров применялись перестраиваемые полупроводниковые датчики.

Многофункциональная микросхема с возможностью многократного программирования — микропроцессор PIC 16F452 — обладает высокой производительностью. Отличительной характеристикой выбранной модели процессора является наличие 32-х вхо-

дов с внутренними АЦП. Такая особенность дает возможность при необходимости получать цифровой сигнал высокой точности без применения дополнительных аппаратных средств.

В качестве мультиплексора выбран низковольтный 8-канальный аналоговый мультиплексор MAX4600-4699 с сопротивлением открытого ключа 3,5 Ом.

Микроконтроллер MAX232 позволяет достигать максимальной скорости передачи данных 115200 Кбит/с, однако для повышения помехозащищенности канала передачи данных скорость была уменьшена до 9600 Кбит/с. Для сравнения эксплуатационных свойств в **таблице** приведены характеристики действующего макета и аналогичного устройства [6].

Исследования показали, что разработанное устройство благодаря наличию унифицированных входных каналов позволяет расширить информативную возможность за счет подключения датчиков различных параметров, например оптических, температурных и т. д.

В ходе исследования макета было измерено энергопотребление системы в целом и каждого ее элемента в отдельности.

Для применяемых полупроводниковых твердотельных датчиков характерно низкое энергопотребление. При значениях тока от 2 до 15 мА и при напряжении питания датчика 5—12 В потребляемая мощность не превышала 0,18 Вт.

Мультиплексор MAX 4850 потребляет ток 5 мА при напряжении питания 4,5 В. Потребляемая мощность составляет 0,00225 Вт.

Потребляемая мощность микропроцессоров семейства MC PIC определялась по формуле:

$$P = V_{dd} \{ I_{dd} - \sum I_{oh} \} + \sum \{ \{ V_{dd} - V_{oh} \} I_{oh} \} + \sum \{ V_{ol} I_{ol} \}, \quad (2)$$

где V_{dd} — напряжение питания;

I_{dd} — ток ядра процессора;

индексы «oh» и «ol» соответствуют логической единице и логическому нулю порта.

Потребляемая мощность выбранного нами микропроцессора PIC 16F452 не превышает 1,2 Вт.

Для устройства, состоящего из N датчиков, одного микропроцессора и n мультиплексоров максимальная потребляемая мощность P_u может быть рассчитана по формуле

$$P_u = NI_d U_d + P_p + n I_m U_m, \quad (3)$$

где N — количество датчиков;

I_d — ток потребления датчика (0,015 А);

U_d — напряжение питания датчика (12 В);

P_p — потребляемая мощность микропроцессора (1,2 Вт);

n — количество мультиплексоров;

I_m — ток потребления мультиплексора (0,005 А);

U_m — напряжение питания мультиплексора (4,5 В).

Таким образом, исследования показали, что устройство, построенное на предлагаемой элементной базе и состоящее из 64-х датчиков, шести мультиплексоров и микропроцессора, потребляет мощность не более 12,9 Вт, что значительно ниже, чем у существующих аналогов.

Тестирование устройства заключалось в проверке механической прочности монтажа компонентов, корректности работы протокола обмена, возможности обеспечения помехоустойчивости приемников и каналов передачи информации и заданного времени наработки на отказ.

Поток данных от датчиков, проходя обработку в устройстве сбора информации, оптимизируется. Становится возможной передача результатов по сетям с пропускной способностью до 10 Мб/с. В свою очередь, для обработки потока меньшего объема и с большей степенью предварительной структуризации требуется процессорная мощность вычислительных ма-

шин на 30—60% меньше, чем у предлагаемых на рынке аналогов.

На основании результатов исследования установлено, что система обладает высокой точностью, собрана на доступной и недорогой элементной базе и позволяет подключать на вход унифицированные датчики различных типов. Общие затраты на изготовление рабочего макета устройства были на порядок ниже стоимости соответствующих аналогов.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Войтович І. Д., Корсунський В. М. Інтелектуальні сенсори.— К.: Інститут кібернетики ім. В. М. Глушкова, 2007.
2. Компания Huntleigh Healthcare — разработчик и производитель неинвазивного медицинского оборудования — www.huntleigh.ru.
3. Ваганов В. И. Интегральные тензопреобразователи.— М.: Энергоатомиздат, 1983.
4. Костенко В. Л., Шве́ц Е. Я., Киселев Е. Н., Омельчук Н. А. Измерительные преобразователи на основе комбинированных твердотельных структур.— Запорожье: ЗГИА, 2001.
5. Костенко В. Л., Жаровцев С. О., Чигаев Г. А. Специализированные сети на основе твердотельных датчиков // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2008.— № 2.— С. 14—16.
6. Дружинин А. А., Вуйчик А. М., Ховерко Ю. Н. Многоканальный измеритель деформации для исследования конструкционных материалов // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2008.— № 3.— С. 17—19.

в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции

в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции

- Метод защиты поверхности припоя от окисления (Украина, г. Одесса)
- Многофункциональное устройство электропитания (Украина, г. Одесса)
- Вихретоковый анизотропный термоэлектрический приемник (Украина, г. Черновцы)
- Оптико-акустические эффекты в решетчатых упаковках (опаловые матрицы как метаматериал) (Россия, г. Москва)
- Технологии изготовления тонкопленочных резисторов (Россия, г. Арзамас)
- Технологические особенности получения качественных активных слоев InP в составе гетероструктур для диодов Гана (Украина, г. Львов)
- Термостабильные интерференционные ZnO-покрытия для активных элементов ZnSe:Cr²⁺-лазеров ИК-диапазона (Украина, г. Харьков)
- Волоконно-оптические мультиплексоры / демультиплексоры для систем передачи информации (Россия, г. Москва)
- Технология и конструкция модуля солнечных батарей на основе соединений A³B⁵ с концентраторами солнечной энергии и высокоэффективной системой теплоотвода (Украина, г. Львов)
- Развитие средств создания безмасляного вакуума для электронных установок и комплексов (Россия, г. Москва)
- Исследование метрологических характеристик интеллектуальных сенсоров для измерения температуры. Методики расчета разрешающей способности АЦП и обработки аналоговых и цифровых сигналов (Украина, г. Одесса)
- Радиоволновое охранное устройство на излучающем кабеле (Украина, г. Львов)



- Исследование термического сопротивления пульсационной тепловой трубы (Украина, г. Киев)
- Широкоапертурный высокочастотный источник ионов низкой энергии с электронной компенсацией (Украина, г. Харьков)
- Физико-технические основы создания нерезонансных микроволновых устройств обработки диэлектрических материалов (Украина, г. Одесса)
- Фотоэлектростимулированная пассивация спектрометрических CdZnTe-детекторов (Украина, г. Харьков)

в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции

в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции

Д. т. н. З. Ю. ГОТРА, д. т. н. Р. Л. ГОЛЯКА,
д. т. н. С. В. ПАВЛОВ, С. С. КУЛЕНКО, О. В. МАНУС

Украина, НУ «Львовская политехника»;
Винницкий государственный технический университет
E-mail: holyaka@yahoo.com

Дата поступления в редакцию
19.05 2009 г.

Оппонент к. т. н. М. В. ЯДРОВА
(ОНПУ, г. Одесса)

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ ТЕРМОМЕТР С ВЫСОКОЙ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТЬЮ

Анализируются проблемы создания дифференциального термометра с разрешающей способностью порядка $0,001^{\circ}\text{C}$. Представлены результаты расчета, моделирования и практической реализации такого термометра.

Измерение разности температур весьма актуально, поскольку используется во многих современных сенсорных приборах: психрометрических измерителях влажности, термоанемометрических измерителях скорости потока газов и жидкостей, тепловых детекторах горизонтального положения, датчиках теплового излучения, устройствах исследования теплоизоляционных свойств материалов и измерителях тепловой энергии в системах обогрева помещений и т. д. Применение дифференциальных термометров в газоанализаторах и измерителях давления газа основано на эффекте измерения теплопроводности среды, в устройствах химического и биохимического анализа — на эффекте выделения или поглощения тепла при прохождении экзо- или эндотермических реакций [1—3].

Для измерения разности температур используют различные дифференциальные термометры, в частности DT51 (Weiss Instruments), HD200 (Extech Instruments), Testo 922 (Техноком). К сожалению, разрешающая способность измерения разности температур указанных устройств (от $0,1$ до $0,01^{\circ}\text{C}$) не всегда удовлетворяет требованиям многих задач современных исследований.

В настоящей статье проанализированы проблемы и показаны принципы повышения разрешающей способности дифференциальных термометров до уровня $0,001^{\circ}\text{C}$, что на порядок лучше, чем у известных аналогов.

Первичными термочувствительными измерительными преобразователями являются термопары, терморезисторы и полупроводниковые структуры на p – n -переходах [1]. Высокочувствительные термометры требуют обеспечения высокой стабильности сигнала и минимального саморазогрева первичного преобразователя, а также возможность качественного усиления и последующего аналого-цифрового преобразования этого сигнала.

С точки зрения указанных требований сложность применения термопар в дифференциальных термометрах с высокой разрешающей способностью связана с проблемой низкого уровня сигнала. Так, при чувствительности термопары в несколько десятков микровольт на градус для обеспечения разрешающей способности $0,001^{\circ}\text{C}$ пороговая чувствительность вторичного сигнального преобразователя термопары должна быть не хуже $0,01$ мкВ. Проблемами являются также недостаточная временная стабильность термопар и ограничение пространственного разнесения исследуемых зон.

Проблемой терморезисторов является их саморазогрев током питания. Так, при значении теплового сопротивления структур миниатюрных терморезисторов порядка $500^{\circ}\text{C}/\text{Вт}$ и перегреве не больше $0,001^{\circ}\text{C}$ максимальное значение выделяемой на резисторе мощности не должно превышать 2 мВт. В частности, такой уровень мощности для термометров сопротивления, например металлических медных терморезисторов, имеющих сопротивление $R_{\text{Cu}}(T_0) = 100$ Ом, обуславливает максимальное значение рабочего тока $0,14$ мА, что при температурном коэффициенте сопротивления меди $\text{TKC}_{\text{Cu}} = 0,4\%$ / $^{\circ}\text{C}$ определяет чувствительность примерно 50 мкВ / $^{\circ}\text{C}$. Таким образом, для обеспечения разрешающей способности $0,001^{\circ}\text{C}$ пороговая чувствительность вторичного преобразователя должна быть не хуже $0,05$ мкВ.

Создание вторичных преобразователей сигнала с вышеуказанными значениями чувствительности и стабильности является весьма проблематичной задачей. Целью данной работы было создание измерительного первичного преобразователя разности температур и соответствующего вторичного сигнального преобразователя, которые обеспечивали бы разрешающую способность на уровне $0,001^{\circ}\text{C}$.

Для решения поставленной задачи в качестве первичных преобразователей температуры можно использовать структуры биполярных транзисторов. Выходной сигнал таких транзисторных схем является информативным параметром температуры. В настоящее время ведущими электронными компаниями выпускается широкий перечень термосенсорных твердотельных кремниевых интегральных схем. Среди них — TMP35, AC590 (аналоговый выход),

AD7416, ADM1028 (цифровой выход), AD22105, TMP01, TMP02 (контроллеры температуры). Однако разрешающая способность таких интегральных сенсоров температуры находится в пределах 0,03—0,1°C [3].

Для измерения разности температур была выбрана схема дифференциального транзисторного каскада, которая является основой большинства современных интегральных схем — операционных усилителей, аналоговых умножителей, цифровых элементов эмиттерно-связанной логики и т. д. [4].

Для предварительного анализа зависимости выходного сигнала дифференциального каскада воспользуемся системой уравнений распределения токов:

$$\begin{cases} I_{C1} = \alpha_1 I_{E1}; \\ I_{C2} = \alpha_2 I_{E2}; \\ I_{E1} + I_{E2} = I_{\Sigma E}, \end{cases} \quad (1)$$

где $I_{E1} = I_{SE10} \exp\left(\frac{U_{BE1}}{m_1 \Phi_T} - 1\right);$

$$I_{E2} = I_{SE20} \exp\left(\frac{U_{BE2}}{m_2 \Phi_T} - 1\right)$$

I_{C1}, I_{E1} — соответственно коллекторный и эмиттерный токи транзистора VT1;

I_{C2}, I_{E2} — то же самое для транзистора VT2;

α_1, α_2 — коэффициенты передачи тока транзисторов VT1 и VT2 (обычно $\alpha=0,99—0,995$);

U_{BE1}, U_{BE2} — напряжения эмиттерно-базовых $p-n$ -переходов транзисторов;

I_{SE10}, I_{SE20} — соответственно токи насыщения и коэффициенты неидеальности этих $p-n$ -переходов;

Φ_T — температурный потенциал, $\Phi_T = kT/q$ (в дальнейшем расчете примем, что при комнатной температуре $m\Phi_T \approx 30$ мВ);

k — постоянная Больцмана;

T — абсолютная температура;

q — заряд электрона;

$I_{\Sigma E}$ — суммарный ток, втекающий в эмиттерные $p-n$ -переходы транзисторов.

Информационным сигналом разности температур ΔT дифференциального каскада является разность коллекторных токов транзисторов

$$\Delta I_C(\Delta T) = I_{C2}(T_2) - I_{C1}(T_1).$$

Так как выделяемая на транзисторе мощность P не должна превышать 2 мВт, при напряжении «коллектор–эмиттер» $U_{CE} \approx 2$ В указанное требование ограничения мощности определяет величину токов коллекторов $I_{C21}(T_0) = I_{C2}(T_0) = 1$ мкА, где T_0 — значение опорной температуры.

Приняв условия, что напряжение на эмиттерных $p-n$ -переходах транзисторов значительно больше температурного потенциала, т. е. $U_{BE}/(m\Phi_T) \gg 1$, а такие параметры как α , I_{E0} и m в обоих транзисторах каскада одинаковы, соотношение коллекторных токов можно представить в виде

$$\frac{I_{C2}}{I_{C1}} = \frac{\alpha I_{E0} \exp(U_{BE2}(T_2)/(m\Phi_T))}{\alpha I_{E0} \exp(U_{BE1}(T_1)/(m\Phi_T))} = \exp \frac{\Delta U_{BE}(\Delta T)}{m\Phi_T}, \quad (2)$$

$$\text{где } U_{BE}(\Delta T) = U_{BE2}(T_2) - U_{BE1}(T_1).$$

При использовании дифференциального транзисторного каскада в качестве измерителя разности температур, эмиттерные $p-n$ -переходы обоих транзисторов включаются параллельно, т. е. приложенное к этим переходам напряжение одинаково. Разность коллекторных токов транзисторов возникает в результате температурного изменения высоты потенциального барьера переходов, а значит в первом приближении можно записать $\Delta U_{BE}(\Delta T) = TKU_{pn} \cdot \Delta T$, где TKU_{pn} — температурный коэффициент падения напряжения на прямосмещенном $p-n$ -переходе при фиксированном токе. Обычно $TKU_{pn} \approx -(1,8—2,2)$ мВ/°C [4].

Определим изменение отношения токов дифференциального транзисторного каскада при возникновении разности температур $\Delta T = 1^\circ\text{C}$. Используя приближение $\exp(x) \approx 1+x$, из (2) получим

$$\frac{I_{C2}}{I_{C1}} \approx 1 + \frac{\Delta U_{BE}(\Delta T)}{m\Phi_T}, \quad (3)$$

и тогда для $0 < x \ll 1$ находим

$$\frac{I_{C2}}{I_{C1}}(\Delta T = 1^\circ\text{C}) \approx 1 + \frac{2 [\text{мВ}]}{30 [\text{мВ}]} \approx 1,066.$$

Таким образом, температурная чувствительность отношения токов первичного преобразователя разности температур на основе дифференциального каскада $TKI > 6$ %/°C, что более чем на порядок выше ТКС металлических терморезисторов. Необходимо отметить, что использование структур биполярных транзисторов в качестве первичных преобразователей температуры имеет существенные преимущества и по отношению к полупроводниковым термисторам. Последние значительно уступают транзисторным структурам по линейности и воспроизводимости функции преобразования.

Для оптимизации режимов работы дифференциального каскада в качестве первичного измерительного преобразователя разности температур воспользуемся программами схемного моделирования (в частности, PSpice или MicroCAP), в которых реализуется возможность изменения температуры не схемы в целом, а конкретного ее элемента. Для этого в последние версии указанных программ схемного моделирования введен модельный параметр T_REL_GLOBAL [5]. Пример спецификации такого параметра для модели биполярного транзистора показан на рис. 1, где для наглядности на окно наложена схема дифференциального каскада.

Результат моделирования температурной зависимости сигналов первичного преобразователя дифференциального термометра представлен на рис. 2. Биполярные транзисторы Q1, Q2 специфицированы модельным параметром NPN \$GENERIC_T2. Переменной величиной, которая представляет собой превышение температуры ΔT транзистора Q2 относительно

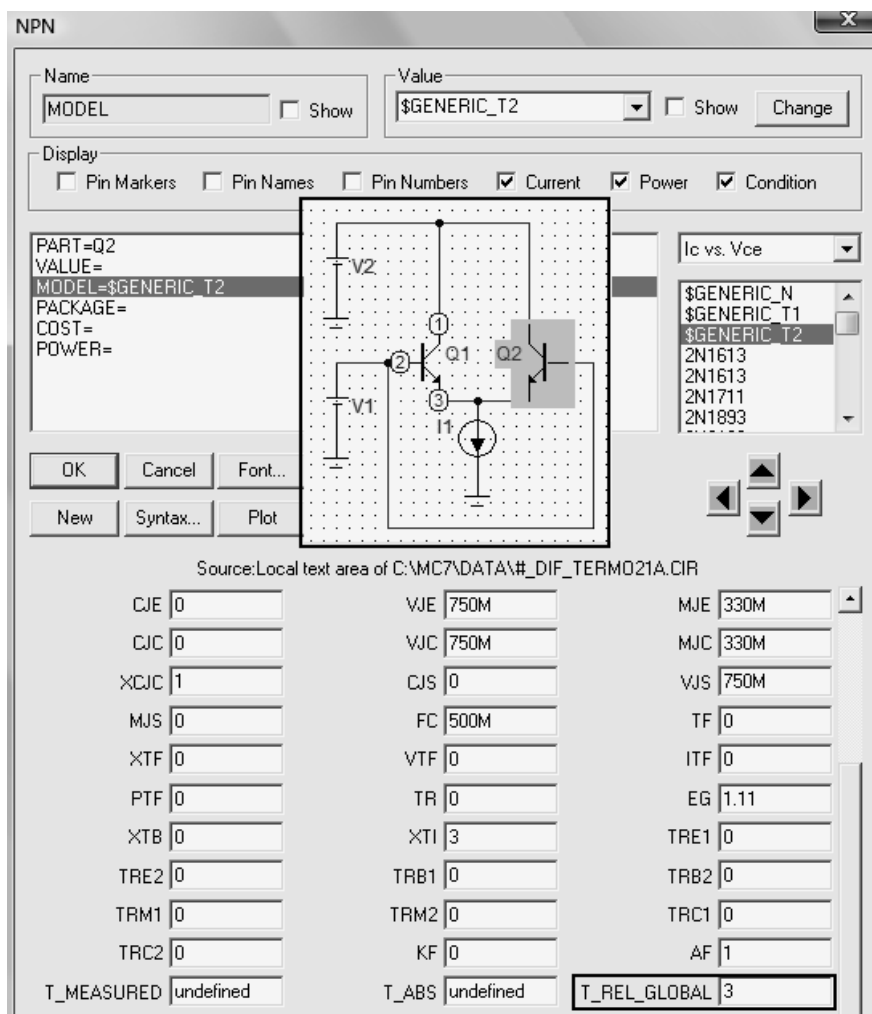


Рис. 1. Определение температуры T_REL_GLOBAL модели биполярного транзистора в программе MicroCAP

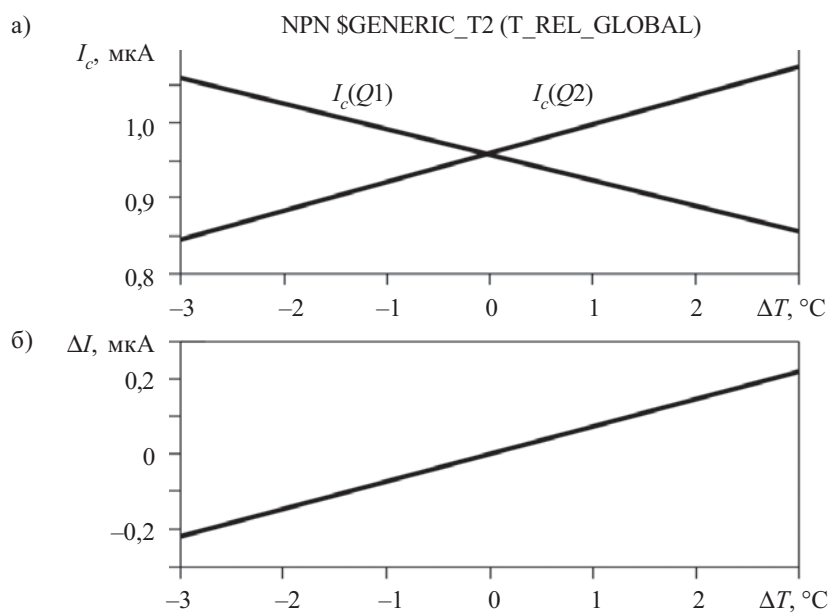


Рис. 2. Смоделированные температурные зависимости коллекторных токов транзисторов Q1 и Q2 (а), а также разности этих токов $\Delta I = I_c(Q2) - I_c(Q1)$ (б)

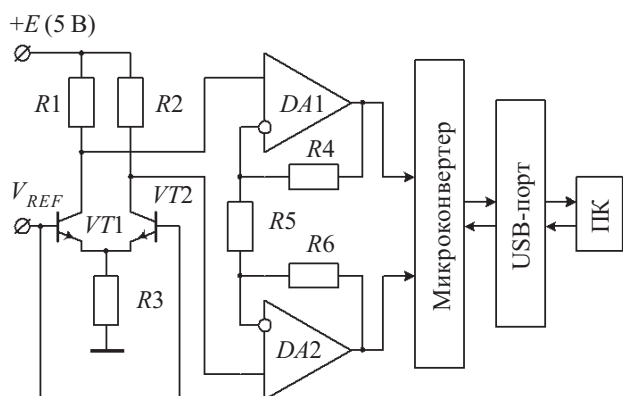


Рис. 3. Функциональная блок-схема дифференциального термометра

температуры других элементов схемы (для дифференциального термометра — транзистора $Q1$), является NPN \$GENERIC_T2 (T_REL_GLOBAL). Как можно видеть, при величине коллекторных токов сбалансированного каскада $I_C(Q1)=I_C(Q2)\approx 0,96$ мкА температурный коэффициент разности этих токов (выходной сигнал первичного преобразователя) составляет примерно 65 нА/°С, что соответствует вышеприведенным результатам расчета.

Функциональная блок-схема дифференциального термометра представлена на рис. 3. Транзисторы $VT1$ и $VT2$ образуют дифференциальный каскад, который служит первичным преобразователем разности температур. Выходное напряжение преобразователя формируется на резисторах $R1$ и $R2$, а ток каскада задается резистором $R3$. Величина опорного напряжения V_{REF} приложенного к базовым цепям транзисторов, составляет примерно 1,5 В. Квазидифференциальный буферный усилитель сигнала реализован на операционных усилителях $DA1$, $DA2$ и резисторах отрицательной обратной связи $R4$, $R5$, $R6$. Буферный усилитель служит для развязки микро мощных цепей первичного преобразователя от входных цепей аналого-цифрового преобразователя, в качестве которого применен 24-битный микроконвертер ADuC834 (24-Bit MicroConverter, Analog Devices, USA). Помимо высокопрецизионного Σ - Δ аналого-цифрового преобразователя, микроконвертер содержит все необходимые для создания сенсорных систем узлы: микропроцессорное ядро, усилитель с программно управляемым коэффициентом усиления, таймеры, цифро-аналоговый преобразователь, прецизионный источник опорного напряжения, оперативную и энергонезависимую память, широкий набор интерфейсов и т. д. Управление режимами работы и передача данных измерений в персональный компьютер выполняются через USB-порт на основе интерфейсного контроллера FT232R.

Существенным преимуществом предложенного схемного решения дифференциального термометра является практически полное отсутствие влияния на точность измерения линий связи между узлом измерительного преобразователя разности температур и схемой обработки сигнала. Это объясняется микроамперным режимом работы транзисторов измеритель-

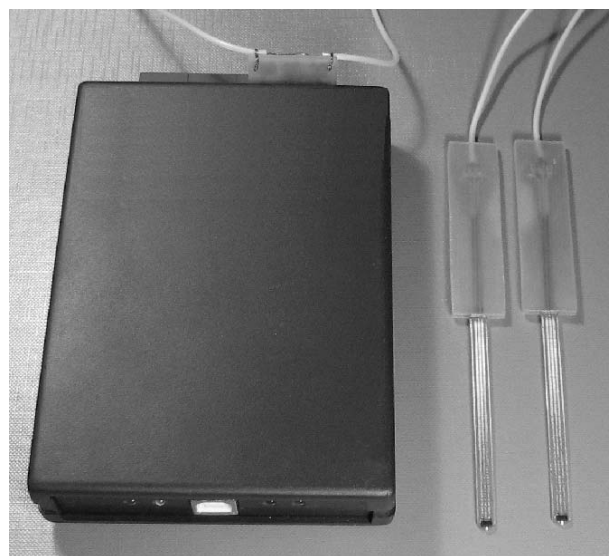


Рис. 4. Дифференциальный термометр

ного преобразователя, что соответствует высоким значениям их входного (база–эмиттер) и выходного (коллектор–эмиттер) сопротивлений (десятки и сотни килоом, соответственно). Кроме того, влияние синфазной составляющей паразитных наводок в сигнальных цепях минимизируется дифференциальным механизмом высокопрецизионного аналого-цифрового преобразования.

Питание дифференциального термометра может осуществляться от отдельного источника напряжения или от шины +5 В USB-порта. Для стабилизации напряжения питания использован стабилизатор ADP3367AR с низким падением напряжения.

В дифференциальном каскаде использованы n - p - n -транзисторы BC817 в микрокорпусном исполнении SOT23. Схема соответствует требованиям к современной высокопрецизионной электронике с низким энергопотреблением. С этой точки зрения важным является выбор КМОП микро мощных прецизионных операционных усилителей AD8552 типа Zero-Drift, Single-Supply, Rail-to-Rail. Последние характеризуются ультранизким напряжением смещения $V_{offset} < 1$ мкВ (температурный дрейф составляет менее 0,005 мкВ/°С), ток питания не превышает 0,7 мА, напряжение питания — от 2,7 до 5 В. Транзисторы первичного преобразователя дифференциального термометра установлены на зонды, подключенные к устройству обработки сигнала (рис. 4).

Пример результатов измерений выходного напряжения дифференциального термометра показан на рис. 5. Измерения проводились в диапазоне напряжения ± 2000 мВ, который определяется соответствующими регистрами управления микроконвертера ADuC834. Установлено, что калибровочная чувствительность измерения разности температур составляет 200 мВ/°С. В процессе исследования один из зондов охлаждался примерно на 6°С. На рис. 5 виден процесс охлаждения и восстановления исходной температуры. Кроме того, на вставке показан начальный



Рис. 5. Результат измерения выходного напряжения дифференциального термометра

участок, где температура зондов почти одинакова. Здесь видно, что погрешность измерения не превышает 0,02 мВ. Такое напряжение соответствует температуре 10^{-4}°C , что на порядок лучше поставленной цели — реализации дифференциального термометра с разрешающей способностью 0,001 $^{\circ}\text{C}$.

Таким образом, реальная величина разрешающей способности предложенного термометра ограничивается лишь процессом саморазогрева первичных преобразователей. Следовательно, при уменьшении тока дифференциального каскада появляется возможность для дальнейшего улучшения разрешающей способности дифференциального термометра.

Создан дифференциальный термометр с высокой разрешающей способностью, первичный преобразователь которого реализован на дифференциальном транзисторном каскаде, схема обработки сигнала — на высокопрецизионных операционных усилителях AD8552 и микроконвертере ADuC834.

Разработанный дифференциальный термометр имеет следующие основные характеристики:

- два диапазона измерения разности температур А) $\pm 10^{\circ}\text{C}$, Б) $\pm 30^{\circ}\text{C}$;
- разрешающая способность не хуже 0,001 $^{\circ}\text{C}$;
- рабочий диапазон от -40°C до $+120^{\circ}\text{C}$;
- напряжение питания +5 В ($\pm 10\%$);
- ток потребления не более 10 мА;
- интерфейс USB.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Мікроелектронні сенсори фізичних величин. В трьох томах / За ред. З. Ю. Готри.— Львів: Ліґа-Прес, 2003, Том 2.
2. Мікроелектронні сенсори вологості / За ред. З. Ю. Готри.— Львів: Ліґа-Прес, 2007.
3. AD7416: 10-Bit Low Power Digital Temperature Sensor with Two-Wire Interface. Data sheet. (www.analog.com)
4. Аналогова мікросхемотехніка вимірювальних та сенсорних пристроїв / За ред. З. Ю. Готри, Р. Л. Голяки.— Львів: ДУ «Львівська політехніка», 1999.
5. Micro-Cap 7.0, 8.0, 9.0 Electronic Circuit Analysis Program. Reference Manual. Spectrum Software. 2001, 2005, 2008. www.spectrum-soft.com.

К. ф.-м. н. Е. П. ИВАНОВА, В. Ф. РАДЧЕНКО,
к. т. н. А. Е. ХАНАМИРОВ, к. т. н. А. В. ХРЮНОВ

Украина, г. Харьков, ННЦ «Институт метрологии»;
Россия, Московский энергетический институт (технический университет)
E-mail: hanamirov@mail.ru

Дата поступления в редакцию
01.09 2009 г. — 04.01 2010 г.

Оппонент к. т. н. Ю. Н. МАКСИМЕНКО
(ЗАО «Укрналит», г. Киев)

РАДИОВОЛНОВЫЕ ДАТЧИКИ ДЫМОВЫХ ГАЗОВ ТЭС

В датчиках используется спектроскопический эффект резонансного поглощения электромагнитных волн при прохождении их через различные среды. Приводятся результаты экспериментальных исследований с разными газами в миллиметровом диапазоне волн.

Одной из наиболее важных задач обеспечения экологической безопасности эксплуатации тепловых электростанций и котельных является уменьшение вредных выбросов в атмосферу. Решение такой задачи связано с необходимостью контроля содержания выбросов непосредственно в процессе функционирования ТЭС.

Для контроля отходящих дымовых газов ТЭС создано много приборов отечественного и зарубежного производства — от относительно простых (ГХЛ-201, УГ-2, ГХ-4 и «Эвдиометра» 1980-х годов) с погрешностью измерений 10—15% до современных высокоточных газоанализаторных систем с микропроцессорной обработкой [1, 2]. Однако измерительные системы, в основу работы которых положены известные методы, требуют, как правило, пробоподготовки, что осложняет, а иногда и не позволяет провести непрерывный оперативный контроль и автоматизацию процессов регулирования теплотехнического оборудования. Создание подобных систем является достаточно сложным, т. к. при этом необходимо обеспечить многокомпонентность измерений, простоту конструкции, низкую стоимость измерительной системы в производстве и эксплуатации.

В данной работе рассматривается возможность создания для указанных целей радиоволновых датчиков и соответствующих систем контроля, которые смогут обеспечить непрерывный контроль отдельных компонентов дымовых газов как с помощью известных пробоотборных систем, так и непосредственно в газоходах ТЭС. Принцип работы таких датчиков основан на использовании спектроскопического эффекта резонансного ослабления (поглощения) электромагнитных волн при прохождении их через различные среды.

Рассмотрим применимость такого эффекта при анализе отходящих газов ТЭС на простейших примерах, которые допускают сопоставление результатов, полученных распространенными методами. Для этого

наряду с общими вопросами будут рассмотрены примеры контроля содержания оксида азота (доминантной составляющей в газоходах газовых ТЭС) и кислорода (важнейшей составляющей для регулирования режима горелок).

Спектроскопический эффект резонансного поглощения электромагнитных волн обусловлен квантовыми переходами между разными энергетическими уровнями сред и веществ, которые зондируются волнами определенной длины. Измеряя интегральную интенсивность спектральных линий поглощения газа на частотах, соответствующих вращательному переходу, можно определить концентрацию анализируемого компонента в общей газовой смеси, которая связана с интегральным коэффициентом поглощения α следующим образом [3]:

$$\alpha = \frac{8\pi^2 N \chi \mu_{ij}^2 f^2 \Delta f}{3ckT [(f - f_0)^2 + \Delta f^2]},$$

где N — число молекул в 1 см^3 ;

χ — относительное число молекул в нижнем из двух энергетических состояний, между которыми происходит рассматриваемый переход;

μ_{ij} — величина матричного элемента дипольного момента для данного компонента, просуммированного по трем взаимно перпендикулярным направлениям в пространстве;

f — частота;

f_0 — резонансная частота, равная центральной частоте линии поглощения данного газа;

Δf — полуширина линии поглощения;

c — скорость света;

k — постоянная Больцмана;

T — абсолютная температура анализируемой смеси.

Для большинства газообразных сред переходы между энергиями вращения молекул наблюдаются непосредственно в СВЧ-диапазоне. Наряду с высокой стабильностью спектров поглощения к очевидным достоинствам СВЧ-спектроскопии относятся чрезвычайно высокая разрешающая способность и весьма широкий интервал частот (несколько октав электромагнитного спектра). Каждому газу соответствует одна или несколько частот, на которых наблюдается резонанс поглощения. Многие резонансные частоты отходящих газов ТЭС лежат в диапазоне миллиметровых волн. Результаты аналитических расчетов, подкрепленных экспериментальными исследованиями в

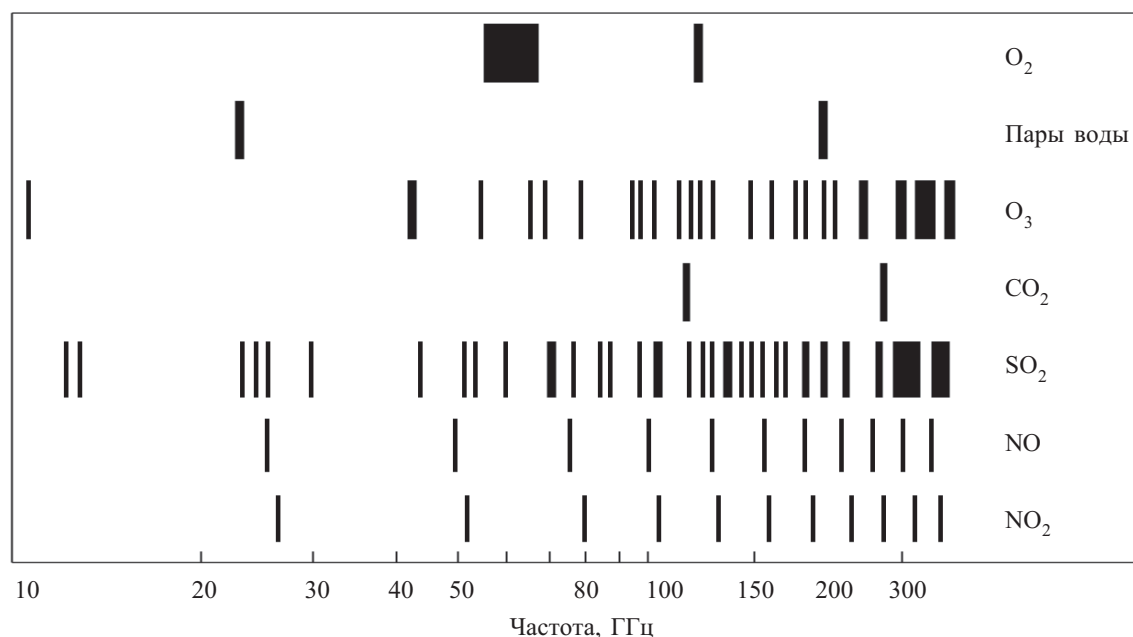


Рис. 1. Линии поглощения атмосферных газов

Таблица 1

Линии поглощения газов, сопутствующих эксплуатации ТЭС

Среда	H ₂ O	NH ₃	N ₂ O	NO ₂	SO ₂	O ₂	CO	NO	O ₃
Частота, ГГц	22,235, 183,31	23,87	25,123	26,619	20,42—29,46	63,56; 118,75	115,79	150	101,74; 142,17; 165,78

радиоастрономии и в структурном анализе веществ, отражены на **рис. 1** [4]. В **табл. 1** представлены сведения Национального бюро стандартов США о наиболее интенсивных линиях поглощения газов, сопутствующих эксплуатации ТЭС. При зондировании газовой среды СВЧ-излучением и измерении резонансного поглощения на разных частотах можно с достаточной степенью достоверности установить уровень концентрации соответствующих газов. Это и составляет суть метода СВЧ-радиоспектроскопии.

Проведенный ранее в [1, 2] обзор ряда патентов СССР, России, Великобритании, США и Германии касался усовершенствований техники СВЧ-измерений в области газовой спектроскопии, направленных на повышение чувствительности СВЧ-спектрометров, их быстродействия и точности измерений, а также на обеспечение возможности одновременной работы с разными газами. Однако найденные решения не могут быть напрямую применены для контроля состава дымовых газов ТЭС, т. к. рассчитаны на давления, которые значительно меньше, чем в газоходах ТЭС.

Система контроля дымовых газов на каждом котле ТЭС может быть установлена в одном или в каждом из двух контрольных сечениях газохода — за холодным пакетом конвективного пароперегревателя и за дымососом [5]. В первом сечении дымовые газы не искажены попаданием воздуха, и по составу газов можно судить о характеристиках топочного режима (в частности, по содержанию СО и О₂ — о степени выгорания топлива). Именно в этом сечении про-

водятся измерения при наладочных работах, при диагностике и оптимизации режимов сжигания топлива. Во втором сечении достигается практически полное перемешивание продуктов сгорания и, следовательно, равномерность по сечению концентрационных полей. Поэтому второе сечение газохода наиболее удобно для оценки общего количества вредных выбросов на одном котле. Для каждого варианта размещения контрольного оборудования имеются особые требования, устанавливаемые по экстремальным условиям работы газохода [5].

Радиоволновые системы для контроля дымовых газов

Общие требования к радиоволновым системам и специфика их реализации достаточно полно указывают направление исследований по созданию радиоволновых датчиков дымовых газов. Выбор варианта конструкции датчика зависит от конкретных требований. Принцип действия радиоволновых датчиков основан на спектроскопическом эффекте. Отсюда — важность экспериментальных исследований при выборе оптимальных решений и, следовательно, создании соответствующих измерительных комплексов.

В каждом из таких комплексов должно быть и нерадиотехническое оборудование. При этом традиционные пробоотборные системы не являются обязательными, но для сопоставления и установления достоверности измерений требуется калибровка с помощью эталонных газовых смесей.

В общем случае в состав комплекса должны входить:

— блок датчика, включающий измерительную ячейку, зондирующий генератор, аттенуатор и детекторную камеру;

— блок электроники, включающий блоки питания и обработки сигналов, согласующее устройство, терморегулятор;

— блок стабилизации параметров газа, состоящий из фильтра, переключателя каналов по газу, стабилизаторов расхода и давления газа, стабилизатора общего давления;

— блок транспортировки газа, включающий газозаборное устройство, вентиль, холодильник-фильтр;

— блок калибровки, включающий вентиль и образцовые газовые смеси.

Ниже будут рассмотрены только радиофизические аспекты созданных измерительных комплексов.

Главным узлом в каждом комплексе является датчик. Принцип работы радиоспектроскопического датчика концентрации компонента газа основан на измерении интегрального коэффициента поглощения анализируемого компонента газа на частотах, соответствующих вращательному переходу. По значению коэффициента поглощения на частоте перехода рассчитывается концентрация анализируемого газа [3]

$$N = (\alpha_{\max}^2 3ckT\Delta f) / (8\pi^2 \chi_{ij}^2 f_0^2).$$

Основным признаком классификации датчиков является различие в измерительных ячейках, обеспечивающих взаимодействие зондирующего излучения с контролируемой газовой смесью. Датчики могут быть выполнены на базе как закрытых, так и открытых волноводов и резонаторов, а также на базе приемопередающих систем пространственного излучения. Ввиду значительной ширины спектральных линий поглощения в обычных условиях работа датчиков возможна и на нерезонансной частоте указанных спектральных линий.

Установки для исследования газов в волноводах

Традиционной измерительной ячейкой при радиоспектроскопических исследованиях газов является волновод, в диапазоне частот которого находится линия поглощения исследуемого газа. Именно такие ячейки необходимы для работы поисковых радиоспектроскопов. Их оптимальная длина зависит от потерь в волноводе и от способа обнаружения линий поглощения. Так, при квадратичном детектировании она равна $1/\alpha_v$, при линейном — $2/\alpha_v$ (α_v — коэффициент поглощения СВЧ-мощности в волноводе). Эффективная длина поглощающей волноводной ячейки

$$L_{\text{эфф}} = L(\lambda_v/\lambda),$$

где L — геометрическая длина ячейки;

λ — длина волны в свободном пространстве;

λ_v — длина волны в волноводе.

Наиболее известны измерительные ячейки на прямоугольном волноводе, который для увеличения взаимодействия зондирующего излучения с газом должен быть достаточно длинным [6], а для компактности датчика — согнутым в спираль [7]. Создание та-

ких волноводов, несомненно, весьма сложная техническая задача, хотя примеры ячеек для волн 15- и 8-мм диапазонов известны. Создание же подобных ячеек в 4- и 2-мм диапазонах (для датчиков кислорода и оксида азота) еще более проблематично, т. к. малые размеры волноводов (сечение $1,8 \times 3,6$ и $0,8 \times 1,6$ мм) усложняют и конструктивное исполнение, и подачу газа в волновод. Поэтому применение прямоугольного волновода для измерительных ячеек в указанных диапазонах частот нами исключалось.

Значительно удобнее гибкие диэлектрические волноводы, которые, как известно [8], обладают уменьшенными погонными потерями в диапазоне КВЧ, могут быть легко свернуты в спираль и помещены в таком виде в герметичный сосуд с регулируемым давлением. При этом с ростом частоты эти характеристики не ухудшаются, так что ячейки могут быть выполнены и на 150 ГГц. Для подачи газов в такие датчики могут быть использованы известные пробоотборные системы. Поэтому диэлектрические волноводы и соответствующие датчики считаются наиболее подходящими для поисковых радиоспектроскопов во всем КВЧ-диапазоне.

Датчики газа можно выполнить также на базе цилиндрической щелевой линии (ЦЩЛ) [9], обеспечивающей компактность и совместимость с твердотельными электронными компонентами. В системе связанных ЦЩЛ возможно достижение высокой добротности измерительной ячейки и, следовательно, высокой чувствительности спектрометра, хотя весьма малые геометрические размеры ЦЩЛ осложняют ее применение на частотах выше 30 ГГц в широкой полосе частот. Поэтому применение ЦЩЛ для измерительных ячеек на частотах выше 30 ГГц нами тоже исключалось, тем более в спектрометрах поискового типа. Однако считаем возможным выполнение на их основе радиоспектрометров для таких газов как NO_2 , N_2O , SO_2 , NH_3 , линии поглощения которых лежат на частотах ниже 30 ГГц (см. рис. 1).

Установки для исследования газов в объемных резонаторах

В технике СВЧ для измерения параметров материалов широко распространены резонаторные методы. Они основаны на изменении свойств колебательных систем — резонаторов при введении в них образцов исследуемых веществ. Так как резонансную частоту и добротность резонаторов можно измерить с высокой точностью, резонаторные методы измерения параметров вещества оказываются наиболее совершенными. По результатам измерений с помощью простых формул проводится расчет, например, диэлектрической проницаемости и угла потерь исследуемого вещества:

$$\epsilon = (\omega_{p0}/\omega_{pe})^2;$$

$$\text{tg}\delta = 1/Q_\epsilon - 1/Q_0;$$

где ω_{p0} , Q_0 , ω_{pe} , Q_ϵ — резонансная частота и добротность незаполненного и заполненного исследуемым материалом резонатора, соответственно.

Обычно для измерений применяют цилиндрические объемные резонаторы на колебаниях типа H_{011} или E_{010} и минимальную связь их с основным трактом.

Высокодобротные объемные резонаторы удобно применять при исследовании газов в непоисковом режиме, на точно заданной фиксированной частоте, на которую и настраивают резонаторы. В таком случае

$$L_{эфф} \approx (\lambda^2 / \pi \lambda_v) Q_L$$

(Q_L — добротность нагруженного резонатора), что при высокой добротности резонатора эквивалентно большой длине волновода. По изменению добротности резонатора (с газом и без него) можно судить о коэффициенте поглощения газа α_r в резонаторе объемом V :

$$\alpha_r = \frac{2\pi V}{c} \left(\frac{1}{Q_L} - \frac{1}{Q} \right).$$

Измеряя СВЧ-мощность в максимуме резонансной кривой резонатора с газом и без него при помощи квадратичного детектора (при слабой связи с резонатором), будем иметь

$$\alpha_r = \frac{2\pi V}{cQ} \left(\sqrt{\frac{U}{U_r}} - 1 \right)^{-0.5},$$

где U_r и U — показания индикатора при наличии газа и без него.

В процессе измерений зондирующий АМ-сигнал с частотой, равной частоте основного перехода анализируемого компонента газа, поступает от СВЧ-генератора к измерительному цилиндрическому объемному резонатору. Его резонансная частота при фиксированном диаметре зависит только от диэлектрической проницаемости заполняющей среды — газа. В резонатор, настроенный на частоту основного перехода, подается анализируемая газовая смесь, и фиксируется сигнал с детектора при наличии газа (U_2) и без него (U_1). Для повышения точности измерений используются образцовые смеси газов (т. е. с известной концентрацией отдельных компонентов). В таком случае с помощью газового переключателя в резонатор подается последовательно воздух, образцовая газовая смесь, контролируемая смесь, и фиксируются три значения выходного сигнала: при наличии воздуха (U_1), образцовой смеси (U_2) и контролируемой смеси (U_3). Искомое значение концентрации анализируемого компонента вычисляется по формуле

$$N_{rx} = N_{ro} \ln \frac{1 - U_x / U_1}{1 - U_o / U_2},$$

где $U_o = U_1 - U_2$;

$U_x = U_1 - U_3$;

N_{ro} — концентрация анализируемого компонента в образцовой смеси.

Относительная погрешность измерений определяется амплитудными флуктуациями зондирующего ге-

нератора и погрешностью аттестации поверочной газовой смеси.

Нижний предел измерения концентрации анализируемого компонента определяется минимальной величиной поглощенной мощности СВЧ-сигнала на частоте вращательного перехода, при которой еще возможно детектирование. В миллиметровом диапазоне порядок коэффициента поглощения α_r в режиме квадратичного детектирования составляет 10^{-9} см^{-1} . Верхний предел измерения коэффициента поглощения может быть поднят за счет уменьшения представительности пробы.

Положительными качествами данного способа измерений является высокая селективность анализа, неперекрываемость спектральных линий (при низких давлениях) и относительно невысокая погрешность (порядка $\pm 3\%$), которая может быть еще существенно снижена за счет уменьшения погрешности аттестации поверочной смеси и снижения амплитудных флуктуаций генератора зондирующих сигналов.

Ранее были рассмотрены основные элементы конструкции объемного резонатора для датчиков кислорода и оксида азота. Достоинством представленного решения является унификация — конструкции резонаторов идентичны для разных газовых компонентов, т. е. для разных резонансных частот. Отличающимися узлами конструкции являются согласующие трансформаторы и переходы-возбудители, а в полной конструкции датчика на каждую частоту — также генераторы зондирующего сигнала и детекторные секции.

Выходной сигнал датчика может подаваться на стандартный АЦП, а с него — на ЭВМ, входящую в состав АСУ ТП.

Устройство подачи газа через штуцеры в резонатор допускает применение обычных пробоотборников; перед началом рабочего цикла необходимо продуть систему сухим воздухом. Диагностирование работы всей системы проводится с помощью образцовых газовых смесей. Метрологическое обеспечение измерений содержания анализируемых газовых компонентов может быть проведено или путем самокалибровки с помощью поверочных газовых смесей, или посредством экспресс-анализа с применением отбора проб и сличения полученных результатов с результатами измерения аттестованными газоанализаторами.

Установки для исследования газов в резонаторах Фабри–Перо

Как уже отмечалось выше, радиоспектроскопические датчики могут быть выполнены на базе не только объемных, но и других резонаторов, обладающих высокой добротностью — в частности, на базе открытых резонаторов Фабри–Перо. Такие датчики, как следует из [1, 2], получили особенно широкое распространение вследствие простоты конструкции и чрезвычайно высокой добротности резонаторов. Нами были выполнены резонаторы Фабри–Перо в 4-мм диапазоне волн (для датчиков кислорода) и в 2-мм диапазоне (для датчика оксида азота). Отметим, что резонатор 2-мм диапазона может быть применен не только для датчика оксида азота на частоте 150 ГГц, но и для датчика кислорода на частоте 118,875 ГГц.

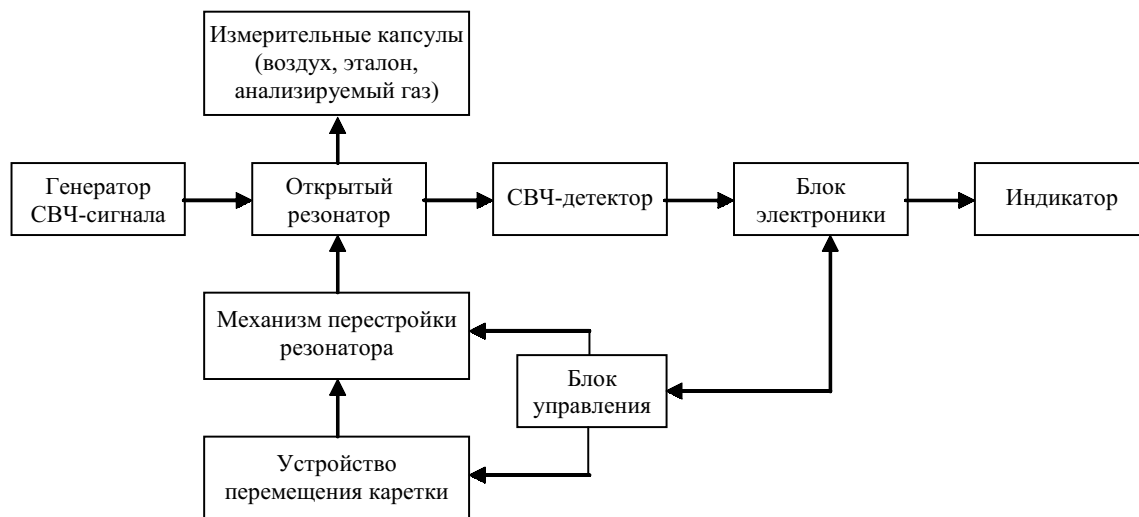


Рис. 2. Блок-схема измерения состава газовой смеси

Для подачи газа в пространство взаимодействия его с СВЧ-полем возможны варианты размещения резонатора как в объеме, который находится вне газохода и в который газ подается с использованием известных систем пробоотбора, так и непосредственно в самом газоход (с соответствующей защитой поверхности стенок резонаторов газостойким покрытием). Кроме того, газ можно подавать в пространство между зеркалами резонатора с использованием капсул из радиопрозрачного материала и систем пробоотбора. В этом случае можно реализовать оригинальную систему измерения состава многокомпонентных газовых смесей, блок-схема которой представлена на рис. 2, взаимное расположение узлов — на рис. 3. В системе имеются:

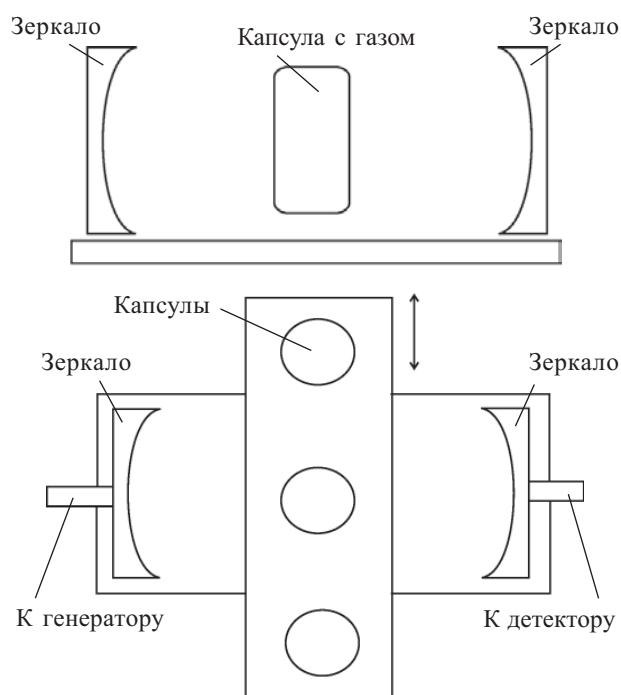


Рис. 3. Расположение элементов в системе измерения состава газовой смеси

— три несообщающиеся капсулы — ячейки из радиопрозрачного материала, заполненные воздухом, образцовой и анализируемой смесью; ячейки закреплены неподвижно на общем основании вдоль его оси;

— резонатор Фабри–Перо, одно из зеркал которого соединено с СВЧ-генератором, а второе — с СВЧ-детектором; взаимным перемещением зеркал достигается настройка резонатора на заданную резонансную частоту;

— генератор, зеркала и детектор закреплены на общей подвижной каретке, которая может перемещаться вдоль ячеек.

Перед началом измерений резонатор настраивают на частоту перехода анализируемого компонента. Собственно измерения выполняют в три этапа следующим образом.

Сначала перемещают каретку до совпадения оси зеркала генератора с капсулой, содержащей воздух, проводят зондирование капсулы сигналом резонансной частоты и измеряют выходное напряжение $U1$ с детектора. Затем проводят аналогичные измерения, перемещая каретку к капсуле с образцовой смесью ($U2$) и к капсуле с анализируемым газом ($U3$).

Для измеренных значений выходного напряжения можем записать

$$U1 = P_{\text{вх}} S \exp(-\alpha_p L_{\text{эфф}}),$$

$$U2 = P_{\text{вх}} S \exp[-(\alpha_p + \alpha_{\text{го}}) L_{\text{эфф}}],$$

$$U3 = P_{\text{вх}} S \exp[-(\alpha_p + \alpha_{\text{гх}}) L_{\text{эфф}}],$$

где $P_{\text{вх}}$ — мощность зондирующего сигнала;

S — чувствительность детектора;

$\alpha_p, \alpha_{\text{го}}, \alpha_{\text{гх}}$ — коэффициенты поглощения стенок резонатора, заполненного соответственно воздухом, образцовой смесью и анализируемым газом;

$L_{\text{эфф}}$ — эффективная длина резонатора.

Проведя несложные преобразования, получим:

$$\frac{\alpha_{\text{гх}}}{\alpha_{\text{го}}} = \ln \frac{U1}{U3} / \ln \frac{U1}{U2} = \frac{N_{\text{гх}}}{N_{\text{го}}}.$$

Здесь $N_{\text{гх}}$ и $N_{\text{го}}$ — концентрация неизвестного и известного компонентов газовых смесей, соответственно.

Таким образом, концентрация анализируемого компонента газа определяется как

$$N_{\text{гх}} = N_{\text{го}} \ln \frac{U_1}{U_3} / \ln \frac{U_1}{U_2}.$$

Отсюда следует, что для измерения концентрации анализируемого компонента газовой смеси необходимо и достаточно измерить выходное напряжение СВЧ-детектора в указанных трех случаях и знать концентрацию образцовой смеси. Из процесса измерения исключается необходимость сложных измерений добротности нагруженного резонатора и, следовательно, ее влияние на точность измерений. Несомненное достоинство описанной системы — возможность измерения концентрации нескольких газов, линии поглощения которых лежат в пределах перестройки резонатора (например, NO_2 , N_2O , SO_2 в диапазоне 8 мм).

Приемопередатчики с амплитудной модуляцией

Как отмечалось выше, радиоволновые системы контроля дымовых газов могут быть выполнены на базе приемопередаточных систем пространственного излучения с размещением их вне газохода и связью с последним через радиопрозрачные окна. При этом устройством подачи газа в пространство взаимодействия газа с СВЧ зондирующим сигналом является сам газоход. Подобные радиоволновые системы различают по типу модуляции несущей частоты, по уровню мощности, по вариантам исполнения антенн и приемопередаточных модулей и ряду других характеристик. Общим для радиоспектроскопии является низкий уровень излучаемой СВЧ-мощности — чтобы исключить эффект насыщения газа и застраховать персонал от СВЧ-облучения.

Авторами был выполнен вариант маломощной системы с отдельными модулями приемника и передатчика, работающими в режиме амплитудной модуляции. Эти модули могут быть установлены напротив друг друга с наружной стороны газохода и связаны со средой в нем через радиопрозрачные окна.

Излучающий модуль системы предназначен для формирования электромагнитного сигнала КВЧ-диапазона. Основным узлом модуля является генератор колебаний на лавинно-пролетном диоде (ЛПД). Функционирование генератора обеспечивает электронная схема, включающая в себя стабилизатор тока ЛПД, задающий генератор частоты модуляции с кварцевым резонатором, предварительный усилитель и модуляторный каскад. К волноводной камере генераторного диода прикреплены возбудитель диэлектрического волновода и сам фторопластовый диэлектрический волновод прямоугольного сечения. При установке электронной части модуля в корпус диэлектрический волновод входит в металлический волновод круглого сечения, заканчивающийся антенной — коническим рупором.

Электронная часть приемного модуля содержит КВЧ-узлы и НЧ-элементы. Антенна и диэлектрический волновод, соединяющий антенну с детекторной камерой, выполнены так же как и в излучающем мо-

дуле. При наличии сигнала от излучающего модуля на нагрузке КВЧ-детектора возникает периодический сигнал с частотой модуляции генератора, который усиливается полосовым усилителем с частотнозависимой обратной связью и поступает на многодиодный детектор. Постоянное напряжение на выходе детектора при этом управляет компаратором, состояние которого соответствует либо наличию КВЧ-сигнала либо его отсутствию. Схема многодиодного детектора содержит инерционные цепочки, обеспечивающие временную задержку переключения компаратора при появлении или исчезновении сигнала. Такая задержка предусмотрена на случай ложных срабатываний при наличии электрических помех и неравномерном потоке газа. Конструктивно излучающий и приемный модули выполнены одинаково. Описанные модули созданы для 8-мм диапазона и могут быть применены для контроля оксида азота на одной из «слабых» субгармоник линии поглощения, а также для контроля «сильных» линий поглощения ряда газов из числа дымовых — конкретно для NO_2 , N_2O , SO_2 .

Радиолокационный модуль с линейной частотной модуляцией

Систему контроля газа в газоходе можно, как и в предыдущем варианте, размещать вне газохода и выполнить ее функционально подобным образом, но с общей антенной и, соответственно, с одним радиопрозрачным окном в газоходе. В качестве датчика при этом применяется радиолокационный модуль. В созданном нами модуле 8-мм диапазона использована линейная частотная модуляция и обеспечена повышенная точность оценки изменения параметров пространственной среды.

Результаты исследования датчиков различных газов

Из числа созданных и описанных выше измерительных комплексов в экспериментальных исследованиях газов были применены установки с объемными резонаторами и с резонаторами Фабри–Перо. Проведены спектроскопические исследования таких газов как кислород, угарный газ, смесь NO и NH_3 .

Как показывают результаты наблюдения линий поглощения газов в реальных условиях, форма спектральных линий усложнена, особенно когда при высоком давлении близкие друг к другу линии перекрываются. В частности, это напрямую касается поглощения СВЧ-энергии кислородом и является явным источником возможной ошибки радиоспектроскопического анализа при фиксированной частоте наблюдения. Для исключения этого разработан довольно простой метод расчета поглощения при большом числе близко расположенных линий [10]. В [11] представлены результаты экспериментальной проверки точности этого метода на основе исследований поглощения СВЧ-энергии кислородом на частотах 58—78 ГГц.

Результаты измерений зависимости погонного коэффициента поглощения излучения кислородом от частоты при комнатной температуре и при давлении 1987 мбар (≈ 2 ат) приведены на **рис. 4**. Вертикальные отрезки характеризуют ошибки измерений, а кривые соответ-

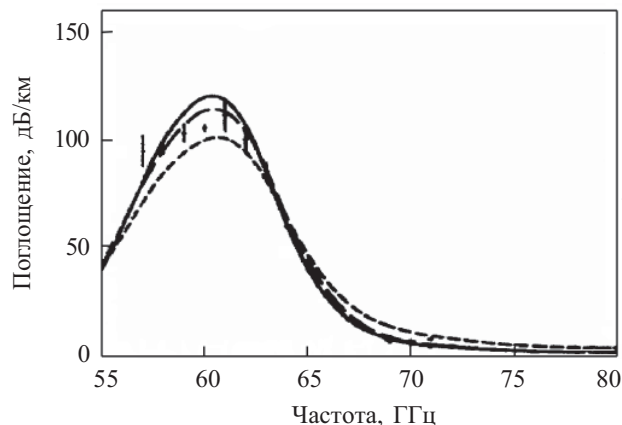


Рис. 4. Частотная зависимость коэффициента поглощения СВЧ-энергии кислородом

ствуют расчетам по разным теоретическим моделям. Из представленных результатов следует, что существует возможность экспериментального наблюдения в нормальных условиях линий поглощения для кислорода (причем, плотно размещенных) на частотах вблизи 60 ГГц. Для наблюдения более чистой линии поглощения для кислорода — на частоте около 119 ГГц — требуется существенно более сложная, дорогостоящая и дефицитная аппаратура. Тем не менее, работа на этой частоте представляет несомненный интерес в связи с тем, что в этом же стандартном волновом диапазоне на частоте около 150 ГГц находится также «сильная» линия поглощения для оксида азота — другого из отходящих газов ТЭС, выбранных для контроля. Это открывает перспективу определенной унификации измерительной аппаратуры и, соответственно, снижения стоимости всего измерительного комплекса.

В свое время в НПО «Метрология» Госстандарта СССР были проведены экспериментальные исследования по применению в радиоспектроскопии газов коротких закрытых металлических резонаторов, обеспечивающих требуемую эквивалентную длину. Так, например, были проведены частотные измерения поглощения зондирующего сигнала агрессивным газом (смесью азота и аммиака с объемной долей последнего $0,767 \pm 0,03\%$) — результаты отражены в табл. 2. На частоте основного перехода 23870 МГц резонансное поглощение составило 14,2 дБ, т. е. в резонаторе с эквивалентной длиной 20 м коэффициент поглощения на единицу длины поглощающей ячейки (резонатора) составил $2 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$.

Таким образом, из полученных экспериментальных результатов следует, что для регистрации линии поглощения в контролируемом газе на частоте зондирующего сигнала необходимо обеспечить резонансное ослабление поглощения более чем на 0,05 дБ,

Таблица 2

Поглощение зондирующего сигнала газом

Частота, МГц	Выходное напряжение детектора, мВ		Поглощение мощности, дБ
	Воздух	Аммиак	
23868	40,0	7,5	7,25
23869	62,2	4,1	10,7
23870	100,0	3,8	14,2
23871	68,4	5,2	11,3
23872	44,5	8,0	7,4

что вполне реально при использовании современной техники обработки результатов наблюдений.

Заключение

Таким образом, радиоволновые методы можно применять для контроля состава дымовых газов. Имеющиеся теоретические и экспериментальные результаты по радиоспектроскопии газов, накопленный опыт разработок специальных радиоволновых систем миллиметрового диапазона и отсутствие особых технологических трудностей представляют основу для создания достаточно простых, экономичных и надежных радиоволновых систем контроля состава дымовых газов ТЭС.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Гусев В. В., Иванова Е. П., Смольский С. М. и др. Радиоспектроскопия и контроль газов ТЭС.— Сб. докл. XI междунар. конф. по спиновой электронике и гироквадратной электродинамике.— Москва.— 2002.— Изд. УНЦ-1 МЭИ (ТУ).— С. 447—486.
2. Иванова Е. П., Смольский С. М., Ханамиров А. Е., Хрюнов А. В. О радиоволновом контроле в тракте газового выброса ТЭС // Вестник МЭИ.— 2004.— № 1.— С. 64—69.
3. Таунс Ч., Шавлов А. Радиоспектроскопия.— М.: Изд. иностранной. лит., 1959.
4. Техника субмиллиметровых волн / Под ред. Р. А. Валитова.— М.: Сов. радио, 1969.
5. Росляков П. В., Закиров И. А., Ионкин И. Л., Егорова Л. Е. Методические проблемы контроля газовых выбросов на ТЭС и в котельных // Вестник МЭИ.— 1997.— № 4.— С. 25—32.
6. А. с. 278775 СССР. Автогенератор / А. В. Хрюнов, Г. М. Уткин.— 03.06.70.
7. Горди В., Смит В., Трамбаруло Р. Радиоспектроскопия.— М.: Гос. изд. технико-теоретической лит., 1955.
8. Шестопалов В. П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Т. 1. Открытые структуры.— Киев: Наукова думка, 1985.
9. Взятых В. Ф. Диэлектрические волноводы.— М.: Сов. Радио, 1970.
10. Rosenkranz P. W. Shape of 5mm oxygen band in the atmosphere// IEEE Trans. Antennas Propagat.— 1975.— Vol. AP-23, N 4.— P. 498—506.
11. Read W. G. The measurement of absolute absorption of millimeter radiation in gases: The absorption of CO and O₂// IEEE Trans. Antennas Propagat.— 1988.— Vol. AP-36, N 9.— P. 1136—1143.

Д. ф.-м. н. А. В. КАРИМОВ, к. ф.-м. н. Д. М. ЁДГОРОВА,
О. А. АБДУЛХАЕВ, Ф. А. ГИЯСОВА, Ж. Т. НАЗАРОВ

Республика Узбекистан, г. Ташкент, НПО «Физика–Солнце»;
Навоийский государственный горный институт
E-mail: karimov@uzsci.net; navggi@intal.uz.

Дата поступления в редакцию
02.02—15.10 2009 г.

Оппонент к. т. н. Я. Я. КУДРИК
(ИФП им. В. Е. Лашкарёва, г. Киев)

МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНАЯ ГОМОПЕРЕХОДНАЯ АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВАЯ n - p - m -СТРУКТУРА

Приведены особенности технологии изготовления и фотоэлектрических характеристик обратновключенной n - p - m -структуры на основе арсенида галлия.

Необходимость улучшения параметров полупроводниковых структур, перспективных для использования в микро- и оптоэлектронике, в частности структур с прямо- и обратновключенными (p - n - p и n - p - n) гомо- и гетеропереходами, требует исследования их характеристик [1—7]. При этом возможность варьировать параметры базовой p^0 - n^0 -области GaAs-диодов, изготовленных из p^+ - p^0 - n^0 - n^+ -структур, открывает перспективы развития новых направлений как в физике и технике полупроводниковых приборов на основе GaAs-структур, так и в новых областях техники и технологии сверхвысокочастотных и сверхширокополосных систем и устройств, оперирующих импульсными сигналами пикосекундной длительности.

В работе [3] для увеличения диапазона рабочих частот p^+ - i - n^+ -структуры было продублировано отражение i - n^+ -перехода в интегрированной n^+ - i - p^+ - i - n^+ -структуре. В аналогичных p^+ - n - n^+ -структурах на основе поликристаллического кремния [4] было получено инжекционное усиление фототока в 250 раз. Поскольку структуры имеют S -образную вольт-амперную характеристику, эффект усиления реализуется в режиме прямого смещения.

Авторы [5] на основе комбинации прямо- и обратновключенных гетеропереходов создали светоизлучающие тиристорные n GaSb- p GaSb- n GaInAsSb- PAI GaAsSb- p GaSb-структуры с максимумом излучения на длине волны $\lambda=1,95$ мкм. При этом их средняя оптическая мощность достигала 2,5 мВт, а пиковая мощность в импульсном режиме — 71 мВт и превышала в 2,9 раза величину мощности, полученную для стандартного n GaSb/ n GaInAsSb/ PAI GaAsSb-светодиода, излучающего в том же спектральном диапазоне.

В работе [8] была реализована p Si- n^+ ZnO- n ZnO-Pd-структура, позволяющая принимать световые сигналы. Каждый элемент этой структуры в отдельности (p Si- n^+ ZnO и n ZnO-Pd) обладал свойствами солнечного элемента и детектора водорода. При возбуждении интегрированной структуры в области собственного поглощения кремния создавался фототок, обус-

ловленный генерацией электронно-дырочных пар на гетерогранице p Si- n^+ ZnO. Относительно рабочего напряжения один переход смещен в прямом направлении, а другой — в обратном. В структуре с аналогичными переходами, т. е. в биполярном транзисторе с барьером Шоттки в коллекторном переходе, можно управлять коэффициентом усиления и квантовым выходом, изменяя толщину базовой области [6].

Таким образом, увеличение частотного диапазона и фоточувствительности полупроводниковых структур в заданном спектральном диапазоне является на сегодня актуальной задачей. Для этого используются приемы модификации структур с прямо- и обратновключенными переходами и варьирование параметров базовой области.

В настоящей работе приведены особенности технологии изготовления и фотоэлектрических характеристик обратновключенной n - p - m -структуры на основе арсенида галлия.

Выбор параметров n - p - m -структуры для изготовления экспериментальных образцов

Несмотря на то, что к настоящему времени исследователями создаются разновидности структур с прямо- и обратновключенными переходами, остаются нерешенными проблемы комплексного улучшения их параметров, т. к. улучшение одного параметра приводит к ухудшению другого параметра. Так, использование новой технологии выращивания нанослоев и квантовых точек в p^+ - ii - p^+ -структуре с прямовключенными переходами позволило получить высокую фоточувствительность в инфракрасной области спектра [9]. Основу фотоприемника составляет трехслойная структура на основе Si с квантовыми точками из Ge, повторяющаяся 8 раз. В главном максимуме фотопроводимости, приходящемся на длину волны излучения больше 20 мкм, обнаружительная способность достигала $1,7 \cdot 10^8$ см \cdot Гц $^{1/2}$ /Вт, что несколько меньше, чем в ИК-детекторах на основе барьеров Шоттки PtSi- p Si (10^{10} см \cdot Гц $^{1/2}$ /Вт) [10].

Как альтернативный вариант фотоприемников на ближний ИК-диапазон были предложены биполярные n^+ - p - n^+ Ge/Si фототранзисторы с плавающей базой из двенадцати слоев Ge, встроенных в p -область кремния. В этих фототранзисторах при засветке со стороны плоскости p - n -переходов реализуется максимальная квантовая эффективность (3% на длине волны 1,3 мкм) [11]. Общими для упомянутых структур яв-

ляются критерии выбора базовой области, в частности, они выбираются как можно более высокоомными. В результате остается проблематичным повышение эффективности структур. Кроме того, в процессе образования фототока в этих структурах доминирует один тип носителей.

Эти проблемы остаются нерешенными и в гетеропереходных транзисторах. Так, в работе [6] предлагается фототранзисторная гетероструктура на основе композиции $n\text{InP}-p\text{InGaAsP}-\text{Au}$ с барьером Шоттки. Как показано в энергетической зонной диаграмме (рис. 1, а), ее эмиттерная область n -типа является широкозонной, а базовая область p -типа — узкозонной. Рабочим является режим запираания $p\text{InGaAsP}-\text{Au}$ -барьера. Приложение напряжения в темноте вызывает перетекание малого количества электронов (неосновных носителей) из эмиттера в коллектор. При освещении генерируемые в области объемного заряда дырки собираются у n - p -барьера, и лишь генерированные электроны достигают коллекторного контакта. Собирающиеся дырки создают нескомпенсированный положительный объемный заряд, уменьшающий потенциальный барьер n - p (+)-перехода «эмиттер—база» и резко увеличивающий поток дырок из эмиттера в базу.

В другой работе [7] предлагается фототранзисторная гетероструктура с варизонной базовой областью, полученная методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Коллектор выполнен из высокоомного $n\text{GaAs}$, а широкозонный эмиттер — из $n\text{Al}_{0,45}\text{Ga}_{0,55}\text{As}$ с запрещен-

ной зоной шириной $E_g=2$ эВ. Состав сильнолегированной базовой области изменяется от $p\text{GaAs}$ у коллекторного перехода до $n\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ ($E_g=1,8$ эВ). Как видно из энергетической зонной диаграммы (рис. 1, б), небольшой пик в зоне проводимости на границе эмиттерного перехода должен предотвратить обратную инжекцию электронов в эмиттер. Заметим, что в данной структуре имеются те же недостатки, что и в фототранзисторной гетероструктуре с барьером Шоттки. Кроме того, преимущества варизонной структуры реализуются при очень больших значениях входного сигнала, т. к. частотный диапазон фототранзистора определяется не временем пролета, а временем перезарядки емкостей эмиттера и коллектора.

Анализ упомянутых работ показывает, что для выяснения путей устранения перечисленных недостатков целесообразно исследовать гомопереходную структуру с различными базовыми областями. Для этого были изготовлены специальные $n\text{GaAs}-p\text{GaAs}-\text{Ag}$ -структуры. В них для повышения фоточувствительности базовая область расположена под потенциальным барьером. Гомопереход n - p получен выращиванием из жидкой фазы эпитаксиального слоя $p\text{GaAs}$ на подложке $n\text{GaAs}$, легированного теллуром до концентрации носителей $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Концентрация же носителей в эпитаксиальном слое $p\text{GaAs}$ толщиной 1,5 мкм составляла $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. С тыльной стороны подложки $n\text{GaAs}$ толщиной 400 мкм был нанесен напылением в вакууме омический контакт на основе сплава $\text{In}+\text{Sn}$, а на поверхности эпитакси-

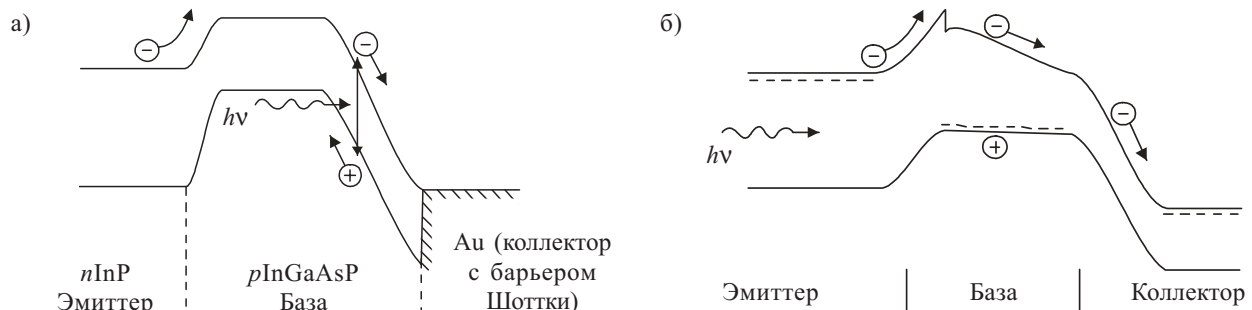


Рис. 1. Энергетические зонные диаграммы фототранзисторов с гетеропереходом (а) и варизонной базовой областью (б)

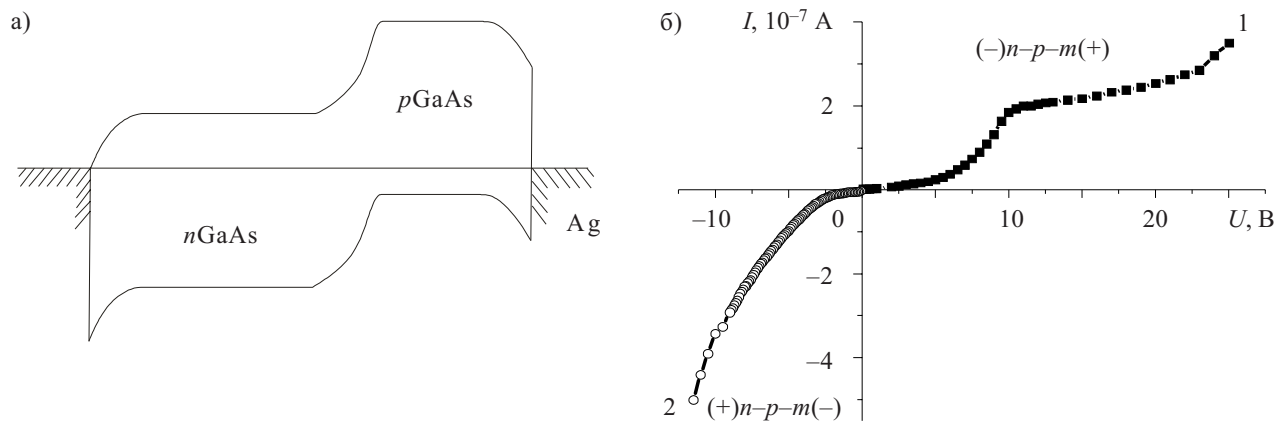


Рис. 2. Качественная энергетическая зонная диаграмма $n\text{GaAs}-p\text{GaAs}-\text{Ag}$ -структуры с гомопереходом в равновесном состоянии и ее вольт-амперная характеристика

ального слоя был сформирован выпрямляющий потенциальный барьер из полупрозрачного Ag. Площадь структуры составляла 24 мм². В отличие от известных структур, в полученной арсенид-галлиевой $n-p-m$ -структуре, аналоге биполярного $n-p-n$ -транзистора с плавающей базой, при любой полярности напряжения слой объемного заряда расширяется в одном направлении — в сторону контакта эмиттера: от металла в p -слой и от p -области вглубь $nGaAs$ -подложки. Энергетическая зонная диаграмма предложенной структуры приведена на рис. 2, а. Как видно, от приложенного напряжения поочередно запираются $nGaAs-pGaAs$ и $pGaAs-Ag$ -переходы.

Известно [11], что фотоэлектрические характеристики биполярной транзисторной структуры на основе традиционных переходов ($p-n-p$ и $n-p-n$) исследуются лишь при одной полярности рабочего напряжения, в режиме запирающего фотоприемного коллекторного перехода, когда базовая область остается в плавающем режиме. В исследуемой специальной $n-p-m$ -структуре фоточувствительность обеспечивается при обеих полярностях включения. Поэтому условно за прямое направление принято прямосмещающее $n-p$ -переход включение внешнего напряжения, а за обратное направление — запирающее $n-p$ -переход включение. Соответствующая вольт-амперная характеристика $n-p-m$ -структуры приведена на рис. 2, б.

Таким образом, в полученной арсенид-галлиевой $n-p-m$ -структуре, в отличие от известных биполярных аналогов, меньшее значение концентрации носителей в n -области по сравнению с p -областью толщиной в 1,5 мкм приводит к тому, что слой объемного заряда $n-p$ -перехода расширяется вглубь эмиттерной n -области.

Фотоэлектрические характеристики $n-p-m$ -структуры на основе арсенида галлия

Темновые и световые характеристики структуры в прямом и обратном режимах включения приведены на рис. 3. В $(-)n-p-m(+)$ -режиме (рис. 3, а) вольт-амперную характеристику можно разбить на два участка. На первом участке наблюдается нелинейное увеличение протекающего тока на два порядка (от $2 \cdot 10^{-9}$ до $2 \cdot 10^{-7}$ А), которое сменяется близкой к линейной зависимостью с незначительным возрастанием. Такой ход вольт-амперной характеристики обусловлен процессом запирающей базовой области из эпитаксиального слоя $pGaAs$ и свидетельствует о сложном характере механизма токопереноса. В режиме $(+)n-p-m(-)$ (рис. 3, б) в интервале напряжения 0—12 В наблюдается рост обратного тока (от $4 \cdot 10^{-9}$ до $4 \cdot 10^{-7}$ А) с замедляющимся характером, связанный с запирающим $n-p$ -переходом. Здесь токоперенос обусловлен генерацией носителей в слое объемного заряда $n-p$ -перехода.

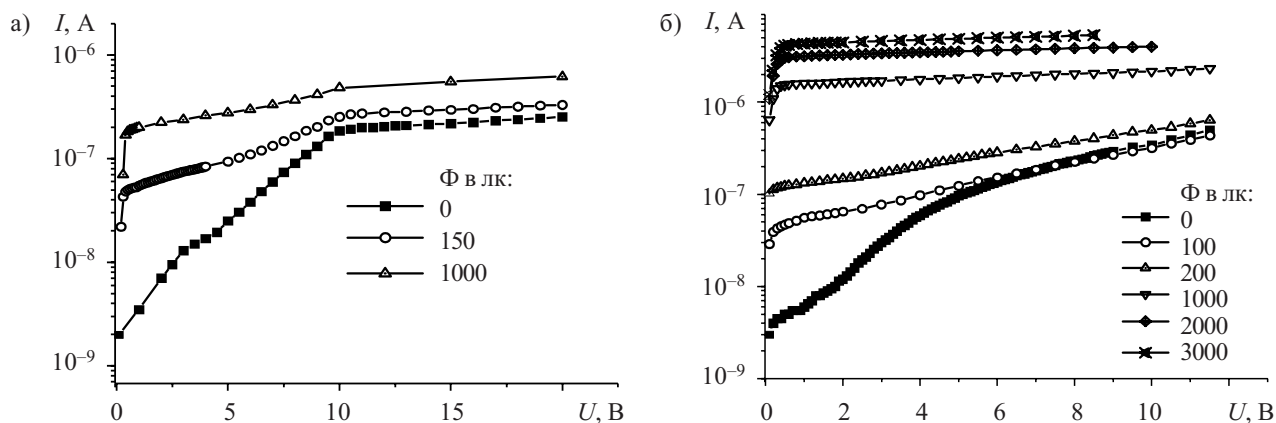


Рис. 3. Световые характеристики исследуемой структуры в режиме прямого (а) и обратного (б) смещения $n-p$ -перехода при разной освещенности

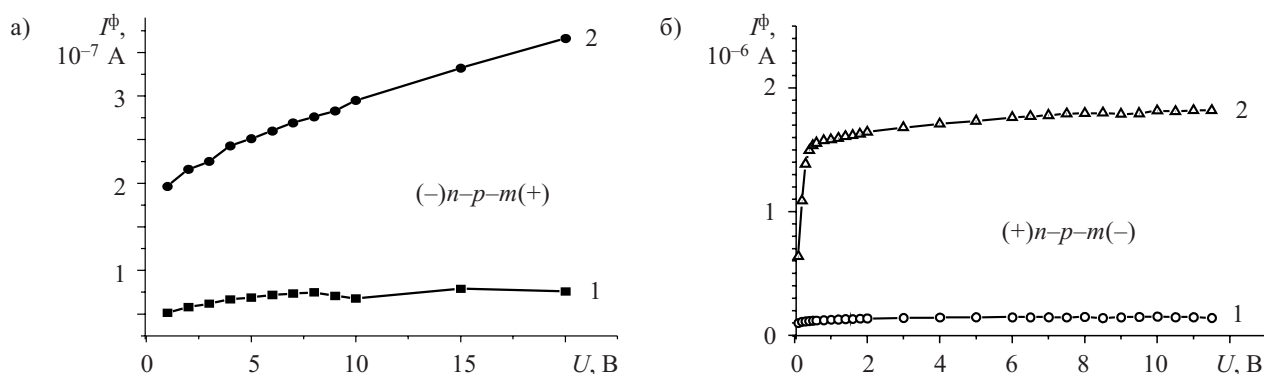


Рис. 4. Фототоки в гомопереходной структуре в режиме прямого (а) и обратного (б) смещения $n-p$ -перехода при различной освещенности:
1 — 150 лк; 2 — 1000 лк

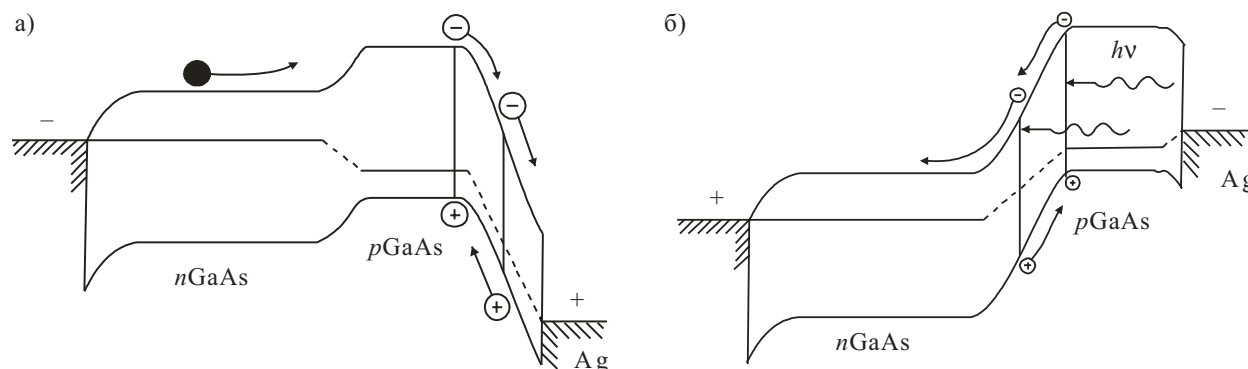


Рис. 5. Качественная энергетическая зонная диаграмма $n\text{GaAs-pGaAs-Ag}$ -структуры при различных режимах включения:

a — прямого смещения; b — обратного смещения

При возбуждении структуры световым излучением от вольфрамовой лампы в режиме прямого смещения (рис. 4, a) фототок (разность значений светового и темнового токов) с увеличением напряжения увеличивается, т. е. имеет место внутреннее фотоэлектрическое усиление. Увеличение освещенности приводит к более резкому возрастанию фототока. Чем больше рабочее напряжение, тем больше коэффициент фотоэлектрического усиления.

При смене полярности рабочего напряжения (режим обратного смещения), когда происходит запирающее полупроводникового n - p -перехода, фототок не зависит от величины напряжения, но увеличивается пропорционально интенсивности светового сигнала. Чем больше интенсивность освещения, тем больше фототок. Наблюдаемую зависимость можно объяснить фототранзисторным эффектом, имеющим место в биполярном транзисторе с плавающей базой [12, с. 181—192].

Следует отметить, что в режиме фотоэлектрического усиления (рис. 4, a) фототок почти на порядок меньше, чем в фототранзисторном режиме (рис. 4, b). Как показывает энергетическая зонная диаграмма, в режиме прямого смещения n - p -перехода фотогенерированные дырки скапливаются в n - p -барьере (рис. 5, a). Фототок создается генерированными электронами. В случае запирающего n - p -перехода (рис. 5, b) в образовании фототока участвуют и электроны, и дырки, поэтому в этом режиме фототок больше. Другое отличие состоит в том, что в фототранзисторном режиме генерация фотоносителей осуществляется как из базовой области ($p\text{GaAs}$), так и из области объемного заряда n - p -перехода. В режиме $(-n-p-m(+))$ генерация фотоносителей осуществляется лишь из области объемного заряда барьера «металл—полупроводник».

Таким образом, исследования фотоэлектрических характеристик показали, что предложенная гомопереходная n - p - m -структура на основе арсенида галлия в зависимости от режима включения может выполнять функцию как усилителя или приемника оптических сигналов (прямое смещение), так и оптического трансформатора (обратное смещение).

Такая многофункциональность структуры обуславливается совместным обеспечением процессов модуляции базовой области и генерации фотоносителей из области объемного заряда n - p -перехода, а также реализацией условий генерации фотоносителей барьером Шоттки.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Козлов В. А., Рожков А. В., Кардо-Сысоев А. Ф. Ударно-ионизационный волновой пробой и генерация пикосекундных сверхширокополосных и сверхвысокочастотных импульсов в дрейфовых диодах на основе GaAs с резким восстановлением // ФТП.— 2003.— Т. 37, вып. 12.— С. 1480—1481.
2. Транзисторы. Параметры, методы измерений и испытаний / Под ред. И. Г. Бергельсона, Ю. А. Каменецкого, И. Ф. Николаевского.— М.: Сов. радио, 1968. (<http://dvo.sut.ru/libr/eqp/i001eqp1/2.htm>)
3. Fangmin Guo, Aizhen Li, Yanlan Zheng et al. DC and RF characteristics of MBE grown GaAs barrier diode // Journal of Crystal Growth.— 2001.— Vol. 227.— P. 223—227.
4. Алиев Р. Инжекционное усиление фототока в поликристаллических кремниевых p^+-n^- -структурах // ФТП.— 1997.— Т. 31, вып. 4.— С. 425—426.
5. Стоянов Н. Д., Журтанов Б. Е., Именков А. Н. и др. Высокоэффективные светодиоды на основе тиристорной гетероструктуры 11 типа $n\text{-GaSb/p-GaSb/n-GaInSb/P-AlGaAsSb}$ // ФТП.— 2007.— Т. 41, вып. 7.— С. 878—882.
6. Sakai A., Naitoh M., Kobayashi M., Umeno M. InGaAsP/InP phototransistor-based detectors // IEEE Trans. Electron Devices ED-30.— 1983.— N 4.— P. 404—408.
7. Capasso F., Tsang W. T., Bethea C. G. et al. New graded band-gap picosecond phototransistor // Appl. Phys. Lett.— 1983.— N 42.— P. 93—95.
8. Солободчиков С. В., Салихов Х. М., Руссу Е. В., Малинин Ю. Г. Гашение тока светом в диодных структурах $p\text{-Si-n}^+\text{-ZnO-n-ZnO-Pd}$ // ФТП.— 2001.— Т. 35, вып. 4.— С. 479—481.
9. Якимов А. И., Двуреченский А. В., Никифоров А. И., Проскуряков Ю. Ю. Германий-кремниевые фотоприемники на квантовых точках // Природа.— 2001.— № 10.— С. 112. (vivovoco.rsl.ru/VV/NEWS/PRIRODA/2001/PR_10_01.HTM).
10. Войцеховский А. В., Коханенко А. П., Несмелов С. Н. и др. Пороговые характеристики ИК-фотоприемников на основе барьеров Шоттки PtSi- p -Si с высоколегированным поверхностным слоем // Прикладная физика.— 2002.— № 6.— С. 67—73.
11. Якимов А. И., Двуреченский А. В., Кириенко В. В., Никифоров А. И. Ge/Si-фотодиоды и фототранзисторы со встроенными слоями квантовых точек Ge для волоконно-оптических линий связи // ФТТ.— 2005.— Т. 47, вып. 1.— С. 37—40.
12. Полупроводниковые приборы и их применение / Под ред. Я. А. Федотова. Вып. 25.— М.: Сов. радио, 1971.

К. ф.-м. н. П. А. ФОРШ, Е. А. ФОРШ, М. Н. МАРТЫШОВ,
д. ф.-м. н. В. Ю. ТИМОШЕНКО, д. ф.-м. н. П. К. КАШКАРОВ

Россия, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова;
РНИЦ «Курчатовский институт»
E-mail: forsh@vega.phys.msu.ru

Дата поступления в редакцию
01.09 2009 г.

Оппонент д. ф.-м. н. А. А. ЕВТУХ
(ИФП им. В. Е. Лашкарева, г. Киев)

ВЛИЯНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО ОКИСЛЕНИЯ НА АНИЗОТРОПИЮ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ И ФОТОПРОВОДИМОСТИ НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

Обнаружено, что термическое окисление оказывает различное влияние на проводимость слоев пористого кремния, измеряемую вдоль различных кристаллографических направлений, что можно объяснить наличием потенциальных барьеров на границах связанных кремниевых нанокристаллов.

Пористый кремний (ПК) представляет собой полупроводниковую низкоразмерную систему со связанными нанокристаллами, интерес к изучению которой резко возрос в последнее время. ПК может рассматриваться как удобный модельный объект для изучения процессов генерации, переноса и рекомбинации носителей заряда в наноструктурированных полупроводниковых материалах, поскольку его свойства (форму, размер нанокристаллов и пористость) можно варьировать в широких диапазонах в процессе получения.

В пористом кремнии, полученном на подложке с ориентацией поверхности (110), имеет место латеральная анизотропия формы нанокристаллов (в этом случае кремниевые нанокристаллы получают вытянутыми вдоль кристаллографической оси $[1\bar{1}0]$, лежащей в плоскости поверхности ПК) [1]. Интерес к изучению такого ПК во многом связан с обнаружением в нем сильной оптической анизотропии, в частности, двулучепреломления [2]. Однако электрические и фотоэлектрические свойства анизотропного ПК практически не изучены. На перенос носителей заряда в ПК может сильно влиять локальное окружение нанокристаллов, одним из способов изменения которого является термическое окисление [3—7]. В то же время в литературе отсутствует информация о влиянии поверхностного покрытия нанокристаллов на электропроводность и фотопроводимость анизотропного ПК.

В данной работе проведены исследования по влиянию термического окисления на перенос носителей заряда в слоях анизотропного ПК, полученного травлением пластин монокристаллического кремния с ориентацией поверхности (110).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-01041-а).

Методика эксперимента

Исследованные в работе слои ПК получались методом электрохимического травления монокристаллических пластин $p^+-Si:B$ с ориентацией поверхности (110) и удельным сопротивлением $\rho=25\text{—}30\text{ мОм}\cdot\text{см}$ в смеси плавиковой кислоты HF (48%) и этанола C_2H_5OH в соотношении 1:1. Электрохимическое травление образцов происходило при плотности тока $j=40\text{ мА}/\text{см}^2$ и времени травления $t=40\text{ мин}$. Отделение пленок ПК осуществлялось путем кратковременного (около 2 с) увеличения плотности тока до $500\text{ мА}/\text{см}^2$. Окисление полученных образцов происходило путем их отжига на воздухе при температуре 150, 300 и 450°C в течение 30 мин.

Структура полученных пористых образцов схематично показана на **рис. 1**. Поры, форма которых близка к цилиндрической, располагаются под углом к поверхности образца. Максимальный размер остова кремния достигается в кристаллографическом направлении $[1\bar{1}0]$ и составляет $10\text{—}50\text{ нм}$ [8]. Толщина слоев ПК примерно равна 80 мкм .

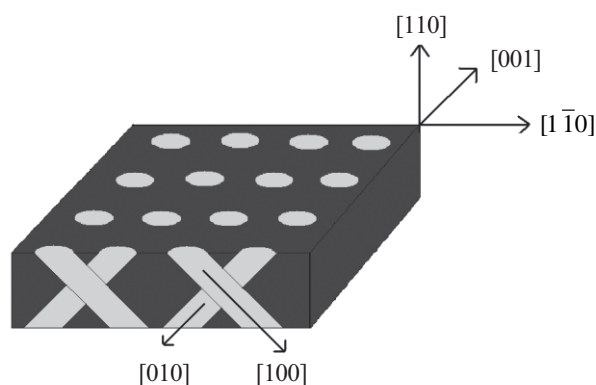


Рис. 1. Структура полученных образцов ПК (светлым показаны поры)

Для измерения электрических характеристик на поверхность образцов напылялись золотые контакты в двух различных направлениях: вдоль и перпендикулярно кристаллографической оси $[1\bar{1}0]$ (**рис. 2**).

Температурные зависимости проводимости образцов исследовались в области температур $T=230\text{—}380\text{ К}$ при напряжении на контактах образцов 3 В .

Перед выполнением измерений образцы ПК помещались в азотный криостат, в котором создавалось

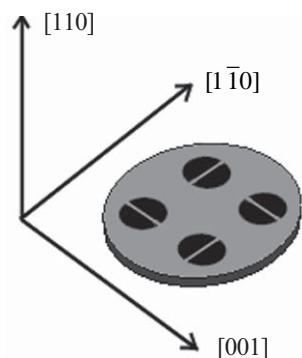


Рис. 2. Расположение контактов в анизотропном ПК

давление около 10^{-4} торр с помощью безмасляной вакуумной установки фирмы Varian. Проводимость слоев ПК измерялась с помощью пикоамперметра Keithley 6487. Напряжение на образец подавалось от источника, встроенного в пикоамперметр.

Для определения степени окисления образцов и поверхностного окружения нанокристаллов снимались ИК-спектры пропускания с помощью спектрометра Bruker IFS-66v/s в спектральном интервале $370\text{--}7500\text{ см}^{-1}$ с разрешением 2 см^{-1} при нормальном падении света на образец.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Пористый кремний обладает достаточно развитой поверхностью ($\approx 800\text{ м}^2/\text{см}^3$ [9]), следовательно, его свойства будут в значительной степени определяться состоянием поверхности. Поскольку формирование слоев ПК происходит в химической среде, то естественно предположить, что на его поверхности будут присутствовать элементы, входящие в состав электролита (смеси плавиковой кислоты и этанола).

На рис. 3 представлены ИК-спектры пропускания для слоев ПК *p*-типа, измеренные в вакууме при комнатной температуре. Видно, что на поверхности исходного и отожженного при 150°C образцов имеются кремний-водородные связи Si-H. При увеличении температуры отжига водородное покрытие уменьшается и появляются пики поглощения, соответствующие связям Si-O и Si-OH. В связи с тем, что под-

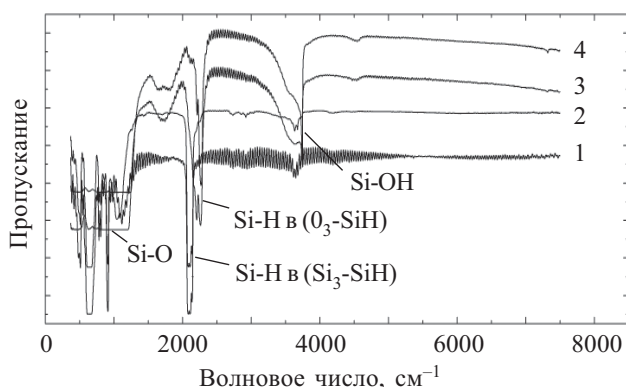


Рис. 3. ИК-спектры пропускания для образцов ПК *p*-типа в вакууме:

1 — исходный образец; 2, 3, 4 — образцы, отожженные при температуре 150, 300 и 450°C соответственно (для удобства восприятия графики разнесены по высоте)

ложки, используемые для приготовления образцов ПК, обладали относительно высоким сопротивлением, на ИК-спектрах пропускания не зафиксирована монотонная составляющая, соответствующая поглощению на свободных носителях заряда, что говорит об их малой концентрации даже в исходных образцах.

Ранее нами было обнаружено [10], что для образцов, полученных травлением пластин монокристаллического кремния с ориентацией поверхности (110), наблюдается планарная анизотропия проводимости, т. е. проводимость в направлении оси $[1\bar{1}0]$ (лежащей в плоскости поверхности образца), где нанокристаллы имеют наибольшую длину, значительно выше проводимости в направлении оси $[001]$ (лежащей также в плоскости поверхности образца), где нанокристаллы имеют наименьшую длину. Рассмотрим, как на данную анизотропию влияет термическое окисление.

Температурные зависимости анизотропии электропроводности (отношения величины проводимости в направлении $[1\bar{1}0]$ к величине проводимости в направлении $[001]$) показаны на рис. 4. Видно, что в исходных образцах анизотропия электропроводности практически отсутствует. Исходные образцы являются, как правило, вырожденными, в которых влияние потенциальных барьеров вдоль различных кристаллографических осей на перенос носителей заряда минимально. Однако при окислении образца при температуре $T=150^\circ\text{C}$ проводимость в направлении $[1\bar{1}0]$ заметно превышает проводимость в направлении $[001]$. Появление анизотропии электропроводности можно объяснить только различной степенью изменения подвижности носителей заряда в исследованных направлениях. В результате окисления на границах практически всех нанокристаллов формируются кислородосодержащие комплексы. Известно, что при окислении ПК уменьшается концентрация свободных дырок за счет захвата их на поверхностные состояния на границах нанокристаллов. Следствием этого является увеличение положительного заряда на по-

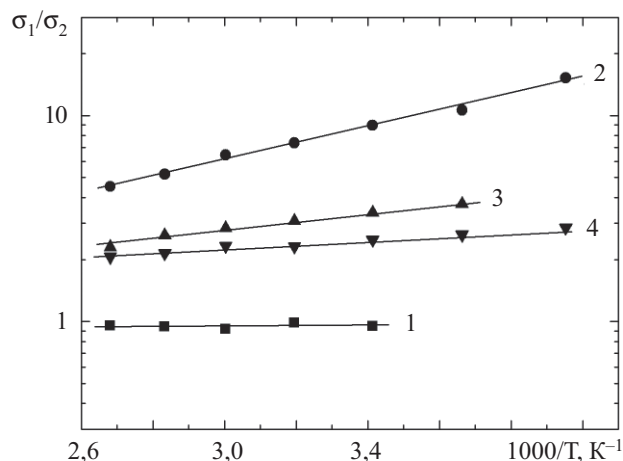


Рис. 4. Температурные зависимости отношения электропроводности в направлении $[1\bar{1}0]$ (σ_1) к электропроводности в направлении $[001]$ (σ_2):

1 — исходный образец; 2, 3, 4 — образцы, отожженные при температуре 150, 300 и 450°C

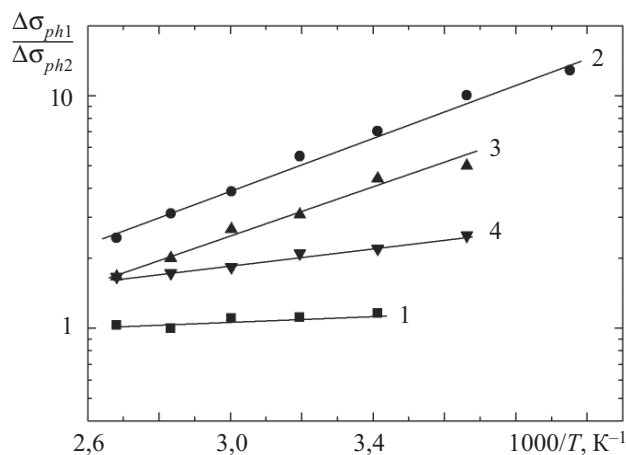


Рис. 5. Температурные зависимости анизотропии фотопроводимости слоев ПК:
1 — исходный образец; 2, 3, 4 — образцы, отожженные при 150, 300 и 450°C

верхности нанокристаллов, что приводит к увеличению потенциальных барьеров для дырок [11]. В связи с наличием различного количества потенциальных барьеров вдоль различных кристаллографических осей и, возможно, различной их высотой, подвижность носителей заряда при окислении в направлении [001] уменьшается значительно сильнее, чем в направлении [1 10]. Это и приводит к возникновению наблюдаемой анизотропии электропроводности (кривая 2 на рис. 4), а при дальнейшем окислении образцов с ростом температуры анизотропия электропроводности уменьшается (кривые 3 и 4). По-видимому, это связано с началом формирования оксидной пленки на поверхности нанокристаллов. В пределе, при высоких температурах отжига, на границах нанокристаллов должны образовываться гетеропереходы ПК/SiO_x примерно одинаковые для любых кристаллографических направлений. Небольшая анизотропия при этом может быть связана с различным числом таких потенциальных барьеров вдоль различных направлений.

Как известно [12], изменение фотопроводимости в полупроводниках можно представить в виде

$$\Delta\sigma_{ph} = eG\tau\mu,$$

где G — скорость генерации дырок;
 τ — время рекомбинации;
 μ — подвижность дырок;
 $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Логично предположить, что G и τ не зависят от кристаллографического направления, в котором измеряется фотопроводимость.

На рис. 5 представлены температурные зависимости анизотропии фотопроводимости ПК (отношения величины фотопроводимости в направлении [1 10] $\Delta\sigma_{ph1}$ к величине фотопроводимости в направлении

[001] $\Delta\sigma_{ph2}$). Отчетливо видно, что анизотропия фотопроводимости отсутствует на «свежих» образцах, но возникает при отжиге и достигает своего максимума на образцах, отожженных при 150°C, однако при дальнейшем окислении анизотропия уменьшается. Поэтому анизотропию фотопроводимости можно объяснить различной подвижностью носителей заряда (дырок) вдоль кристаллографических осей [1 10] и [001] аналогично тому, как была объяснена анизотропия электропроводности.

Таким образом, проведенные исследования показали, что при термическом окислении ПК возникает анизотропия фотопроводимости и электропроводности, которую можно объяснить зависимостью высоты потенциальных барьеров вдоль максимального и минимального размеров нанокристаллов от кристаллографического направления.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Кузнецова Л. П., Ефимова А. И., Осминкина Л. А. и др. Исследование двулучепреломления в слоях пористого кремния методом инфракрасной Фурье-спектроскопии // ФТТ.— 2002.— Т. 44.— С. 780.
2. Kovalev D., Polisski G., Diener J. et al. Strong in-plane birefringence of spatially nanostructured silicon // Appl. Phys. Lett.— 2001.— Vol. 78, N 7.— P. 916—918.
3. Зимин С. П., Комаров Е. П. Влияние кратковременного отжига на проводимость пористого кремния и переходное сопротивление контакта алюминий — пористый кремний // Письма в ЖТФ.— 1998.— Т. 24.— С. 6.
4. Астрова Е. В., Воронков В. Б., Ременюк А. Д. и др. Изменение параметров и состава тонких пленок пористого кремния в результате окисления. Эллипсометрические исследования // ФТП.— 1999.— Т. 33.— С. 10.
5. Григорьев Л. В., Григорьев И. М., Заморянская М. В. и др. Транспортные свойства термически окисленного пористого кремния // Письма в ЖТФ.— 2006.— Т. 32.— С. 17.
6. Urbach B., Axelrod E., Sa'ar A. Correlation between transport, dielectric optical properties of oxidized and nonoxidized porous silicon // Phys. Rev. B.— 2007.— Vol. 75.— P. 205330.
7. Зимин С. П., Брагин А. Н. Релаксация проводимости в закрытом пористом кремнии после термообработки // ФТП.— 1999.— Т. 33.— С. 4.
8. Kunzner N., Kovalev D., Diener L. et al. Giant birefringence in anisotropically nanostructured silicon // Opt. Lett.— 2001.— Vol. 26, N 16.— P. 1265—1267.
9. Timoshenko V. Yu., Dittrich Th., Lysenko V. et al. Free charge carriers in mesoporous silicon // Phys. Rev. B.— 2001.— Vol. 64.— P. 085314.
10. Форш П. А., Осминкина Л. А., Тимошенко В. Ю., Кашкаров П. К. Особенности электрического транспорта в анизотропно наноструктурированном кремнии // ФТП.— 2004.— Т. 38, № 5.— С. 626—629.
11. Lehmann V., Hofmann F., Moller F., Gruning U. Resistivity of porous silicon: a surface effect // Thin Solid Films.— 1995.— Vol. 255.— P. 20.
12. Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках.— М.: Физматлит, 1963.

А. И. НАЗАРЬКО, Ю. Ф. ТИМОФЕЕВА,
д. т. н. Е. А. НЕЛИН, В. И. ПОПСУЙ

Украина, НТУУ «Киевский политехнический институт»
E-mail: ye.nelin@gmail.com

Дата поступления в редакцию
28.09 2009 г.

Оппонент к. ф.-м. н. М. А. ДРОЗДОВ
(ВИ ОНПУ, г. Одесса)

ПОВЫШЕНИЕ ЗОННОЙ ИЗБИРАТЕЛЬНОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ

Выполнена оценка зонной избирательности кристаллоподобных структур. Рассмотрены методы повышения избирательности электромагнитных кристаллов. Представлены экспериментальные и расчетные характеристики, иллюстрирующие возможность существенного улучшения спектральных свойств таких структур.

Искусственные кристаллоподобные структуры (КС) составляют основу новых разнообразных устройств обработки сигналов. Значительное развитие получили фотонные кристаллы и устройства на их основе [1]. При моделировании сложных в конструктивно-технологическом отношении оптических фотонных кристаллов используют их микрополосковые аналоги — электромагнитные кристаллы (ЭК) [2]. Также ЭК интенсивно исследуют и с целью поиска путей повышения эффективности устройств радиодиапазона.

Для повышения эффективности устройств на основе КС первостепенное значение имеет повышение зонной избирательности таких структур. В настоящей работе выполнена оценка зонной избирательности КС, рассмотрены методы ее повышения для ЭК, предложен и исследован высокоизбирательный ЭК.

Зонную избирательность КС характеризуют подавление сигнала в запрещенной зоне и ее ширина. Подавление сигнала определим отношением $K = T_p / T_z$, где T_p, T_z — максимальное в разрешенной и минимальное в запрещенной зонах значение модуля амплитудного коэффициента прохождения, соответственно. Оценим избирательность модельной КС, образованной четвертьволновыми слоями. Импедансы слоев нормированы к импедансу внешней среды и равны 1 и Z , причем $Z > 1$. Значение T_z достигается на средней частоте запрещенной зоны. При этом

$T_z = 2\sqrt{Z_{вх}} / (Z_{вх} + 1)$, где $Z_{вх} = Z^{2N}$ — входной импеданс КС; N — число слоев с импедансом Z . Поскольку $T_p \approx 1$, а $Z_{вх} \gg 1$, то $K \approx T_z^{-1} \approx Z^N / 2$. Импеданс Z соответствует эффективному импедансу $Z_{эф}$ неоднородностей КС.

Исходя из [3, с. 88], в результате преобразований для относительной ширины ΔF первой запрещенной зоны неограниченной модельной КС получим

$$\Delta F = \frac{4}{\pi} \arcsin \frac{Z-1}{Z+1}. \quad (1)$$

Обратим внимание, что здесь аргументом функции является амплитудный коэффициент отражения от границы сред с отношением импедансов Z . Непосредственная взаимосвязь ширины запрещенной зоны и коэффициента отражения иллюстрирует ключевую роль отраженных волн в формировании зонных свойств КС. Границы слоев как вторичные излучатели волны настолько сильно взаимодействуют, что свойства искусственной среды — КС — изменяются от полностью прозрачной в разрешенных зонах до полностью непрозрачной — в запрещенных.

На рис. 1 приведены зависимости, характеризующие зонную избирательность модельной КС. Как видно из зависимостей 1—3, уже при небольших значениях Z и N достигается значительное подавление сигнала в запрещенной зоне. Коэффициент прохождения порядка 10^{-6} и менее характерен для туннельных квантово-механических барьеров. В запрещенной зоне ограниченная КС представляет собой туннельный барьер с чрезвычайно низкой прозрачностью. При резонансном туннелировании коэффициент прохождения равен единице. Использование этих свойств КС, например, в симметричных однобарьерных структурах

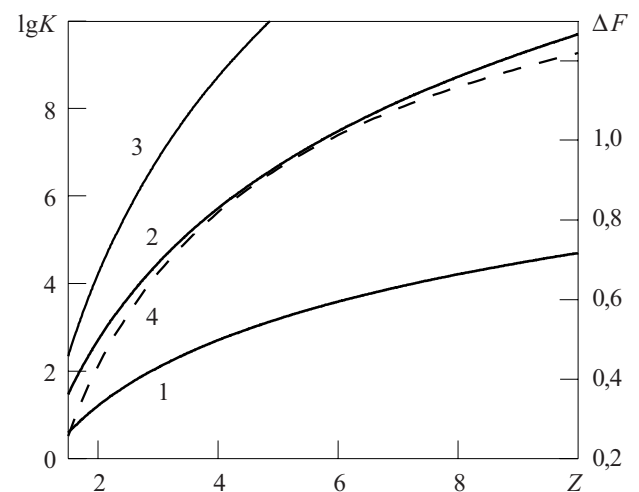


Рис. 1. Зависимости подавления сигнала K в запрещенной зоне (1—3) модельной КС с различным числом слоев N (1 — 5; 2 — 10; 3 — 15) и ширины запрещенной зоны ΔF (4) от нормированного импеданса

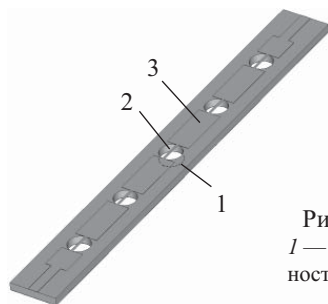


Рис. 2. Неоднородности ЭК:
1 — на металлизированной поверхности; 2 — в диэлектрике; 3 — на сигнальной поверхности

с резонансным туннелированием [4], позволяет разрабатывать устройства с очень высокой избирательностью. Полоса пропускания соответствует резонансному туннелированию, а полоса подавления — обычному.

При $N \geq 5$ ширина запрещенных зон ограниченной и неограниченной модельной КС практически одинакова. Как видно из зависимости 4 на рис. 1, КС обеспечивают широкополосное и сверхширокополосное подавление сигналов.

Электромагнитный кристалл (ЭК) представляет собой несимметричную микрополосковую линию передачи с периодически расположенными неоднородностями (обычно — только на металлизированной поверхности под полосковым проводником). Для максимизации $Z_{\text{эф}}$ необходимо комбинировать неоднородности на металлизированной поверхности, в диэлектрике и на сигнальной поверхности (рис. 2). Оценим эффективность этих неоднородностей.

Неоднородности первого вида — круглые отверстия [5]. Изготовленный для проведения эксперимента ЭК с такими неоднородностями имеет следующие параметры: ширина полоскового проводника — 2,5 мм; диаметр отверстий — 8 мм; число отверстий — 5; период их расположения — 20 мм; толщина диэлектрика — 2,1 мм; его относительная диэлектрическая проницаемость — 7,0; тангенс угла диэлектрических

потерь — 0,0025 на частоте 10 ГГц; импеданс однородных областей ЭК равен 50 Ом.

На рис. 3, а приведены характеристики, иллюстрирующие зонную избирательность такого ЭК. Зависимость 2 получена трехмерным моделированием в программном пакете Microwave Studio. Экспериментальные и расчетные значения средней частоты первой запрещенной зоны f_0 и T_3 соответственно равны 3,43 и 3,57 ГГц; -10,4 и -16,0 дБ.

При трехмерном моделировании, намного более сложном по сравнению с одномерным, утрачивается наглядность связей между параметрами структуры и ее характеристиками. Кроме того, трехмерное моделирование требует значительных затрат машинного времени. По этим причинам представляет интерес использование одномерной модели хотя бы на начальных этапах проектирования. Параметры одномерной модели определяются из тестовых экспериментальных характеристик либо предварительным трехмерным моделированием.

Зависимость 3 на рис. 3 рассчитана по одномерной модели в виде неоднородной линии передачи, образованной отрезками с различающимися значениями волнового импеданса и относительной диэлектрической проницаемости. Длина и электрические параметры низкоомного отрезка линии равны соответствующим параметрам низкоомной области ЭК; длина высокоомного отрезка — диаметру отверстия. Относительная диэлектрическая проницаемость и волновой импеданс этого отрезка выбирались исходя из указанных экспериментальных значений f_0 и T_3 . Хорошее согласование зависимостей 1 и 3 иллюстрирует возможность использования в первом приближении простой одномерной модели. Из рис. 3 видно, что кривая 3 лучше соответствует экспериментальной характеристике 1, чем кривая 2. Это объясняется тем, что параметры одномерной модели были выбраны на основе экспериментальных значений, а не теоретических, полученных из трехмерной модели. Од-

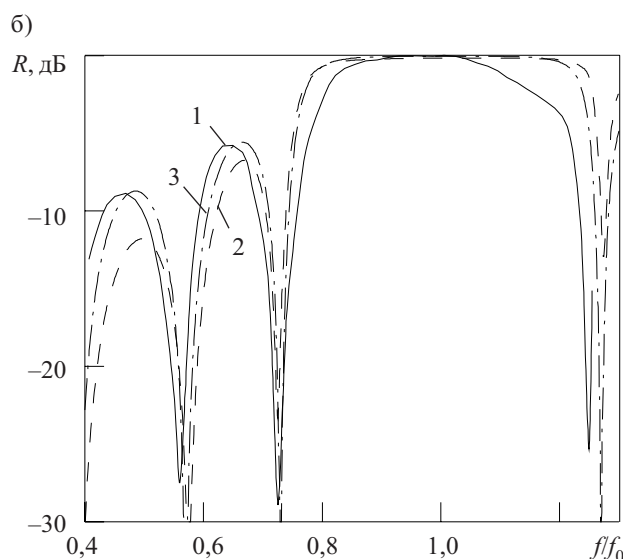
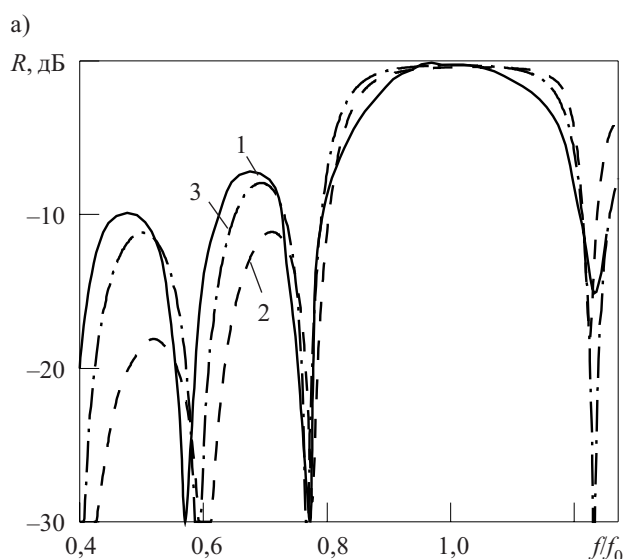


Рис. 3. Экспериментальная (1) и расчетные (2 — трехмерная модель, 3 — одномерная) частотные зависимости коэффициента отражения R ЭК с отверстиями только в металлизированной поверхности (а); с отверстиями в металлизированной поверхности, и в диэлектрике (б)

номерная модель позволяет оценить значение $Z_{эф}$, равное отношению импедансов высокоомного и низкоомного отрезков. В данном случае $Z_{эф}=1,7$.

Для повышения зонной избирательности ЭК необходимо увеличить значение эффективного импеданса *введением дополнительных неоднородностей*. Такими неоднородностями могут быть цилиндрические отверстия в диэлектрике.

Избирательность ЭК с отверстиями и в металлизированной поверхности, и в диэлектрике иллюстрируется рис. 3, б. Диаметр отверстий — 8,6 мм, глубина — 1,6 мм. Экспериментальные и расчетные значения f_0 и T_3 соответственно равны 3,93 и 3,98 ГГц; -20,9 и -28,4 дБ. Значение $Z_{эф}=2,6$ соответствует увеличению эффективного импеданса в 1,5 раза. Повышение средней частоты запрещенной зоны обусловлено уменьшением эффективной относительной диэлектрической проницаемости в областях с неоднородностями, а уменьшение сигнала в запрещенной зоне и ее расширение — увеличением эффективного импеданса. Увеличение средней частоты в эксперименте составляло 15%, по расчету — 12%. Относительная ширина запрещенной зоны, определяемая по первым нулям характеристики, в эксперименте увеличилась с 46 до 53% при расчетных значениях 45 и 55%. Влияние дополнительной неоднородности возрастает с увеличением глубины отверстия. При максимальной глубине отверстия (равной толщине диэлектрика) $Z_{эф}=3,8$, что соответствует увеличению эффективного импеданса в 2,2 раза.

Для дальнейшего повышения зонной избирательности ЭК необходимо ввести *неоднородности на сигнальной поверхности*. Их можно выполнить периодическим изменением (вариацией) ширины полоскового проводника (рис. 2). Микрополосковая линия с вариацией ширины полоскового проводника извест-

на как частотно-избирательная, в том числе и как простой аналог фотонного кристалла [6].

На рис. 4 приведены зависимости, характеризующие повышение избирательности ЭК при введении комбинированных неоднородностей. Ширина полоскового проводника в областях с неоднородностями равна 0,1 мм. Отверстия в диэлектрике максимальной глубины и вариация ширины проводника уменьшают значение T_3 с -16 до -63 дБ и увеличивают ΔF с 45 до 85%. При выборе значений относительной диэлектрической проницаемости и волнового импеданса высокоомного отрезка одномерной модели, исходя из значений f_0 и T_3 для трехмерной модели, относительная погрешность значений ΔF , рассчитанных по одномерной модели, составляет приблизительно 10%. Максимальное значение $Z_{эф}$ составляет 10,7. Отверстия в диэлектрике и вариация ширины полоскового проводника увеличивают эффективный импеданс в 6,3 раза. Отношение импедансов отрезков полоскового проводника, изменяющихся лишь за счет вариации его ширины, равно 2,5. Как видим, комбинирование неоднородностей позволяет существенно повысить избирательные свойства ЭК.

На рис. 5 представлены экспериментальные и полученные трехмерным моделированием частотные зависимости коэффициентов отражения и прохождения сигнала в ЭК с комбинированными неоднородностями с максимальной глубиной отверстия в диэлектрике. В отличие от приведенных выше параметров, здесь диаметр отверстий составлял 6 мм, вариация ширины проводника — 6 мм/0,1 мм. Узкие отрезки сигнального проводника выполнены проволочным проводником, присоединенным к широким полосковым отрезкам. Как видим, экспериментальные характеристики хорошо согласуются с расчетными. Зависимости 3 и 5 иллюстрируют влияние неоднородности на металлизированной поверхности на коэффициент про-

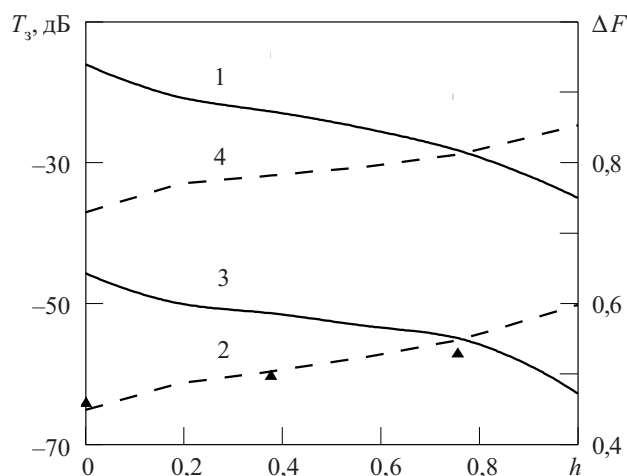


Рис. 4. Расчетные зависимости подавления сигнала в запрещенной зоне T_3 (1, 3) и ширины запрещенной зоны ΔF (2, 4) ЭК от нормированной глубины отверстия в диэлектрике h без вариации ширины полоскового проводника (1, 2) и с ее вариацией (3, 4)

●, ▲ — экспериментальные значения соответственно T_3 и ΔF для ЭК без вариации ширины проводника

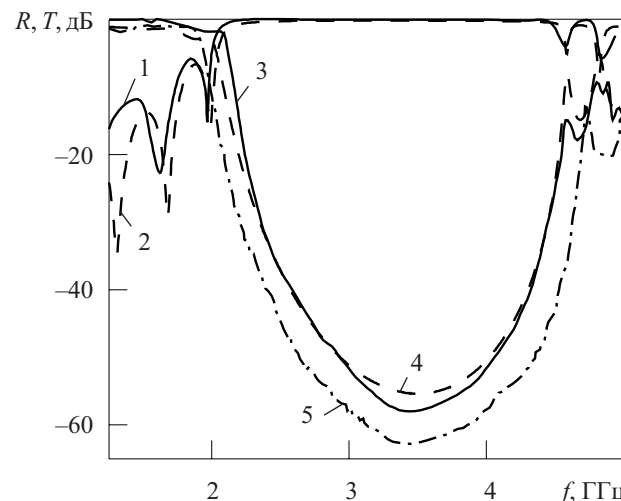


Рис. 5. Экспериментальные (1, 3, 5) и расчетные (2, 4) частотные зависимости коэффициентов отражения R (1, 2) и прохождения сигнала T (3, 4, 5) в ЭК с комбинированными неоднородностями:

1—4 — отверстия в металлизированной поверхности закрыты медной фольгой; 5 — отверстия открыты

хождения. Для характеристики $5 T_3 = -62$ дБ, $f_0 = 3,49$ ГГц, $\Delta F = 85\%$. Отношение импедансов различных областей ЭК равно 17,5 (а за счет вариации ширины проводника — лишь 4,2).

Таким образом, установлено, что повышение зонной избирательности КС обеспечивается увеличением вариации волнового импеданса за счет введения дополнительных неоднородностей и возрастания их влияния. Для предварительного моделирования КС и оценки эффективного импеданса целесообразно использовать простую одномерную модель в виде неоднородной линии передачи. Электромагнитные кристаллы с комбинированными неоднородностями позволяют сформировать структуру с высокой зонной избирательностью при небольшом числе неоднородностей.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Нелин Е. А. Устройства на основе фотонных кристаллов // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2004.— № 3.— С. 18—25.
2. Erro M. J., Laso M. A. G., Lopetegi T. et al. Modeling and testing of uniform fiber Bragg gratings using 1-D photonic bandgap structures in microstrip technology // Fiber and Integrated Optics.— 2000.— Vol. 19, N. 4.— P. 311—325.
3. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах.— М.: Мир, 1987.
4. Нелин Е. А. Импедансная модель для “барьерных” задач квантовой механики // УФН.— 2007.— Т. 177, № 3.— С. 307—313.
5. Radisic V., Qian Y., Itoh T. Broad-band amplifier using dielectric photonic bandgap structure // IEEE Microwave and Guided Wave Letters.— 1998.— Vol. 8, N 1.— P. 13—14.
6. Беляев, Б. А. Волошин А. С., Шабанов В. Ф. Исследование микрополосковых аналогов полосно-пропускающих фильтров на одномерных фотонных кристаллах // Радиотехника и электроника.— 2006.— Т. 51, № 6.— С. 694—701.

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ

Родина О. В. Волоконно-оптические линии связи. Практическое руководство.— М.: Горячая линия— Телеком, 2009.— 400 с.

Приведено систематическое и доступное изложение теоретических основ и практических вопросов проектирования и построения волоконно-оптических линий связи (ВОЛС). Изложены принципы распространения оптических сигналов по оптическому волокну, рассмотрены конструктивные элементы оптических кабелей, особенности их конструкции и маркировки, приведены основные их параметры и методы расчета. Большое внимание уделено практическим вопросам — процессу проектирования, строительству, монтажу и технической эксплуатации ВОЛС; использованию оконечного оборудования и пассивных элементов; измерениям и измерительным приборам.

Для студентов, получающих профессиональное образование в области телекоммуникаций и слушателей курсов повышения квалификации, будет полезна специалистам в области проектирования, строительства и эксплуатации ВОЛС.

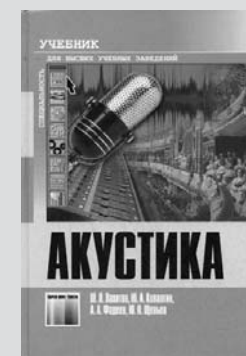


НОВЫЕ КНИГИ

Вахитов Ш. Я., Ковалгин Ю. А., Фадеев А. А., Щевьев Ю. П. Акустика.— М.: Горячая линия — Телеком, 2009.— 660 с.

Рассмотрены основные характеристики звукового поля; первичные акустические сигналы; свойства слуха и восприятие акустических сигналов; акустика помещений, концертных залов, студий звукозаписи, аппаратных; звукопоглощающие материалы и конструкции; примеры акустического оформления студий, концертных залов, аппаратных; акустико-механические системы и электромеханические преобразователи; микрофоны, громкоговорители, головные телефоны; системы озвучения и звукоусиления, системы синхронного перевода речи, конференц-системы; акустические измерения.

Для студентов, обучающихся по соответствующим специальностям, может быть полезна широкому кругу читателей, интересующихся акустическими основами инфокоммуникационных и аудиовизуальных систем различного назначения.



К. ф.-м. н. С. В. ДУДИН, Д. В. РАФАЛЬСКИЙ

Украина, Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина
E-mail: stanislav_dudin@rambler.ru

Дата поступления в редакцию
25.06 2009 г.

Оппонент к. т. н. В. В. РЮХТИН
(ЦКБ «Ритм», г. Черновцы)

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКА ИОНОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ ПРИ ПОМОЩИ ОДНОСЕТОЧНОЙ ИОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Обнаружено два режима извлечения ионов: пучковый и плазменный, переход между которыми происходит при некотором критическом потенциале плазмы в источнике.

На сегодняшний день ионные пучки широко используются как в фундаментальных научных исследованиях, так и в разнообразных технологических приложениях: накачка энергии в термоядерные реакторы, ионные пучки в ускорителях заряженных частиц, электрореактивные двигатели, ионные микронды, ионно-лучевая литография, имплантация, травление поверхностей твердых тел, осаждение тонких пленок, сварка в вакууме и т. д. [1—3]. Из всего многообразия ионных источников (ИИ) различных типов и параметров создаваемых ими ионных пучков в отдельную группу выделяются системы, используемые в технологии микроэлектроники. Это происходит в силу высоких требований к качеству продукции, сложности технологии и наличия ряда специфических требований, предъявляемых к параметрам ионных пучков [1, 2]. В таких системах, как правило, используются низкоэнергетичные ионные пучки (50—500 эВ) большого сечения (до 500 см²), которые распространяются на небольшие расстояния (10—20 см). Этим требованиям удовлетворяют плазменные ИИ, в которых генерация ионов происходит в объеме газового разряда, а их извлечение — с границы плазмы.

Для генерации ионов в известных конструкциях плазменных ИИ используются практически все типы газовых разрядов, однако безэлектродные электрические разряды, в частности ВЧ индукционный (ВЧИ) разряд низкого давления, являются наиболее перспективными для разработки на их базе широкоапертурных ИИ низкой энергии. Как показано в [2], преимущества использования ВЧИ-разряда как плазмобразующей ступени ИИ низких энергий обусловлены высокой плотностью плазмы (до 10¹² частиц/см³), минимальным разбросом энергии ионов ($\Delta E_i \leq 10$ эВ), относительно низким рабочим давлением (10⁻⁴—10⁻³ торр), высокой экономичностью (энергетическая «цена» иона $\eta \approx 30$ —80 эВ/ион), отсутствием узлов накачивания и поэтому большим ресурсом работы с химически активными газами, возможностью независимого управления энергией и плотностью заряженных частиц. К тому же, ВЧИ-разряд является хо-

рошо изученным типом разряда [3—7], что и обуславливает его широкое распространение в промышленных технологиях.

Для извлечения ионов из плазмы и формирования ионного пучка используется ионно-оптическая система (ИОС), которая является важной частью ИИ, определяющей основные параметры пучка ионов: плотность тока, энергию, угол расходимости. Как правило, ИОС представляет собой систему электродов-сеток, к которым приложены соответствующие потенциалы. Наибольшее распространение получили ИОС двух видов: двухэлектродная (для пучков с энергией выше 500 эВ) и трехэлектродная (для формирования низкоэнергетичных пучков), которые подробно изучены и описаны в [1]. К недостаткам таких ИОС можно отнести возможность межсеточных пробоев, высокие требования к точности изготовления и механической стабильности конструкции (что является сложной задачей, учитывая большие термические нагрузки на сетки в вакууме), а также необходимость прецизионной юстировки сеток.

Альтернативной ИОС является односеточная извлекающая система [8], которая позволяет существенно упростить конструкцию ИИ, уменьшить требования к точности и термической стабильности геометрии сетки, а также избежать процедуры юстировки сеток. Применение односеточных ИОС наиболее эффективно в диапазоне низких значений энергии (50—500 эВ) [2]. При высокой энергии сетка подвергается интенсивной бомбардировке ионами, поэтому верхний предел энергии пучка определяется преимущественно свойствами материала сетки (коэффициентом распыления, температурной стабильностью и т. д.).

Как правило, минимальную рабочую энергию ИОС (E_{\min}) определяют как энергию, при которой толщина слоя пространственного заряда вблизи сетки становится равной радиусу ячейки сетки. При небольших значениях энергии пучка (<100 эВ) и плотности тока, характерной для современных технологических устройств (1—5 мА/см²), слой пространственного заряда становится очень тонким (<200 мкм), что приводит к необходимости использования сеток с ячейками очень маленьких размеров. При этом требования высокой прозрачности сетки и ее механической прочности (особенно для ИИ с пучком диаметром больше 100 мм) ограничивают минимально достижимый размер ячеек сетки. Таким образом, при вы-

боре параметров извлекающей сетки зачастую приходится прибегать к компромиссным решениям, удовлетворяющим комплексу противоречивых требований. Осознанному выбору этих параметров препятствует то, что в области значений энергии пучка, близких к E_{\min} , закономерности формирования пучка ионов при помощи односеточной ИОС изучены недостаточно. Экспериментальное исследование этих закономерностей было целью данной работы.

Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на установке с ВЧИ-источником ионов с односеточной ИОС. Экспериментальная установка схематически изображена на рис. 1. Кварцевая газоразрядная камера 1 диаметром 40 мм и длиной 80 мм подсоединена к камере транспортировки пучка, из которой откачивается газ турбомолекулярным насосом 01АБ-1500. В выходном отверстии газоразрядной камеры установлена заземленная сетка 5 толщиной 0,18 мм. Диаметр ячеек сетки — 0,3 мм, прозрачность — 0,19, диаметр рабочей области — 20 мм. Ускоряющий потенциал (0—200 В) приложен к медному цилиндрическому электроду 3 с продольными разрезами, расположенному внутри газоразрядной камеры. ВЧ-напряжение (13,56 МГц) подводится к 4-витковому спиральному индуктору 2 от ВЧ-генератора мощностью до 200 Вт через согласующее устройство. Плотность тока ионов из плазмы ВЧИ-разряда измеряется непосредственно вблизи сетки на фланце источника плоским зондом 6. Мишень, собирающая ионный пучок, выполнена в виде односеточного энергоанализатора 9 диаметром 50 мм, расположенного на расстоянии 50 мм от сетки 5. Прозрачность сетки 8 энергоанализатора составляет 0,2. Для измерения потенциалов плазмы ВЧИ-разряда и ионно-пучковой плазмы в пространстве транспортировки используются накаливаемые эмиссионные зонды 4 и 7. Во всех экспериментах плотность тока насыщения плоского зонда составляла 4 мА/см², давление в объеме ВЧИ-источника — $5 \cdot 10^{-3}$ торр, в пространстве транспортировки пучка — $3 \cdot 10^{-4}$ торр (рабочий газ — аргон), потенциал сетки энергоанализатора — 50 В.

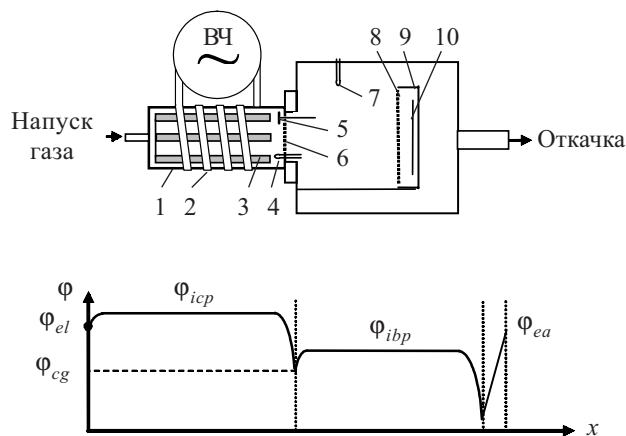


Рис. 1. Схема экспериментальной установки и качественный вид распределения потенциалов вдоль оси системы

Экспериментальные результаты

На рис. 2 показана измеренная зависимость тока насыщения коллектора I_{coll} энергоанализатора от потенциала электрода 3 ϕ_{el} (см. рис. 1). Как следует из приведенного графика, его увеличение, начиная с небольшого значения (около 25 В), вызывает монотонный рост ионного тока. Это можно объяснить изменением прозрачности сетки для ионов при изменении их энергии: при большой энергии пучка ионы движутся практически перпендикулярно поверхности извлекающей сетки, прозрачность сетки для ионов близка к оптической; при малых значениях энергии ионы могут перехватываться сеткой из-за «провисания» потенциала в ячейке сетки и появления радиальных электрических полей [1]. Однако при потенциалах $\phi_{el} < 25$ В характер зависимости тока пучка от потенциала электрода имеет немонотонный характер, причины чего будут рассмотрены ниже.

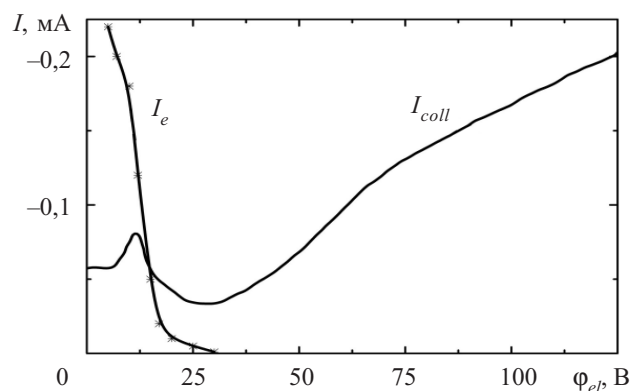


Рис. 2. Зависимость ионного тока насыщения I_{coll} (на коллектор энергоанализатора) и электронного тока I_e (на ненакаленный зонд 7) из ионно-пучковой плазмы от потенциала электрода 3 ϕ_{el}

Рассмотрим продольное распределение потенциала в системе, качественно показанное на рис. 1 [9]. Изменение потенциала электрода ϕ_{el} используется для управления потенциалом ϕ_{icp} , который и определяет энергию пучка. Потенциал в центре ячейки сетки ϕ_{cg} отличается от потенциала сетки и определяется параметрами пучка.

Можно выделить две области с практически постоянным потенциалом: плотная плазма индукционного разряда с потенциалом ϕ_{icp} и область ионно-пучковой плазмы (ϕ_{ibp}). Результаты измерений этих потенциалов при помощи накаливаемых зондов 4 и 7 в зависимости от потенциала электрода ϕ_{el} показаны на рис. 3. Как видно из графика, при значениях потенциала ϕ_{icp} , меньших некоторого критического значения ϕ_{cr} , потенциалы обеих плазм взаимосвязаны, в то время как при больших значениях потенциал ϕ_{ibp} выходит на насыщение с небольшим падением, а ϕ_{icp} продолжает линейно расти. Это означает, что только в случае $\phi_{icp} > \phi_{cr}$ существует ускоряющая разность потенциалов для ионов и формируется направленный пучок. В противном случае энергия ионов в пространстве транспортировки не превышает 10 эВ, а их основное ускорение происходит только непосредственно вблизи мишени. Таким образом, можно выделить

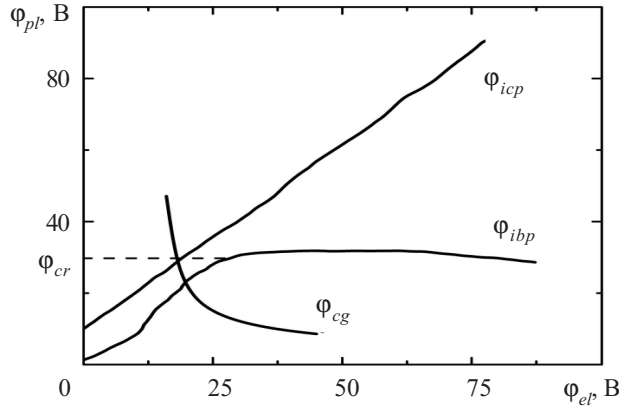


Рис. 3. Экспериментальные зависимости потенциалов плазмы ВЧИ-разряда ϕ_{icp} и ионно-пучковой плазмы ϕ_{ibp} от потенциала электрода ϕ_{el} и кривая потенциала ϕ_{cg} , рассчитанная по формуле (1)

два различных режима работы односеточной ИОС, которые далее будем называть пучковым и плазменным режимами. Если потенциалы ϕ_{icp} и ϕ_{ibp} меньше чем ϕ_{cr} , то, как будет показано ниже, плазма индукционного источника объединена с ионно-пучковой плазмой посредством «потенциального моста», позволяющего электронам дрейфовать между этими областями. Другими словами, в этом случае ИОС является скорее источником плазмы, чем ионов.

Чтобы проверить это утверждение, были проведены измерения электронного тока I_e из ионно-пучковой плазмы при различных значениях потенциала ϕ_{el} . Электронный ток измерялся при помощи ненакаленного зонда 7, на который подавался потенциал, равный заранее измеренному потенциалу ионно-пучковой плазмы (рис. 3)

Полученная кривая показана на рис. 2. Как видим, при потенциале электрода выше 25 В электронный ток практически отсутствует, в то время как при уменьшении потенциала наблюдается резкое увеличение электронного тока. Существование большого электронного тока (значительно превышающего ионный) в области транспортировки пучка может быть объяснено «перетеканием» электронов из плазмы ВЧИ-источника через «потенциальный мост» в ячейках ИОС. На рисунке хорошо видно, что рост электронного тока с уменьшением ϕ_{el} происходит одновременно с ростом ионного тока, что свидетельствует о различии механизмов формирования потока ионов в плазменном и пучковом режимах работы ИОС.

В связи с существованием двух режимов извлечения ионов возникает вопрос о влиянии режима извлечения на энергетический спектр ионов. Для определения этого влияния были измерены функции распределения ионов по энергии для различных значений потенциала ϕ_{el} (рис. 4), которые были получены дифференцированием ВАХ коллектора ЭА. Видно, что амплитуда энергетических пиков при различных значениях ϕ_{el} коррелирует с током пучка (рис. 2), а их характерная ширина практически не зависит от ϕ_{el} .

В заключение отметим, что формирование ионного пучка определяется не только параметрами ВЧИ-плазмы и ИОС, но и условиями в пространстве транс-

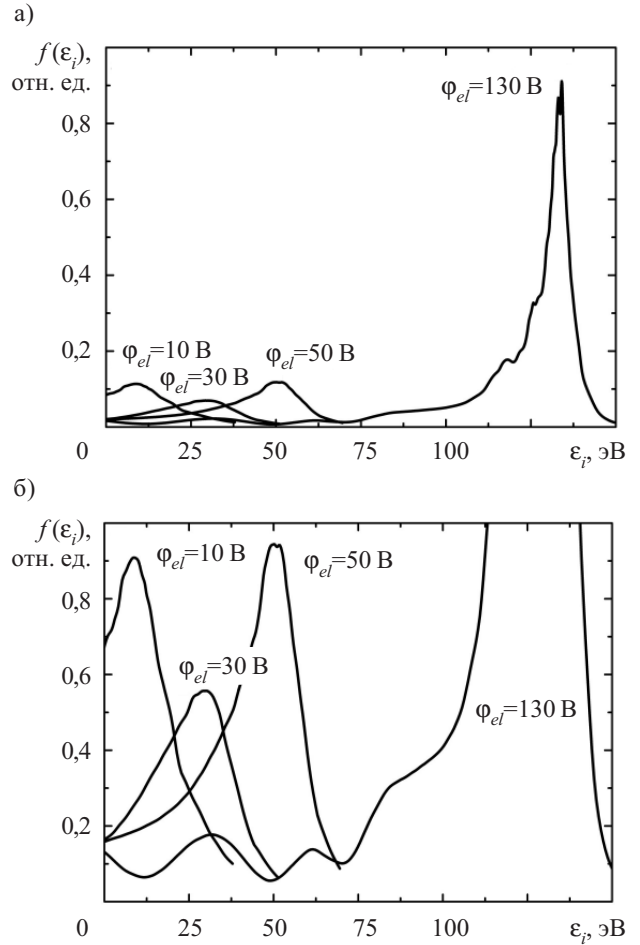


Рис. 4. Функции распределения ионов по энергии для разных значений потенциала электрода ϕ_{el} при плазменном (а) и пучковом (б) режимах работы ИОС

портировки пучка. На рис. 5 приведена зависимость прозрачности извлекающей сетки для ионов, нормированной на оптическую прозрачность, от потенциала ионно-пучковой плазмы, изменяемого при помощи подачи соответствующего потенциала на накаленный зонд 7, работающий в качестве катода-нейтрализатора [10]. Как видим, прозрачность ИОС для ионов монотонно падает с увеличением потенциала ионно-пучковой плазмы, что, по-видимому, происходит

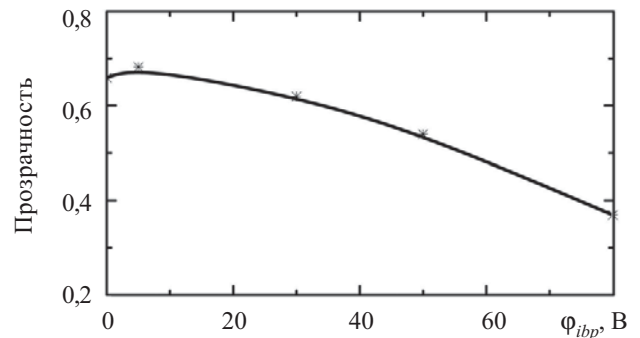


Рис. 5. Зависимость относительной прозрачности извлекающей сетки для ионов от потенциала ионно-пучковой плазмы ϕ_{ibp} . Потенциал электрода $\phi_{el} = 130$ В

вследствие дефокусировки пучка и перехвата ионов на выходе из ИОС.

Обсуждение результатов

Как было показано выше, в зависимости от ускоряющего потенциала можно выделить два различных режима работы односеточной ИОС: пучковый и плазменный. Если потенциалы Φ_{icp} и Φ_{ibp} меньше некоторого критического потенциала Φ_{cr} , то плазма индукционного источника объединена с ионно-пучковой плазмой посредством «потенциального моста», позволяющего электронам дрейфовать между этими областями.

Существование «потенциального моста» может быть объяснено наличием положительного потенциала Φ_{cg} в центре ячейки сетки вследствие наличия положительного объемного заряда ионного пучка. Только в том случае, когда потенциал плазмы больше чем Φ_{cg} , существует потенциальный барьер для электронов плазмы и потенциалы Φ_{icp} и Φ_{ibp} не связаны между собой (см. рис. 3).

В качестве численной оценки Φ_{cg} в пучковом режиме может быть использовано решение уравнение Пуассона для случая длинного эквипотенциального цилиндра радиусом r с постоянной плотностью объемного заряда внутри него:

$$\Phi_{cg} = \pi r^2 j_i / \sqrt{\frac{2e\Phi_{icp}}{M_i}}, \quad (1)$$

где j_i — плотность тока ионов;
 e и M_i — заряд и масса иона, соответственно.

Кривая, соответствующая полученной зависимости, показана в сравнении с экспериментальными данными на рис. 3. Можно видеть, что точка пересечения кривых Φ_{cg} и Φ_{icp} может быть использована в качестве грубой оценки Φ_{cr} .

При потенциалах электрода Φ_{el} , соответствующих плазменному режиму работы ИОС, толщина присоединенного слоя пространственного заряда меньше радиуса извлекающей ячейки R_h , и плазма проникает внутрь ячейки. В соответствии с законом Чайлда-Ленгмюра [3]

$$j_i = \frac{1}{9\pi} \left(\frac{2e}{M_i} \right)^{1/2} \frac{\Phi_{icp}^{3/2}}{d_{sh}^2}, \quad (2)$$

где d_{sh} — толщина слоя пространственного заряда.

На рис. 6 приведена зависимость толщины слоя пространственного заряда d_{sh} от потенциала электрода Φ_{el} , полученная с использованием выражения (2). Видно, что толщина слоя d_{sh} меньше радиуса извлекающей ячейки R_h при потенциалах электрода менее 10 В. При таком же потенциале электрода наблюдается изменение характера зависимости ионного тока от Φ_{el} (рис. 2) — при уменьшении Φ_{el} ниже 10 В наблюдается снижение ионного тока, тогда как электронный ток монотонно растет. Возможно, это объясняется тем, что при наличии плазмы в центральной области ячеек ИОС ускорение ионов происходит преимущественно в радиальном направлении, что и приводит к их поглощению сеткой.

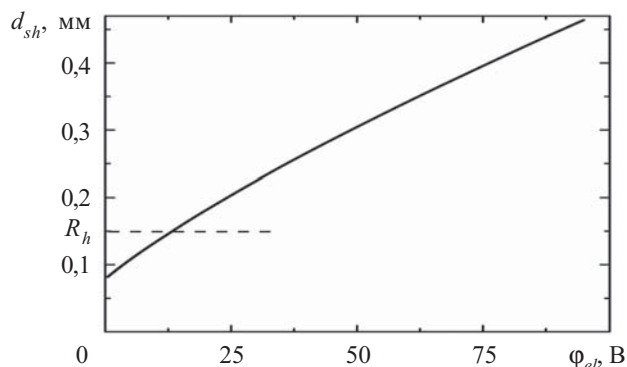


Рис. 6. Зависимость толщины слоя пространственного заряда d_{sh} от потенциала электрода Φ_{el} , полученная из формулы 2, в сравнении с радиусом извлекающей ячейки R_h

Таким образом, экспериментально изучены закономерности формирования пучка ионов низкой энергии при помощи односеточной ионно-оптической системы.

Показано, что такой источник ионов может служить также источником электронов. Полученные закономерности позволяют целенаправленно управлять соотношением потоков ионов и электронов, направленных на обрабатываемую поверхность. Это позволяет оптимизировать процесс травления тонких пленок как по значению тока пробоя, так и по зарядовому состоянию, что особенно важно при формировании подзатворных диэлектриков в МОП-транзисторах.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Ian G. Brown. The Physics and Technology of Ion Sources: Second, Revised and Extended Edition.— Wiley-VCH, Verlag, KGaA, Weinheim 2004.
2. Маишев Ю. П., Фареник В. И., Будянский А. М. и др. Исследование высокочастотного индукционного разряда низкого давления для создания широкоапертурных источников ионов с высокой однородностью тока пучка // Труды ФТИРАН.— 1999.— Т. 15.— С. 33—59.
3. Lieberman M. A., Lichtenberg A. J. Principles of plasma discharges and materials processing.— Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, 2005.
4. Denysenko I., Dudin S., Zikov A. et al. Ion flux uniformity in inductively coupled plasma sources // Physics of Plasmas.— 2002.— Vol. 9, N 11.— P. 4767—4775.
5. Рафальский Д. В., Положий К. И. Влияние скин-эффекта на импеданс ВЧ индукционного разряда // Вестник Харьковского нац. универ. Серия физическая «Ядра, частицы, поля».— 2007.— Вып. 1(33), № 763.— С. 69—74.
6. Dudin S. V., Zikov A. V., Dahov A. N., Farenik V. I. Experimental research of ICP reactor for plasma-chemical etching // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics (12).— 2006.— N 6.— P. 189—191.
7. Gapon A. V., Dahov A. N., Dudin S. V. et al. 2d fluid model for interactive development of ICP technological tools // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics (12).— 2006.— N 6.— P. 186—188.
8. Пат. 570549 РФ. Высокочастотный источник ионов / А. М. Будянский, А. В. Зыков, В. И. Фареник.— 27.06 1993; Пат. 2426 Украины.— 15.02 1994.
9. Dudin S. V., Zikov A. V., Farenik V. I. Low Energy Intense Ion Beams Space Charge Neutralization // Rev. Sci. Instrum.— 1994.— Vol. 65, N 4, Part II.— P. 1451—1453.
10. Дудин С. В. Исследование ионно-пучковой плазмы, создаваемой широким потоком ионов низкой энергии / Дис. ... канд. физ.-мат. наук.— Харьков, ФТФ ХГУ.— 1994.

К. ф-м. н. О. А. ФЕДОРОВИЧ, М. П. КРУГЛЕНКО,
Б. П. ПОЛОЗОВ

Украина, г. Киев, Институт ядерных исследований
E-mail: oafedorowich@kinr.kiev.ua, interdep@kinr.kiev.ua

Дата поступления в редакцию
14.07 2009 г.

Оппонент д. т. н. В. В. БАРАНОВ
(БГУИР, г. Минск)

ОСОБЕННОСТИ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ ТОРЦОВ КРЕМНИЕВЫХ ПЛАСТИН ДЛЯ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Выбраны оптимальные режимы плазмохимического травления торцов пластин в реакторе, разработанном в ИЯИ, который по производительности превосходит лучший зарубежный аналог при более высоком качестве обработки пластин.

В связи с экономическим и энергетическим кризисом все большую актуальность приобретают разработки альтернативных источников энергии. Перспективными среди них являются устройства, которые преобразуют энергию солнечного излучения непосредственно в электрическую энергию — фотоэлектрические преобразователи (ФЭП). Стоимости электрической энергии, выработанной при помощи ФЭП, приближается к стоимости электроэнергии, получаемой традиционными методами от тепло-, гидро- и атомных электростанций [1].

Большинство источников электрической энергии относятся к невозобновляемым, запасы же солнечной энергии практически неисчерпаемы, что открывает большую перспективу для развития солнечной энергетики и является неоспоримым ее преимуществом. Кроме того, получение электрической энергии с помощью ФЭП абсолютно бесшумно, экологически чисто, не имеет вредных отходов и выбросов.

Наиболее важными задачами в настоящее время при производстве ФЭП являются уменьшение их себестоимости, увеличение коэффициента полезного действия, долговечности и надежности. Самыми распространенными, надежными и дешевыми являются ФЭП, изготовленные из монокремния. При их изготовлении необходимо получить надежную изоляцию между рабочей и обратной плоскостями солнечного элемента. В процессе легирования рабочей поверхности пластин ФЭП происходит также легирование их торцов, которые становятся токопроводящими. Для увеличения КПД фотоэлектрических преобразователей необходимо получить максимально возможную высокоомную изоляцию между рабочей и обратной сторонами ФЭП для предотвращения появления токов утечки зарядов по всему периметру боковой поверхности. Ухудшение изоляции даже в одной точке на боковой поверхности ФЭП приводит к появлению токов утечки и существенному снижению КПД. Для решения задачи создания надежной изоляции между

рабочей и обратной сторонами пластин кремния в Институте ядерных исследований был разработан и изготовлен специальный плазмохимический реактор (ПХР) [2].

В данной работе приводятся результаты технологических испытаний ПХР, необходимые для выбора наиболее экономичного и экологичного режима травления торцов ФЭП из монокремния.

Экспериментальные результаты

Скорость плазмохимического травления кремния существенно зависит от качественного состава рабочего газа и соотношения компонент в смесях рабочих газов. Чаще всего для травления кремния используют смесь $\text{CF}_4 + \text{O}_2$ [3—5], в том числе и для травления торцов ФЭП. Используется для травления кремния также элегаз (SF_6) и его смесь с кислородом [6, 7]. Поэтому для выбора оптимальных режимов травления кремния с максимальной скоростью были проведены исследования влияния состава рабочего газа на скорость травления. Одновременно проводились исследования влияния величины площади обрабатываемых пластин на скорость обработки кремния («эффект загрузки»). В [3] было показано, что максимальная скорость травления кремния в среде CF_4 получается при добавке в рабочую камеру ПХР 20% O_2 . В работах [4, 6] было показано, что максимальная скорость травления в элегазе получена при добавке в ПХР 10% кислорода. Эти данные были использованы нами при проведении исследований.

На рис. 1 приведены зависимости скорости травления монокремния от величины обрабатываемой площади в двух разных смесях рабочего газа при неизменных значениях тока в разряде $I_p = 11$ А, напряженности магнитного поля около 400 А/м, рабочем давлении в ПХР $P = 5 \cdot 10^{-2}$ торр. Напряжение автосмещения $U_{\text{см}}$ поддерживалось на уровне –80 В. Как видно, скорость травления в смеси 90% элегаза и 10% O_2 в 5 раз превышает скорость травления в смеси 80% CF_4 и 20% O_2 при одинаковых прочих условиях. Скорость травления монокремния при увеличении площади обрабатываемой поверхности от 10 до 600 см² уменьшается с 2 до 0,3 мкм/мин при травлении в смеси элегаза и 10% O_2 . Аналогичным был эффект загрузки и при травлении в смеси CF_4 (хладона-14) и 20% O_2 . Скорость травления при увеличении площади монокристаллического кремния с 10 до 300 см² уменьшается с 0,4 до 0,1 мкм/мин. Эффект

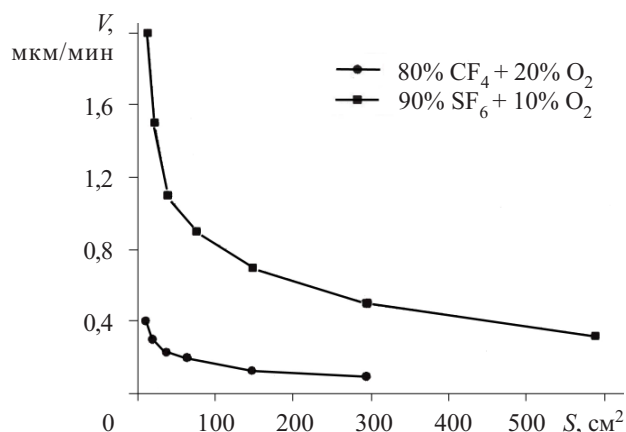


Рис. 1. Зависимость скорости травления монокремния в различных смесях рабочего газа от площади обрабатываемых пластин

загрузки, полученный в данной работе, проявляется примерно так же, как и при реактивном ионно-плазменном травлении в элегазе, описанном в [4], однако максимальная скорость травления монокремния, полученная в нашем реакторе при малой загрузке (2 мкм/мин), была в четыре раза выше.

Масс-спектрометрические исследования состава газов в ПХР при различных условиях показали, что в продуктах реакции, полученных при травлении в смеси $\text{CF}_4 + 20\% \text{O}_2$, имеются COF_2 и COF (рис. 2), которые являются отравляющими веществами и опасны для обслуживающего персонала и окружающей среды. Учитывая, что к тому же скорость травления

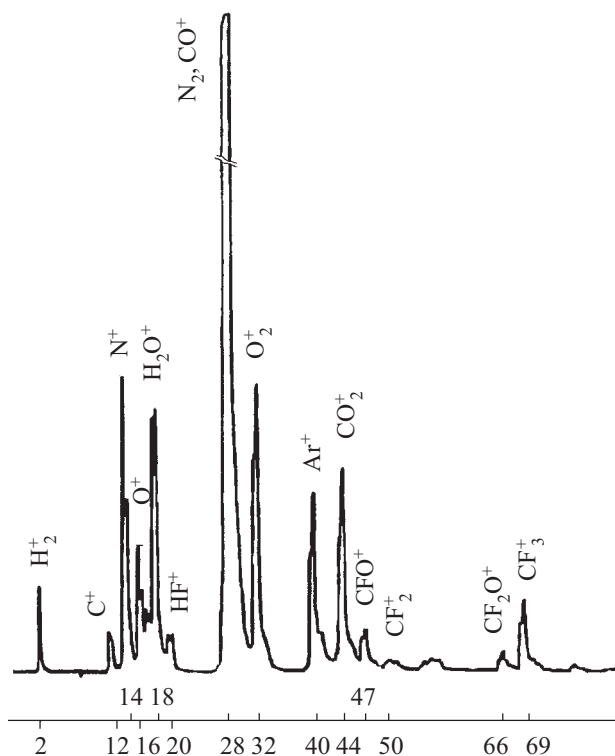


Рис. 2. Масс-спектрограмма продуктов реакции, образующихся в ПХР при ВЧ-разряде в смеси 80% хладона-14 и 20% O_2

монокремния в этой смеси в 5 раз ниже скорости травления в смеси элегаза и кислорода, далее исследовалась только последняя смесь, как более перспективная и, как оказалось, практически безопасная.

Одновременно в плазмохимическом реакторе можно обрабатывать 600 псевдоквадратов с размерами 125×125 мм (диаметр заготовок 150 мм) толщиной 260 мкм или 800 пластин толщиной 200 мкм. Масс-спектрометрические исследования продуктов реакции при травлении монокремния в смеси элегаза с кислородом (рис. 3) показали, что при полной загрузке реактора в «выхлопных газах» имеются только продукты реакции фтора с кремнием (SiF_4^+ , SiF_3^+ , SiF_2^+), а серы — с кислородом и водородом (SO_2^+ , SO^+ , H_2S^+ , рис. 3, в). При этом не наблюдаются пики SF_5^+ , SF_4^+ , SF_3^+ , SF_2^+ , SF^+ , как на рис. 3, а и б, что свидетельствует о полном использовании рабочих газов и высокой экологической эффективности ПХР. Следует отметить наличие очень малого пика SiF_4^+ , что было получено в работах и других авторов [3, 4]. Этот факт может объясняться диссоциацией SiF_4^+ в ионизаторе масс-спектрометра, как это происходит и при напуске в камеру элегаза, когда в масс-спектрометре не наблюдается SF_6^+ , а только SF_5^+ , SF_4^+ , SF_3^+ , SF_2^+ , SF^+ , как на рис. 3, а и б [3, 4, 8].

Проводились также исследования зависимости скорости травления монокремния от разрядного тока и напряженности магнитного поля при неизменных прочих параметрах разряда. График такой зависимости при травлении в смеси элегаза и кислорода приведен на рис. 4. Давление в камере ПХР составляло около $5 \cdot 10^{-2}$ торр, обрабатываемая площадь 9 см^2 , напряженность магнитного поля $H=400$ А/м. Скорость напуска газа и скорость его откачки не изменялись. При увеличении разрядного тока частотой 13,56 МГц от 5 до 10 А скорость травления монокремния увеличивалась от 1,4 до 2,5 мкм/мин. В данных исследованиях использовался ВЧ-генератор мощностью 1 кВт, поэтому не удавалось получить максимальный ток более 11 А. При работе с генератором мощностью 2,5 кВт, которым оснащена промышленная установка «Картер» ОАО «Квазар», получали режим разряда в ПХР с током 16 А. При увеличении разрядного тока наблюдается близкое к линейному увеличение скорости травления, поэтому при токе 16 А следует ожидать увеличения скорости травления площади 9 см^2 до 3 мкм/мин. Следовательно при полной загрузке скорость травления монокристалла кремния может быть не менее 0,5 мкм/мин. Так как глубина термического легирования монокремния не превышает 0,5 мкм, можно предположить, что для полного снятия легированного слоя время травления торцов заготовок из кремния не должно превышать нескольких минут. Однако поскольку на поверхности торцов практически всегда есть окисная пленка кремния (SiO_2), остатки хлора после легирования, а также органические соединения, время травления было увеличено до 7—8 мин, учитывая, что напряжение автосмещения составляет $-(80-90)$ В. Так как зависимость скорости травления от напряжения автосмещения (а соответственно и средней энергии химически активных ионов [9]) исследована недостаточно [4],

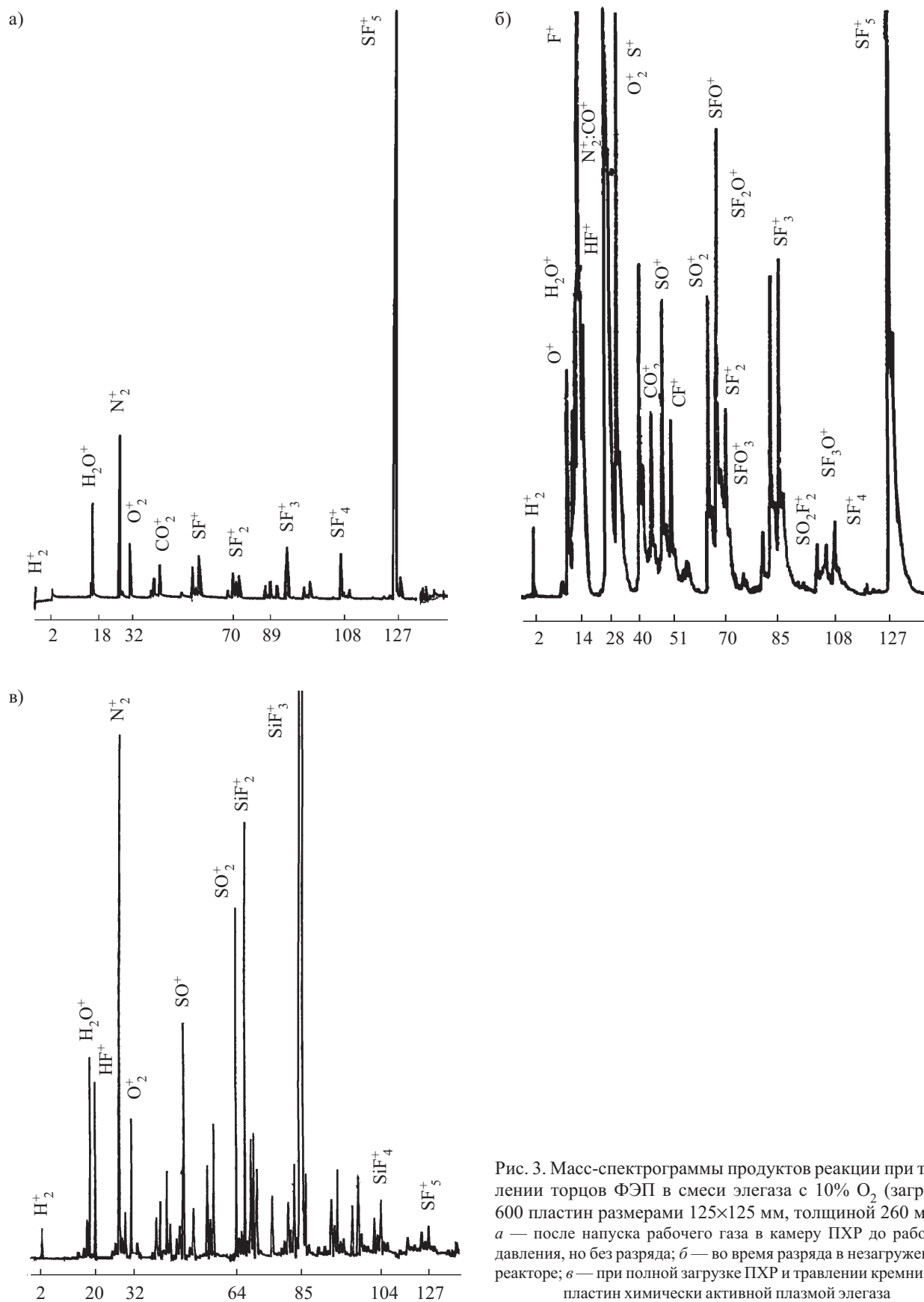


Рис. 3. Масс-спектрограммы продуктов реакции при травлении торцов ФЭП в смеси элегаза с 10% O_2 (загрузка 600 пластин размерами 125×125 мм, толщиной 260 мкм): а — после напуска рабочего газа в камеру ПХР до рабочего давления, но без разряда; б — во время разряда в незагруженном реакторе; в — при полной загрузке ПХР и травлении кремниевых пластин химически активной плазмой элегаза

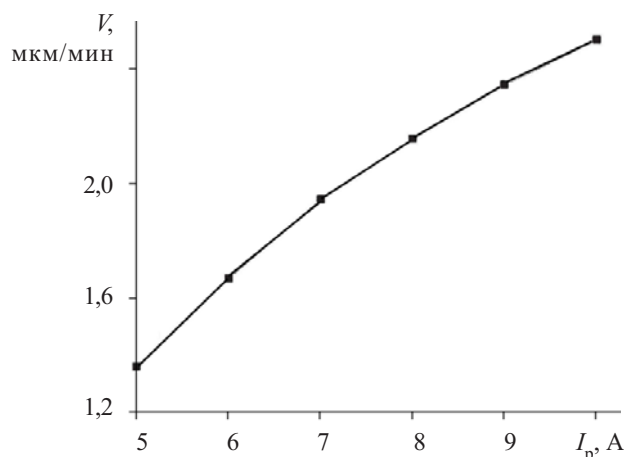


Рис. 4. Зависимость скорости травления монокремния в смеси элегаза с кислородом от силы разрядного тока

для гарантированного снятия проводящих слоев и создания надежной изоляции p - n -перехода при изготовлении фотопреобразователей было рекомендовано работать при $U_{\text{см}} = -(80\text{—}100) \text{ В}$.

Были проведены исследования влияния на скорость травления монокремния величины напряженности магнитного поля H . Обрабатываемая площадь монокремния составляла $10,5 \text{ см}^2$, ток разряда поддерживался 11 А , давление в ПХР $5 \cdot 10^{-2}$ торр. Как видно из **рис. 5**, характер зависимости скорости травления от напряженности близко к линейному с тенденцией выхода на максимум или насыщение. Следует отметить, что при этом происходит также изменение напряжения автосмещения — постоянного напряжения, возникающего между центральным (внутренним) электродом и внешним (заземленным) из-за разной подвижности электронов и ионов в плазме и разной площади электродов, между которыми поддерживается высокочастотный разряд. В то же время напряжение автосмещения зависит и от величины тока разряда, давления в разрядной камере и других параметров. Поскольку остальные параметры разряда поддерживались неизменными, очевидно, что полученный график зависимости скорости травления кремния от напряженности магнитного поля отражает и ее зависимость от напряжения автосмещения при указанных условиях разряда (при анализе следует учитывать, что с увеличением напряженности магнитного поля напряжение автосмещения уменьшается). Как уже отмечалось, зависимость скорости травления кремния от напряжения автосмещения изучена недостаточно. В настоящее время проводятся исследования и этому вопросу будет посвящена отдельная работа.

Проведенные исследования позволили дать рекомендации по выбору оптимальных режимов работы на ПХР, разработанном в ИЯИ и внедренном в технологический процесс изготовления ФЭП на ОАО «Кварз». На момент изготовления ПХР лучший зарубежный аналог фирмы «Alkatel» позволял обрабатывать 500 пластин в час. В нашем реакторе обрабатывается 1200 пластин в час. Время травления при обработке указанного количества пластин составляло соответственно 40 мин на зарубежном аналоге и 10 мин на

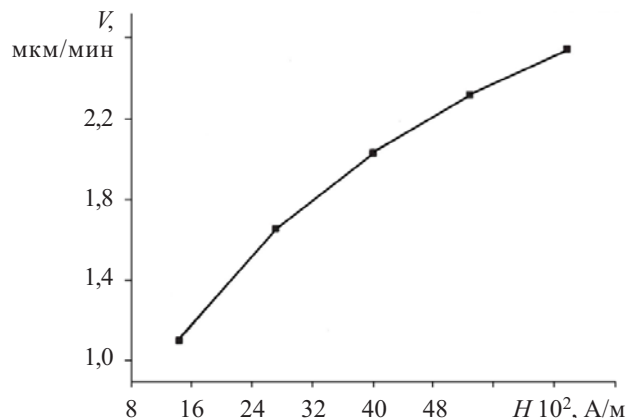


Рис. 5. Зависимость скорости травления монокремния в смеси элегаза с кислородом от напряженности магнитного поля

нашем ПХР. Даже такое малое время травления позволяет получать чистые кромки, высокое сопротивление между двумя сторонами пластин. При этом нет подтравливания лицевой и обратной сторон пластин, что улучшает параметры солнечных преобразователей.

Разработана технология травления торцов пластин ФЭП в предложенном ПХР является оптимальной, поскольку при полной загрузке реактора пластинами происходит полное использование рабочего газа (смеси элегаза с кислородом), а время травления не превышает 10 мин. По производительности ПХР более чем в два раза превосходит лучший зарубежный аналог при более высоком качестве обработки пластин.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Archer M. D., Hill R. Clean electricity from photovoltaic.— London: Imperial College Press, 2001.
2. Fedorovich O. A., Polozov B. P. Modernized equipment for plasmachemical etching of insulation of p - n transition of photo // Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Серия «Физика плазмы» (13).— 2007.— № 1.— 3.— С. 203—205.
3. Плазменная технология в производстве СБИС / Под ред. Н. Айнспрука и Д. Брауна.— М.: Мир, 1987.
4. Данилин Б. С., Киреев В. Ю. Применение низкотемпературной плазмы для травления и очистки материалов.— М.: Энергоатомиздат, 1987.
5. www.pvtepla.com, (www.teplaamerica.com)
6. Федорович О. А., Коновал В. М., Миц Ю. П., Волосянко В. Д. Плазмохимическая технология глубинного анизотропного травления датчиков давления на основе кремния // Труды Украинского вакуумного общества, Киев.— 1995.— Т. 1.— С. 338—341.
7. Полозов Б. П., Федорович О. А., Гололюк В. Н. и др. Влияние плазмохимического травления на структуру поверхности кремниевых пластин фотоэлектрических преобразователей // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2006.— № 2.— С. 52—55.
8. Костин Е. Г., Усталов В. В., Федорович О. А. Масс-спектрометрические исследования химически активной плазмы высокочастотных разрядов в управляемых магнитных полях // Збірник наукових праць ІЯД. Київ.— 2004.— № 2 (13).— С. 86—95.
9. Шустин Б. Г., Исаев Н. В., Темиряева М. П. и др. Пучково-плазменный разряд в слабом магнитном поле как источник плазмы для плазмохимического реактора // ВАНТ. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения» (6).— 2008.— № 4.— С. 169—173.

О. Ю. НАЛИВАЙКО, к. т. н. А. С. ТУРЦЕВИЧ

Республика Беларусь, г. Минск, НПО «Интеграл»
E-mail: aturtsevich@integral.by

Дата поступления в редакцию
26.08.2009 г.

Оппонент д. ф.-м. н. Н. И. КЛЮЙ
(ИФП им. В. Е. Лашкарёва, г. Киев)

АДСОРБЦИОННО-КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ОСАЖДЕНИЯ ПЛЕНОК ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННЫХ ФОСФОРОМ В ПРОЦЕССЕ РОСТА

Определена область оптимальных соотношений потоков PH_3/SiH_4 и температуры осаждения, обеспечивающих приемлемую скорость и однородность осаждения, высокий уровень легирования и конформное заполнение топологического рельефа пленками ПКЛФ.

Пленки поликристаллического кремния (ПК), получаемые при пониженном давлении, широко используются в технологии изготовления активных и пассивных элементов интегральных микросхем [1–4]. Большой интерес вызывает процесс осаждения пленок поликристаллического кремния с одновременным его легированием [2–8]. Однако, несмотря на большое количество публикаций о процессе осаждения и свойствах пленок ПК, легированных в процессе роста фосфором (ПКЛФ), сведения о кинетике их осаждения при пониженном давлении являются недостаточно полными. Полученные в ряде работ аналитические выражения на основе предположений о гетерогенности реакции и адсорбции Ленгмюра не позволяют количественно описать зависимости скорости осаждения ПКЛФ от парциальных давлений моносилана и фосфина [9, 10]. С другой стороны, как показано в [11], модель Ленгмюра непригодна для описания адсорбции большинства газов на реальной поверхности твердого тела.

Настоящая работа посвящена исследованию кинетики процессов осаждения нелегированных пленок ПК и пленок ПК, легированных в процессе роста фосфором, в горизонтальном реакторе пониженного давления с горячими стенками.

В качестве подложек использовались кремниевые пластины диаметром 100 мм с ориентацией (100) и удельным сопротивлением 12 Ом·см, легированные бором, на которых предварительно выращивался термический окисел кремния толщиной $42,5 \pm 2,5$ нм. В качестве реагентов использовались концентрат моносилана и газовая смесь фосфина с аргоном электронного класса чистоты. Температура осаждения изменялась от 560 до 650°C. Температурный профиль поддерживался с точностью $\pm 1^\circ\text{C}$. Рабочее давление P_Σ изменялось в диапазоне 33,25–49,9 Па. При осаждении ПК без легирования парциальное давление моносилана (P_{SiH_4}) изменялось путем добавления в га-

зовую смесь азота. При осаждении пленок ПК, легируемых в процессе роста фосфором, соотношение потоков PH_3/SiH_4 (γ) изменялось от 0,001 до 0,012 путем изменения потока смеси фосфина с аргоном. Для повышения однородности толщины и удельного сопротивления пленок ПКЛФ использовались кварцевые кассеты специальной конструкции. Загрузка-выгрузка подложек — бесконтактная с использованием консоли из карбида кремния. Толщина осажденных пленок определялась при помощи спектрофотометра MPV-SP «Leitz».

Для описания кинетики роста нелегированных пленок ПК, полученных пиролизом концентрированного моносилана, наиболее полно подходит адсорбционно-кинетическая модель, предложенная в [12, 13], которая базируется на следующих допущениях:

- химическая реакция осаждения ПК является гетерогенной реакцией 1-го порядка;
- реакции в газовой фазе не рассматриваются, т. к. их роль в используемых практически диапазонах давления и температуры ничтожно мала;
- при соударении с поверхностью молекула может оказаться в слабосвязанном (подвижном) предсорбционном состоянии, в котором она диффунди-

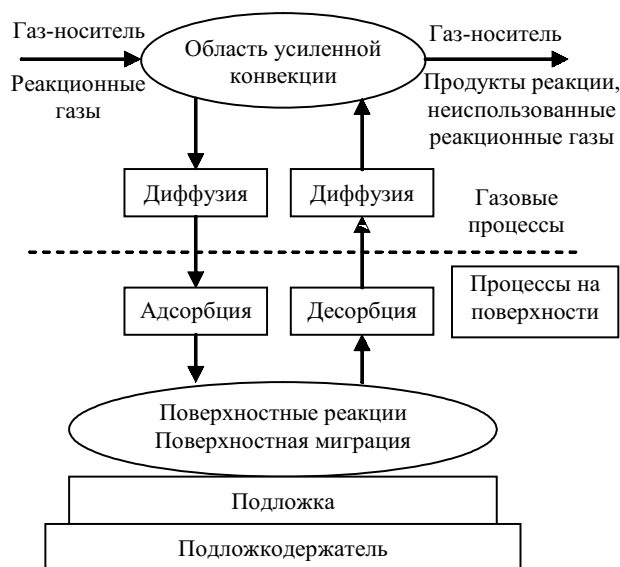


Рис. 1. Блок-схема химического осаждения пленок ПК из газовой фазы

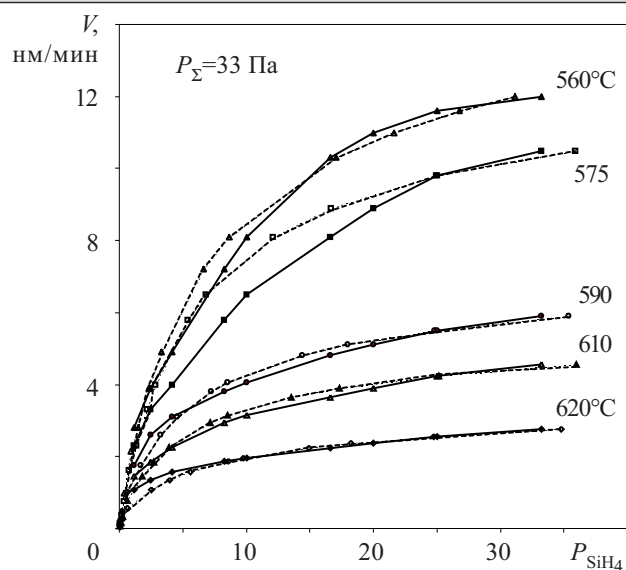


Рис. 2. Зависимости скорости осаждения нелегированных пленок ПК от парциального давления моносила при различных температурах осаждения (сплошные — эксперимент; пунктир — расчет)

рует до тех пор, пока не хемосорбируется или не десорбируется.

Блок-схема химического осаждения из газовой фазы пленок поликристаллического кремния представлена на **рис. 1** [3, с. 4], а зависимости скорости осаждения нелегированных пленок ПК от парциального давления моносила — на **рис. 2**. Здесь видно, что скорость осаждения монотонно возрастает с увеличением температуры и P_{SiH_4} .

Для гетерогенной реакции 1-го порядка скорость роста пленки может быть выражена как

$$V = K\theta n_0, \quad (1)$$

где K — константа скорости гетерогенной реакции;
 n_0 — концентрация адсорбционных центров на поверхности;
 V — скорость роста пленки, выраженная в количестве атомов кремния, осажденных на площадь 1 см^2 за 1 с ;
 θ — степень заполнения адсорбционных центров.

Степень заполнения адсорбционных центров моносилом определяется выражением

$$\theta = \alpha \tau S / n_0; \quad (2)$$

$$\text{где } \alpha = P_{\Sigma} / (2\pi m k T)^{1/2} = \gamma P_{\Sigma}, \quad (3)$$

α — число ударов молекул реагента о поверхность единичной площади в единицу времени;
 τ — среднее время пребывания молекул моносила на поверхности;
 S — вероятность «прилипания» молекулы моносила к поверхности;
 m — масса молекулы моносила;
 k — постоянная Больцмана;
 T — температура газа.

Пронормировав уравнение (1) на начальную вероятность прилипания S_0 и учитывая формулы (2) и (3), получим

$$V = \beta P S / S_0, \quad (4)$$

где $\beta = K \gamma \tau S_0$ — константа, которая не зависит от давления моносила, а S зависит от степени заполнения поверхности, определяемой процессами адсорбции-десорбции молекул моносила и водорода, являющегося продуктом химической реакции.

При малых θ вероятность прилипания не зависит от θ , а при достаточно больших θ она резко уменьшается и становится бесконечно малой вблизи насыщения поверхности. Модели, основанные на представлениях Ленгмюра, не позволяют объяснить подобные зависимости. В [11, с. 313—326] предложена модель адсорбции, учитывающая поверхностную диффузию и взаимодействие адсорбированных молекул. Такая модель позволяет качественно и количественно описать экспериментальные зависимости вероятности прилипания от коэффициента заполнения.

Для диссоциативной адсорбции с возможной адсорбцией фрагментов молекул без учета взаимодействия «адсорбат — адсорбат» [11] зависимость $S(\theta)$ может быть представлена выражением

$$S / S_0 = \left[1 + K_1 \left(\frac{1}{(1-\theta)^2} - 1 \right) \right]^{-1}, \quad (5)$$

$$\text{где } K_1 = k_d / (k_a + k_d) = 1 - S_0 / C; \quad (6)$$

k_d и k_a — константы скорости десорбции и адсорбции на хемосорбционных центрах;
 C — коэффициент конденсации.

При малых давлениях $\theta \ll 1$, $S/S_0 = 1$, поэтому зависимость скорости осаждения от давления линейная. По тангенсу угла наклона линейных участков зависимостей $V(P_{\text{SiH}_4})$ (рис. 2) были определены численные значения β для различных температур осаждения $T_{\text{ос}}$ нелегированных пленок ПК при суммарном давлении 33,25 и 49,9 Па (см. **табл. 1**). Подставляя эти значения β в уравнение (4), можно рассчитать соответствующие величины S/S_0 .

Таблица 1

Значения констант, характеризующих процесс осаждения пленок ПК

$T_{\text{ос}}, ^\circ\text{C}$	$K, \text{с}^{-1}$	K_1	$\tau S_0, 10^{-15} \text{ с}$	$\beta, 10^{23} \text{ Н}^{-1} \text{ с}^{-1}$
при $P_{\Sigma} = 33,25 \text{ Па}$				
560	0,44	1,47	10,77	0,764
575	0,67	0,8	9,411	1,007
590	0,88	0,8	8,97	1,25
610	1,5	0,47	7,01	1,67
620	1,9	0,67	6,576	1,944
650	4,29	1,01	5,07	3,33
при $P_{\Sigma} = 49 \text{ Па}$				
560	0,45	1,53	12,21	0,8854
575	0,69	0,82	10,4	1,146
590	0,93	0,8	9,76	1,438
610	1,585	0,54	7,895	1,958
620	2,06	0,67	7,473	2,396
650	4,33	1,06	5,736	3,802

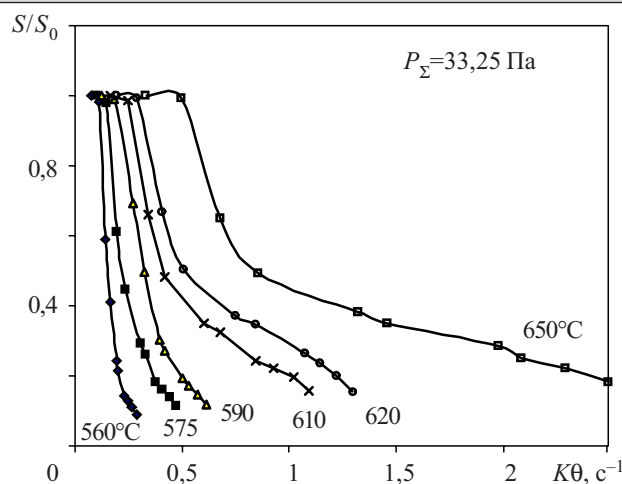


Рис. 3. Зависимости S/S_0 от $K\theta$ при различных температурах осаждения

С другой стороны, принимая величину n_0 , равной поверхностной плотности атомов кремния ($8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$), можно определить величину $K\theta$ и построить зависимость $S/S_0 = f(K\theta)$, иллюстрирующую изменение вероятности прилипания по мере роста степени заполнения поверхности осаждения, т. к. при фиксированной температуре $K = \text{const}$. Такие зависимости для различных температур осаждения при суммарном давлении 33,25 Па приведены на **рис. 3**. Здесь видно, что увеличение температуры осаждения приводит к смещению кривых в сторону увеличения величины $K\theta$ и более пологой форме нисходящего участка. Зависимости $S/S_0 = f(K\theta)$ при $P_\Sigma = 49,9$ Па имеют аналогичный вид.

Полученные данные свидетельствуют о том, что при низких температурах с увеличением парциального давления моносилана степень заполнения поверхности изменяется довольно быстро, при этом вероятность прилипания быстро уменьшается, т. е. с увеличением P_{SiH_4} скорость осаждения быстро достигнет насыщения, что и наблюдается на практике. При более высоких температурах степень заполнения поверхности с увеличением парциального давления моносилана изменяется медленнее, соответственно медленнее уменьшается вероятность прилипания и более плавно достигается выход скорости осаждения на насыщение.

Для оценки механизма адсорбции при различных потоках моносилана использовалась корреляционная зависимость двух вспомогательных функций, определяемых из экспериментальной зависимости $V_3(P_{\text{SiH}_4})$ по методике, предложенной в [14]:

$$x = 1/V_3; \quad (7)$$

$$y = V_3/(\beta P - V_3). \quad (8)$$

Для всех исследованных значений температуры и давления эти зависимости носят нелинейный характер, следовательно адсорбция — диссоциативная, т. е. при ней происходит диссоциация молекулы моносилана на $\text{SiH}_2(\text{ад})$ и H_2 , каждая из которых занимает свой адсорбционный центр.

Значения K и K_1 для соответствующих температур и давлений были определены методом наименьших квадратов с использованием уравнений (1), (4), (5) и экспериментальных зависимостей $V_3(P_{\text{SiH}_4})$. Значения τS_0 рассчитывались при помощи уравнений (3) и (4). Из табл. 1 видно, что при увеличении температуры осаждения величины K , β и τS_0 возрастают, в то же время для величины K_1 не было обнаружено систематических изменений. С увеличением общего давления в реакторе наблюдается возрастание величин K , β и τS_0 .

Теоретические зависимости $V_\tau(P_{\text{SiH}_4})$ были построены следующим образом. Скорость осаждения рассчитывалась по заданному значению θ из уравнения (1), а давление определялось из уравнения изотермы адсорбции, полученного путем сопоставления правых частей уравнений (1) и (4) с учетом уравнения (5):

$$P = \frac{n_0 \theta}{\gamma \tau S_0} \left[1 + K \frac{\theta(2-\theta)}{(1-\theta)^2} \right]. \quad (9)$$

Как видно из рис. 2, полученные теоретические кривые хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Наличие легирующих добавок существенно изменяет кинетику осаждения пленок поликристаллического кремния. Скорость осаждения при введении PH_3 , AsH_3 уменьшается [15]. Фарроу [9] считает, что замедление вызвано адсорбцией лигатуры на активных центрах поверхности. Хишман [10] с помощью модели Сето описал механизм реакции и зависимость скорости осаждения ПКЛФ, используя кинетику Ленгмюра–Хиншельвуда. Авторы [16] Ю и Мейерсон считают, что падение скорости осаждения пленок поликристаллического кремния при одновременном его легировании фосфором происходит вследствие блокирования активных центров. Фосфин хорошо адсорбируется кремнием, а отделение водорода от фосфи-

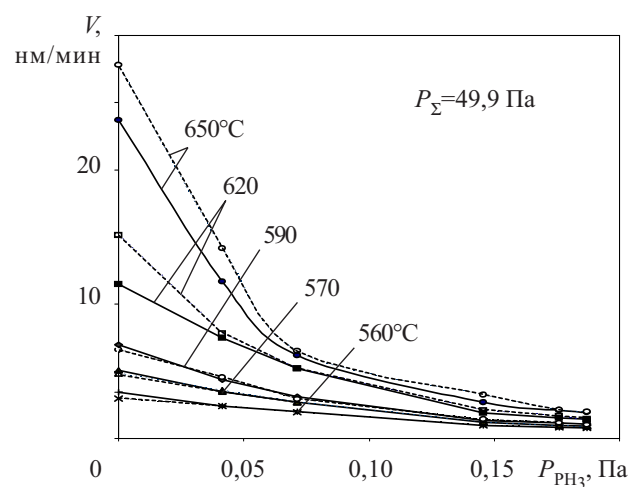


Рис. 4. Зависимости скорости осаждения пленок ПКЛФ от парциального давления фосфина при различных температурах осаждения (сплошные — эксперимент; пунктир — расчет)

на еще больше увеличивает содержание фосфора, блокирующего адсорбцию моносилана.

Из представленных на **рис. 4** зависимостей видно, что при температурах 620 и 650°C наблюдается резкое уменьшение скорости осаждения с увеличением парциального давления фосфина. При температурах же 560—590°C с увеличением P_{PH_3} скорость осаждения уменьшается не так сильно, а при больших значениях P_{PH_3} она лишь незначительно отличается от скорости осаждения при температурах 620 и 650°C. Все это свидетельствует о конкурентном характере адсорбции моносилана и фосфина одними и теми же центрами [8].

При осаждении ПКЛФ в системе «концентрированный моносилан — фосфин» уравнения (1)—(4) остаются справедливыми [12]. Однако величина S/S_0 в этом случае будет зависеть от суммарной степени заполнения поверхности θ_{Σ} молекулами моносилана и фосфина (при этом предполагается, что и моносилан и фосфин адсорбируются одними и теми же центрами):

$$S/S_0 = \left[1 + K_1 \left(\frac{1}{(1-\theta_{\Sigma})^2} - 1 \right) \right]^{-1}. \quad (10)$$

Значения θ_{Σ} и θ можно определить по экспериментальной зависимости $V(P_{\text{PH}_3})$ (рис. 4), используя формулы (1)—(4), (19) и значения K , K_1 и β для соответствующей температуры (см. табл. 1). Степень заполнения поверхности фосфином θ_{PH_3} равна разности между θ_{Σ} и θ_{SiH_4} . Типичные зависимости θ_{Σ} , θ_{SiH_4} , θ_{PH_3} от P_{PH_3} представлены на **рис. 5**. Расчеты показывают, что при $T_{\text{ос}}=590^\circ\text{C}$ начиная уже с $P_{\text{PH}_3} \approx 0,1$ Па значение суммарной степени заполнения адсорбционных центров определяется в основном адсорбцией фосфина. С увеличением температуры до 650°C это давление снижается до 0,05 Па.

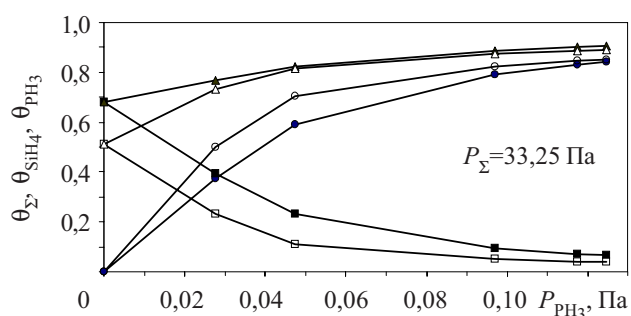


Рис. 5. Зависимости θ_{Σ} , θ_{SiH_4} , θ_{PH_3} от парциального давления фосфина при двух значениях температуры осаждения:

590°C — θ_{PH_3} , θ_{SiH_4} , θ_{Σ} ;
650°C — θ_{PH_3} , θ_{SiH_4} , θ_{Σ}

В то же время для θ_{PH_3} справедливы соотношения [11]

$$\theta_{\text{PH}_3} = \beta' P_{\text{PH}_3} S'/S'_0; \quad (11)$$

$$\beta' = \gamma' \tau' S'_0/n_0; \quad (12)$$

$$\gamma' = (2\pi m_{\text{PH}_3} kT)^{1/2}, \quad (13)$$

где τ' — среднее время пребывания молекул фосфина на поверхности;

S' — вероятность прилипания молекулы фосфина к поверхности;

S'_0 — начальная вероятность прилипания;

m_{PH_3} — масса молекулы фосфина.

Величину β' определяли по тангенсу угла наклона линейного участка зависимости $\theta_{\text{PH}_3}(P_{\text{PH}_3})$. Линейные зависимости наблюдаются при парциальных давлениях фосфина менее 0,03 Па, т. к. использовался сильно разбавленный фосфин. Полученные значения β' приведены в **табл. 2**.

Таблица 2

Значения констант, характеризующих процесс осаждения пленок ПКЛФ

$T, ^\circ\text{C}$	β'	K_1'	$\tau S'_0, 10^{-3} \text{ с}$
при $P_{\Sigma}=33,25 \text{ Па}$, $P_{\text{PH}_3}=0,02771\text{—}0,12469 \text{ Па}$			
650	18,07	0,0077—0,02	9,716
620	15,358	0,003—0,0083	8,1228
590	13,467	0,0025—0,0089	7,002
575	11,798	0,0022—0,0065	6,08
560	8,075	0,001—0,0033	4,1248
при $P_{\Sigma}=49,9 \text{ Па}$, $P_{\text{PH}_3}=0,04158\text{—}0,18713 \text{ Па}$			
650	11,675	0,0066—0,0148	6,272
620	10,388	0,007—0,009	5,494
590	7,251	0,001—0,0074	3,77
575	6,079	0,0026—0,0056	3,133
560	4,427	0,0021—0,0059	2,261

Зависимость S' от θ_{PH_3} можно описать уравнением (5), заменив K_1 на K_1' — константу, характеризующую процесс адсорбции молекул фосфина [12]. Для недиссоциативной адсорбции [11, с. 319] уравнение (11) преобразуется во вспомогательную функцию

$$z = K_1/(1-\theta_{\Sigma}) - K_1$$

и

$$z = \beta' P_{\text{PH}_3} / \theta_{\text{PH}_3} - 1. \quad (14)$$

Зависимости z от $(1-\theta_{\Sigma})$ для каждой из исследованных температур при значениях суммарного давления 33,25 и 49,9 Па были построены с использованием соответствующих значений β' и расчетных зависимостей θ и θ_{PH_3} от P_{PH_3} . Все они имеют нелинейный характер, что свидетельствует о неприменимости модели недиссоциативной адсорбции для описания адсорбции молекул фосфина. Затем при помощи уравнений (10)—(13) были рассчитаны значения K_1' и $\tau S'_0$ для исследованных температур и давлений осаждения пленок ПКЛФ (см. табл. 2).

Как видно из табл. 2, при увеличении температуры осаждения возрастают значения β' и $\tau S'_0$, а величина K_1' систематических изменений не имеет. В то же время наблюдается увеличение K_1' с ростом парциального давления фосфина. При увеличении суммарного давления значения β' и $\tau S'_0$ уменьшаются.

Так как $K_1' \ll 1$, коэффициент адсорбции фосфина намного больше коэффициента его десорбции, а энергия хемосорбции молекул фосфина очень мала.

Теоретические зависимости $V(P_{\text{PH}_3})$, представленные на рис. 4, были получены для $P_{\Sigma}=49,9$ Па с использованием уравнений (1), (4), (10)—(13). Видно, что они хорошо аппроксимируют экспериментальные значения скорости осаждения. Аналогичные результаты были получены и при $P_{\Sigma}=33,25$ Па.

При практической реализации процесса осаждения ПКЛФ к нему предъявляются следующие основные требования: приемлемая скорость осаждения; однородность толщины пленки по пластине и по процессу; достижение требуемого удельного сопротивления (уровня легирования) и его однородности; конформное заполнение топологического рельефа. В [4, 7] показано, что уровень легирования, приемлемый в большинстве случаев применения пленок ПК (<1000 мкОм·см), достигается при температуре осаждения 590°C и ниже. Для более высоких температур наблюдается возрастание удельного сопротивления, а также усиление его зависимости от соотношения объемных потоков PH_3/SiH_4 .

Для высоколегированного ПКЛФ допустимо пренебречь шириной обедненной зоны на границах зерен, и тогда сопротивление ПКЛФ можно представить как сумму сопротивлений собственно зерен (кристаллитов) и сопротивлений их границ [4, с. 76]. Пленки ПКЛФ, осажденные при температурах 590°C и ниже, после отжига имеют больший размер зерен, чем осажденные при более высоких температурах, следовательно, возможно достижение более низких удельных сопротивлений. Кроме того, высота микронеровностей пленок ПКЛФ, осажденных при $T_{\text{ос}} \leq 590^\circ\text{C}$, не превышает 0,05 мкм, в то же время высота микронеровностей пленок, выращенных при $T_{\text{ос}} \geq 620^\circ\text{C}$, достигает 0,15 мкм и более [4, 7]. Снижение шероховатости поверхности пленок поликристаллического кремния очень важно для СБИС и УБИС.

В [4, 17] показано, что с увеличением соотношения потоков коэффициент заполнения вертикальной ступеньки (K_z) пленками ПКЛФ уменьшается. Так, при $T_{\text{ос}}=575^\circ\text{C}$ и $\gamma=0,001$ $K_z=0,93$, при увеличении γ до 0,004 коэффициент заполнения составляет не менее 0,8, а при $\gamma=0,012$ $K_z=0,58$.

В [16] показано, что при температурах более 550°C PH_3 адсорбируется с потерей водорода. В то же время, разложение моносилана может протекать двумя путями: адсорбция и последующее разложение SiH_4 на поверхности или разложение SiH_4 на SiH_2 (силилен) и последующая его адсорбция и разложение на поверхности. Адсорбция фосфина по сравнению с SiH_4 более предпочтительна, т. к. константа его адсорбции существенно больше [16]. Вероятность блокирования фосфином второго пути осаждения значительно меньше, поскольку SiH_2 — ненасыщенный бирадикал, который хорошо адсорбируется поверхностью.

Известно, что на плоской поверхности вклад моносилана в рост пленки уменьшается при возрастании процентного содержания фосфина в газовой фазе

[18]. В самом деле, присутствие фосфора внутри осаждаемой пленки блокирует хемосорбцию химически слабоактивной молекулы моносилана из-за более высокой электроотрицательности фосфора по сравнению с кремнием [18]. Это приводит к большому вкладу силилена в осаждение радикалов и к уменьшению общей скорости осаждения. Моносилан (коэффициент прилипания 10^{-3} [18]) будет равномерно адсорбироваться в любом месте топологического рельефа. С другой стороны, силилен (коэффициент прилипания близок к единице) будет быстро реагировать на плоской поверхности и сильно обедняться на вертикальной ступеньке (или стенке канавки). Поэтому основной вклад в рост пленки ПКЛФ на поверхности вносит силилен, а на стенках топологического рельефа — моносилан.

Таким образом, адсорбционно-кинетическая модель, уточненная для случая «концентрированный моносилан — фосфин», указывает на то, что для достижения приемлемых скоростей и однородности осаждения пленок ПКЛФ нужно обеспечить максимально возможную степень заполнения адсорбционных центров молекулами моносилана. Из приведенных выше данных видно, что на практике целесообразнее работать при температуре ниже 590°C , суммарном давлении порядка 50 Па и $P_{\text{PH}_3}=0,04\text{—}0,07$ Па (что соответствует диапазону значений $\gamma=0,001\text{—}0,002$ при $P_{\Sigma}=50$ Па). В таких условиях еще не происходит полного блокирования адсорбции моносилана молекулами фосфина, а кроме того, обеспечивается конформное заполнение топологического рельефа пленками ПКЛФ и достижение высокого уровня легирования пленок (удельное сопротивление ниже 1000 мкОм·см).

С использованием разработанных режимов осаждения ПКЛФ были получены структуры конденсаторов этажерочной конструкции. Установленные закономерности роста ПКЛФ могут использоваться также при разработке процессов осаждения на пластинах диаметром 150 и 200 мм как в горизонтальных, так и в вертикальных реакторах пониженного давления.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Поликристаллические полупроводники / Под. ред. Г. Харбеке. — М.: Мир, 1989.
2. Технология СБИС. Т. 1 / Под. ред. С. Зи. — М.: Мир, 1986.
3. Kamins T. Polycrystalline silicon for integrated circuits and displays. — Norwell, MA, USA: Kluwer Academic Publishers, 1998.
4. Турцевич А. С., Ануфриев Л. П. Пленки поликристаллического кремния в технологии производства интегральных схем и полупроводниковых приборов. — Минск: Белорусская наука, 2006.
5. Mulder J. G. M., Eppenda P., Hendrics M., Tong J. E. An industrial LPCVD process for in-situ Phosphorus-Doped polysilicon // J. Electrochem. Soc. — 1990. — Vol. 137, N 1. — P. 273—279.
6. Learn A. J., Foster D. W. Deposition and electrical properties of in situ phosphorus-doped silicon films by low-pressure chemical vapour deposition // J. of Applied Physics. — 1987. — Vol. 61, N 5. — P. 1898—1904.
7. Lesnikova V. P., Turtsevich A. S., Krasnitsky V. Y. et al. The structure, morphology and resistivity of in situ phosphorus polysilicon films // Thin Solid Films. — 1994. — Vol. 247. — P. 156—161.

8. Turtsevich A. S., Krasnitsky V. Y., Emelyanov V. A. et al. The effect of production conditions for in situ phosphorus doped LPCVD polysilicon in monosilane/phosphine system on the deposition process kinetics // *Thin Solid Films*.— 1994.— Vol. 248.— P. 28—31.

9. Farrow R. F. C. The kinetics of silicon deposition on silicon by pyrolysis of silane // *J. Electrochem. Soc.*— 1974.— Vol. 121, N 7.— P. 899—907.

10. Hitchman M. L., Ahmed W. Some recent trends in the preparation of thin layers by low pressure chemical vapour deposition // *Vacuum*.— 1984.— Vol. 34, N 10-11.— P. 979—986.

11. Робертс М., Макки Ч. Химия поверхности раздела металл — газ.— М.: Мир, 1981.

12. Кобка В. Г., Ушанкин Ю. В. Адсорбционно-кинетическая модель процесса осаждения пленок поликристаллического кремния в реакторе пониженного давления // *Поверхность*.— 1986.— № 8.— С. 87—93.

13. Турцевич А. С., Румак Н. В., Наливайко О. Ю., Макаревич И. И. Кинетика роста пленок поликристаллического кремния, полученных пиролизом концентрированного моносилана при пониженном давлении // *Электронная техника. Сер. 7*.— 1993.— Вып. 4-5.— С. 35—39.

14. Сухов М. С. Механизм пиролиза моносилана при пониженном давлении // *Известия АН СССР. Сер. Неорганические материалы*.— 1982.— Т. 18, № 7.— С. 1077—1082.

15. Eversteyn G. C., Put B. H. Influence of AsH_3 , PH_3 and B_2H_6 on the growth rate and resistivity of polycrystalline silicon films deposited from a SiH_4 - H_2 mixture // *J. Electrochem. Soc.*— 1973.— Vol. 120, N 1.— P. 106—110.

16. Yu M. L., Meyerson M. S., Adsorption of PH_3 on $Si(100)$ and its effects on the coadsorption of SiH_4 // *J. Vac.Sci. and Technology*.— 1989.— A2.— N 2.— P. 447—449.

17. Турцевич А. С., Гранько В. И., Наливайко О. Ю. Конформность воспроизведения топологического рельефа поверхности интегральных схем при осаждении поликристаллического кремния, легированного в процессе роста фосфором и бором // *Электронная техника. Сер. 7*.— 1993.— № 4-5.— С. 55—57.

18. Gris H., Caussat B., Cot D. et al. LPCVD silicon-based film formation in submicrometer trenches in industrial equipment: experiments and simulation // *Chem. Vap. Deposition*.— 2002.— Vol. 8, N 5.— P. 213—219.

НОВЫЕ КНИГИ

Рембовский А. М., Ашихмин А. В., Козьмин В. А. Радиомониторинг: задачи, методы, средства.— М.: Горячая линия — Телеком, 2010.— 624 с.

Рассмотрены типовые задачи, решаемые с помощью средств радиомониторинга в самых различных областях — от управления использованием радиочастотного спектра до контроля радиообстановки при проведении контртеррористических операций. Изложены теоретические и практические вопросы построения и функционирования радиотехнических систем радиомониторинга и технической защиты информации, в том числе автоматизированных стационарных и мобильных систем пеленгования, определения местоположения источников радиоизлучения, измерения параметров сигналов, выявления радиоизлучений и утечек информации, проведения специальных исследований. Рассмотрены математические методы и программное обеспечение для выявления и анализа радиоизлучений, измерения параметров сигналов и помех, напряженности электромагнитного поля или плотности потока мощности, определения положения источников радиосигналов и радиопомех, а также решения других задач радиомониторинга. Проанализированы особенности построения современных одноканальных и многоканальных широкополосных цифровых панорамных измерительных радиоприемников и радиопеленгаторов, анализаторов параметров сигналов, в том числе GSM и CDMA. Показано влияние конструктивного исполнения аппаратуры на скорость, чувствительность, помехоустойчивость и точность выполнения измерений. Во втором издании книги добавлены материалы по построению и техническим характеристикам унифицированных измерительных приемников семейства АР-ГАМАК и радиопеленгаторов семейства АРТИКУЛ, по разработкам анализаторов сигналов базовых станций сотовой радиосвязи и интегрированным радионавигационным системам мобильных станций радиомониторинга. Рассмотрены примеры применения средств радиомониторинга для радиочастотной и железнодорожной служб, экологического контроля. Переработан по итогам новых исследований и разработок раздел, посвященный специальным исследованиям ПЭМИН.

Для специалистов в области радиомониторинга, операторов и руководителей радиоконтрольных служб, сотрудников силовых ведомств и служб безопасности государственных и коммерческих структур. Будет полезна студентам и аспирантам.



Д. т. н. А. А. АЩЕУЛОВ, д. ф.-м. н. И. В. ГУЦУЛ,
к. ф.-м. н. О. Н. МАНИК, Т. О. МАНИК

Украина, Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича
E-mail: manykto@rambler.ru

Дата поступления в редакцию
16.09 2009 г.

Оппонент д. т. н. А. А. ДРУЖИНИН
(НУ «Львовская политехника», г. Львов)

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ФОРМИРОВАНИЯ ХИМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ CdSb–ZnSb

С помощью методов теории упругости и динамики кристаллической решетки разработаны математические модели формирования химической связи твердых растворов CdSb–ZnSb, показана возможность их применения для решения технологических задач.

Твердые растворы системы CdSb–ZnSb — перспективные полупроводниковые материалы оптического, сенсорного и электронного приборостроения [1–7]. Для получения материалов с прогнозируемыми свойствами необходимы исследования, результаты которых позволят управлять технологическими режимами. В настоящее время исследования в этом направлении носят в основном экспериментальный характер. В зависимости от режимов термообработки сплавы кадмия с сурьмой, так же как и цинка с сурьмой, кристаллизуются в соответствии со стабильной и метастабильной диаграммами состояния [1, с. 49–68]. При изучении твердофазных превращений особый интерес вызывают структурные изменения этих сплавов при нагреве выше критической точки и при охлаждении до субкритических температур. Такие исследования дают возможность приблизиться к решению проблемы теоретического описания процессов плавления и кристаллизации с позиций химической связи. Теоретические представления, используемые при анализе этих процессов [8], являются полуфеноменологическими и основываются на подгонке выбранной интерпретационной модели к результатам конкретных экспериментальных исследований. Это привело к тому, что в настоящее время отсутствует строгая микроскопическая теория неупорядоченных систем. Формирование основ такой теории вызвало необходимость расширения базы имеющихся теоретических разработок количественными расчетами, проведенными методами теории химической связи. Такой синтез позволит усовершенствовать классические схемы применения различных методов к решению проблем материаловедения A^IVB^V с целью поиска технологических режимов получения материалов с прогнозируемыми свойствами.

Обзор ранних работ [2] показал, что антимониды кадмия и цинка кристаллизуются в ромбической сингонии. Структура CdSb (ZnSb) рассматривается как сильно деформированная структура алмаза, в кото-

рой каждый атом Sb тетраэдрически окружен тремя атомами Cd (Zn) и одним атомом Sb. Химическая связь в CdSb осуществляется посредством образования гибридных sp -орбиталей с атомами металла и связи Sb–Sb.

Общим недостатком всех этих работ является упрощенный анализ, проводимый с учетом какого-то одного фактора (например, координационной структуры вещества), поэтому имеющиеся качественные модели неполно отражают химическую связь в структуре CdSb (ZnSb). Строгое рассмотрение природы химической связи стало возможным лишь при всестороннем учете различных факторов, таких как координационная структура, электронная конфигурация атомов, межатомные расстояния и углы между направлениями связей в кристалле.

Впервые такое исследование химической связи проведено в [9], что позволило разработать молекулярную модель CdSb, в которой нашли отражение все перечисленные факторы, характеризующие химическую связь. Такая модель дает более полное представление о пространственном размещении связей, представляемых с помощью неэквивалентных гибридных орбиталей.

В то же время, для выяснения процессов, происходящих в исследуемом материале, необходимо знать закономерности, представляемые различными теориями, что требует объединения физических основ с теориями различных видов взаимодействий путем создания соответствующих молекулярных моделей исследуемых систем.

В настоящей работе поставлена задача проведения комплексного исследования динамики формирования химической связи в кристаллах твердых растворов $Cd_xZn_{1-x}Sb$ методами теорий колебаний, упругости и молекулярных моделей.

Выбор в качестве объекта исследования твердых растворов $Cd_xZn_{1-x}Sb$ обусловлен тем, что динамика формирования и особенности поведения химической связи в зависимости от их состава ранее практически не исследовались (за исключением работ [11, 12]).

В отличие от стандартных методов перехода от теории решетки к теории упругости, позволяющих рассчитать упругие постоянные с позиций микроскопической теории, в настоящей работе решена обратная задача: по экспериментальным данным [13] определены упругие модули, затем составлены и ре-

шены системы алгебраических уравнений, и с помощью молекулярных моделей определены компоненты силовой матрицы, используемые в микроскопической теории кристаллических решеток [14].

Для нахождения взаимосвязи между теориями упругости [15] и кристаллической решетки [14] необходимо сопоставить соответствующие уравнения движения в этих теориях. Соотношение между компонентами тензора упругих модулей $\tilde{C}_{ik, mn}$ и силовыми константами микроскопической теории для кристаллов антимонидов кадмия и цинка имеет вид [16, с. 155]

$$C_{ik, mn} = -\frac{1}{2V_z} \sum_{h, l, h_k} {}^{(l)}\Phi_{ik}^{(h)} (Ah_k)_m^l (Ah_k)_n^l, \quad (1)$$

где ${}^{(l)}\Phi_{ik}^{(h)}$ — коэффициенты разложения потенциальной энергии в ряд по смещениям от положения равновесия;
 A — матрица, задающая положение ядра в решетке;
 V_z — объем элементарной ячейки;
 l — обозначает принадлежность к определенному типу неэквивалентных орбиталей;
 h_k — характеризует переход атомных связей (в пределах одного семейства) под действием элементов симметрии.

Упругие свойства рассматривались в рамках модели пружинной связи и характеризовались соответствующим коэффициентом упругости $f^{(l)}$. При этом величины ${}^{(l)}\Phi_{ik}^{(h)}$ связаны с $f^{(l)}$ соотношением

$$\|{}^{(l)}\Phi_{ik}^{(h)}\| = f^{(l)} \|\alpha_{ik}^{(h)}\|, \quad (2)$$

где ${}^{(l)}\alpha_{ik}^{(h)} = \cos \phi_{li}^h \cos \phi_{lk}^h$;

ϕ_{li}^h, ϕ_{lk}^h — углы между направляющими связей l и осями координат x_i и x_k ($1 \leq i, k \leq 3$) атомов элементарной ячейки, соответственно.

Подставив (2) в (1) с учетом всех возможных значений индексов i, k, l, m , допускаемых группой симметрии кристалла, получим математическую модель — систему алгебраических уравнений, связывающих C_{ij} (в обозначениях Фойгта [14]) и $f^{(l)}$. Для подрешетки ZnSb эта система имеет вид

$$\left\{ \begin{aligned} -a\tilde{C}_{11} &= 0,109f^{(1)} + 0,0217f^{(2)} + 0,0012f^{(3)} + \\ &\quad + 0,01005f^{(4)} + 0,0012f^{(5)}, \\ -a\tilde{C}_{22} &= 0,000079f^{(1)} + 0,24f^{(2)} + 0,048f^{(3)} + \\ &\quad + 0,0196f^{(4)} + 0,093f^{(5)}, \\ -a\tilde{C}_{33} &= 0,107f^{(1)} + 0,000024f^{(2)} + 0,197f^{(3)} + \\ &\quad + 0,058f^{(4)} + 0,145f^{(5)}, \\ -a\tilde{C}_{44} &= 0,0029f^{(1)} + 0,0024f^{(2)} + 0,0972f^{(3)} + \\ &\quad + 0,034f^{(4)} + 0,117f^{(5)}, \\ -a\tilde{C}_{55} &= 0,108f^{(1)} + 0,00073f^{(2)} + 0,0156f^{(3)} + \\ &\quad + 0,076f^{(4)} + 0,013f^{(5)}, \\ -a\tilde{C}_{66} &= 0,0029f^{(1)} + 0,072f^{(2)} + 0,0077f^{(3)} + \\ &\quad + 0,045f^{(4)} + 0,0104f^{(5)}, \\ -a\tilde{C}_{12} &= 0,0031f^{(1)} + 0,0761f^{(2)} + 0,0077f^{(3)} + \\ &\quad + 0,045f^{(4)} + 0,011f^{(5)}, \\ -a\tilde{C}_{13} &= 0,108f^{(1)} + 0,00073f^{(2)} + 0,0156f^{(3)} + \\ &\quad + 0,0762f^{(4)} + 0,013f^{(5)}, \\ -a\tilde{C}_{23} &= 0,0028f^{(1)} + 0,0023f^{(2)} + 0,097f^{(3)} + \\ &\quad + 0,034f^{(4)} + 0,116f^{(5)}, \end{aligned} \right. \quad (3)$$

где a — постоянная решетки [13].

Аналогичным образом выглядит и система алгебраических уравнений для подрешетки CdSb.

Необходимые для расчета силовых констант $f^{(l)}$ значения упругих постоянных C_{ijkl} для CdSb, ZnSb, $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Sb}$ ($x=0,03; 0,09; 0,125$) приведены в [13]. Зависимости $C_{ij}(x)$, приведенные на рис. 1, были получены двумя численными методами — конечных разностей и наименьших квадратов. Их анализ показывает, что на рис. 1, а в области концентраций $0,2 \leq x \leq 1$ поведение кривых соответствует появлению аномальных эффектов, связанных с возникновением метастабильных фаз, которые, однако, эксперимен-

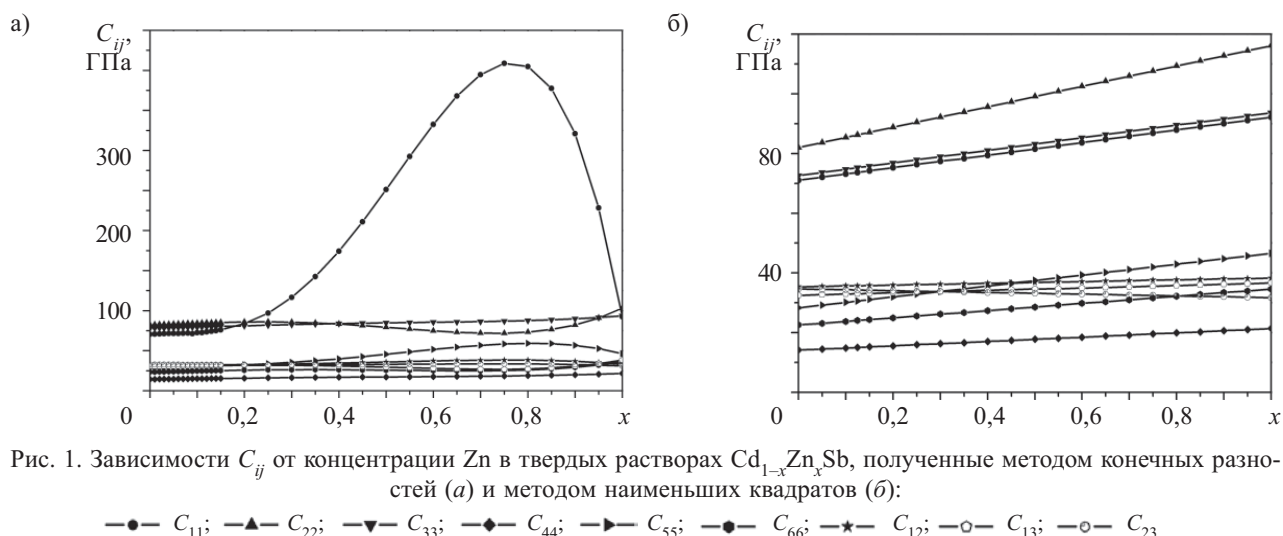


Рис. 1. Зависимости C_{ij} от концентрации Zn в твердых растворах $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Sb}$, полученные методом конечных разностей (а) и методом наименьших квадратов (б):

—●— C_{11} ; —▲— C_{22} ; —▼— C_{33} ; —◆— C_{44} ; —▶— C_{55} ; —◆— C_{66} ; —★— C_{12} ; —□— C_{13} ; —○— C_{23}

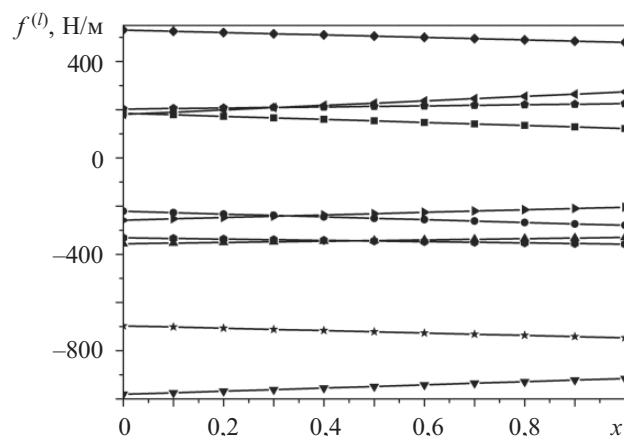


Рис. 2. Зависимость $f^{(l)}$ от концентрации Zn в твердых растворах $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Sb}$ ($0 < x < 1$):

CdSb: \blacksquare $f^{(1)}$; \bullet $f^{(2)}$; \blacktriangle $f^{(3)}$; \blacktriangledown $f^{(4)}$; \blacklozenge $f^{(5)}$;
ZnSb: \blacktriangleleft $f^{(6)}$; \blacktriangleright $f^{(7)}$; \bullet $f^{(8)}$; \times $f^{(9)}$; \blacksquare $f^{(10)}$

тально не обнаружены. Это и определило выбор зависимостей $C_{ij}(x)$, полученных методом наименьших квадратов (рис. 1, б), для дальнейших расчетов.

На основании этих данных проведены вычисления $f^{(l)}(x)$ для твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Sb}$ ($0 \leq x \leq 1$), результаты которых представлены на рис. 2. Здесь в обозначениях силовых констант индекс l в пределах $1 \leq l \leq 5$ означает, что все связи ϕ_l в CdSb разделены на пять семейств согласно пяти различным межатомным расстояниям: ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 соответствуют трем различным межатомным расстояниям Cd–Sb, а ϕ_4 и ϕ_5 — соответственно расстояниям Sb–Sb и Cd–Cd. В пределах $6 \leq l \leq 10$ индекс l обозначает связи ϕ_l в подрешетке ZnSb, а именно: ϕ_6, ϕ_7, ϕ_8 отвечают трем различным межатомным расстояниям Zn–Sb, ϕ_9 — Sb–Sb, ϕ_{10} — Zn–Zn.

Из рис. 2 следует, что силовые постоянные $f^{(4)}$ и $f^{(9)}$, отвечающие связям Sb–Sb в подрешетках CdSb и ZnSb, ведут себя по-разному, что свидетельствует о сложном механизме формирования химических связей в твердых растворах. Это накладывает дополнительные условия на формирование моделей механизмов рассеяния, а их детальное изучение даст возможность прогнозировать и формировать анизотропию физических свойств этих кристаллов.

Для прогнозирования возможных особенностей проявления свойств исследуемых соединений при плавлении и кристаллизации необходимо знать энергетические параметры, характеризующие химические связи. В нашем случае это характеристические частоты колебаний атомов вдоль химических связей, представленных неэквивалентными гибридными орбиталями.

Расчет характеристических частот сводится к нахождению математической модели — коэффициентов взаимодействия динамической матрицы [16]

$$D_{ij} = \sum_l A_{il} K_{lj}. \quad (4)$$

Для этого необходимо найти кинематические коэффициенты A_{il} и динамические коэффициенты K_{lj} для всевозможных значений индексов i, l, j .

Частоту колебаний ω можно получить, решая секулярное уравнение

$$\|D_{ij} - \delta_{ij} \omega^2\| = 0, \quad (5)$$

$$\text{где } \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{при } i = j, \\ 0 & \text{при } i \neq j. \end{cases}$$

Анализ полученных результатов показал, что с ростом концентрации цинка в твердых растворах $\omega^{(1)}, \omega^{(2)}, \omega^{(4)}, \omega^{(5)}$ монотонно возрастают, а $\omega^{(3)}$ изменяется, проходя через локальные экстремумы. В то же время монотонно возрастает $\omega^{(7)}$, а значения $\omega^{(6)}, \omega^{(8)}, \omega^{(9)}, \omega^{(10)}$ изменяются, проходя через локальные экстремумы, что свидетельствует о различной динамике формирования химической связи в твердых растворах $\text{Cd}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Sb}$ ($0 \leq x \leq 1$). (Нумерация частот $\omega^{(l)}$ соответствует приведенной ранее нумерации силовых постоянных $f^{(l)}$).

Исходя из этого, подход позволил решить целый ряд технологических проблем низкосимметричных кристаллов, процесс плавления которых рассматривается как следствие механической неустойчивости, приводящей к невозможности существования кристалла при температурах выше $T_{\text{пл}}$. То есть плавление рассматривается как результат теплового разрушения кристаллической решетки, что получило математическое выражение в теории колебательной неустойчивости кристаллических решеток [8, с. 61–70].

Используя введенную Эйнштейном простейшую модель колебаний решетки с единой характеристической частотой ν_E , Линдемманн получил выражение для температуры плавления

$$T_{\text{кол}} = c \nu_E^2 V_n^{2/3} M, \quad (6)$$

где $T_{\text{кол}}$ — температура колебательного плавления;

ν_E — эйнштейновская частота колебаний;

V_n — молярный объем;

M — атомная масса;

c — константа, имеющая одинаковые значения для кристаллов подобного строения.

Однако, согласно [8], корреляции между структурой и величинами, входящими в данное уравнение не наблюдается, а значит эта модель не позволяет построить «однофазную» теорию колебательного плавления. Но формулу (6) можно использовать для нахождения «эффективных» значений характеристической температуры отдельных химических связей, являющихся важным параметром динамики колебаний кристаллической решетки. Принятие такой концепции позволило объяснить тонкую структуру плавления и кристаллизации не только CdSb и ZnSb, но и твердых растворов на их основе, проследить динамику формирования химической связи с целью получения новых материалов с заданными свойствами.

В качестве иллюстрации применения рассматриваемых математических моделей для решения технологических задач приведем результаты расчетов температур колебательной неустойчивости химических связей антимонидов кадмия, цинка и твердых растворов на их основе.

Материал	Характеристическая температура колебательной неустойчивости химической связи, °C									
	T_1	T_2	T_3	T_4	T_5	T_6	T_7	T_8	T_9	T_{10}
CdSb	451,4	446	454	466	461					
ZnSb						536	543	549	556	548
Cd _{0,6} Zn _{0,4} Sb	481	450	494	550	524	468	484	519	534	505

Примечание. Индексы при T означают те же связи, что и на рис. 2

Выражение (6) для температуры плавления содержит «подгоночную» постоянную c . В нашем случае она выбиралась в соответствии с используемой моделью, а именно: полученные характеристические частоты соответствовали температурному интервалу ΔT , близкому к температуре плавления рассматриваемого соединения. Для CdSb и ZnSb этот интервал составлял 20°. Что касается твердых растворов CdSb–ZnSb, то согласно [18, с. 264] материал получается однородный, если его отжигать в температурном интервале $\Delta T=100^\circ$. С учетом этого были получены приведенные в **таблице** значения температуры колебательной неустойчивости химических связей.

Следует отметить, что существующие колебательные теории распространяются на кристаллические решетки простейших видов (примитивные кубические), в которых тонкие эффекты процессов плавления упускаются. Построение же более реальной модели процессов плавления нуждается, на наш взгляд, в учете особенностей химической связи, а с другой стороны — в исследовании физических свойств и построении математических моделей, позволяющих получить количественные оценки динамических параметров кристаллической решетки низкосимметричных кристаллов.

Таким образом, с помощью методов теории упругости и динамики кристаллической решетки разработаны математические модели формирования химической связи твердых растворов CdSb–ZnSb, которые можно применять для решения технологических задач.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Лазарев В. Б., Шевченко В. Я., Гринберг Я. Х., Соболев В. В. Полупроводниковые соединения группы $A^{II}B^V$.— М.: Наука, 1978.
2. Пономарев В. Ф., Маник О. Н., Ащеулов А. А. Антимонид кадмия: Библиографический указатель.— М.: ИОНХ, 1981.
3. Ащеулов А. А., Воронка Н. К., Маренкин С. Ф., Раренко И. М. Получение и использование оптимизированных материалов из антимонида кадмия // Неорганические материалы.— 1996.— Т. 32, № 9.— С. 1049—1060.
4. Снарский А. А., Пальти А. М., Ащеулов А. А. Анизотропные термоэлементы. Обзор // Физика и техника полупроводников.— 1997.— Т. 31, № 11.— С. 1281—1300.
5. Ащеулов А. А. Координатно-чувствительные устройства на основе анизотропных оптикотермоэлементов // Оптический журнал.— 2008.— Т. 75, № 5.— С. 15—25.
6. Ащеулов А. А., Грицюк Б. Н., Стребежев В. Н. Инфракрасные отрезающие фильтры на основе монокристаллов CdSb, ZnSb для оптофотозонных устройств // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2009.— № 1.— С. 34—39.
7. Ащеулов А. А., Гуцул И. В. Особенности анизотропных оптикотермоэлементов // Физика и техника полупроводников.— 2006.— Т. 40, № 8.— С. 995—1003.
8. Уббеллоде А. Р. Расплавленное состояние вещества.— М.: Металлургия, 1982.
9. Маник О. Н. Особенности зонного спектра и химической связи в кристаллах антимонида кадмия // Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук.— Черновцы.— 1987.— С. 16.
10. Маник О. Н., Раренко И. М. Исследование зонной структуры CdSb // Физика и техника полупроводников.— 1986.— Т. 20, № 9.— С. 1706—1709.
11. Балазюк В. Н., Еременко О. И., Маник О. Н., Раранский Н. Д. Комплексные исследования влияния температуры и состава на упругие свойства монокристаллов твердых растворов CdSb–ZnSb // Термоэлектричество.— 2008.— № 3.— С. 50—57.
12. Срьоменко О. И., Маник О. М., Раранський М. Д. Дослідження особливостей хімічного зв'язку в кристалах твердих розчинів системи CdSb–ZnSb // Науковий вісник Чернівецького університету. Фізика. Електроніка.— 2005.— № 268.— С. 109—112.
13. Балазюк В. Н., Грицюк Б. М., Драпак Л. С. та ін. Анізотропія пружності і мікротвердості монокристалів твердих розчинів системи CdSb–ZnSb // Науковий вісник Чернівецького університету. Фізика. Електроніка.— 2001.— № 112.— С. 71—74.
14. Лейбфрид Г. Микроскопическая теория механических и тепловых свойств кристаллов.— М.–Л.: Госиздат, 1963.
15. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости.— М.: Наука, 1965.
16. Маник О. М. Багатофакторний підхід в теоретичному матеріалознавстві.— Чернівці: Прут, 1999.
17. Ashcheulov A. A., Manik O. N., Marenkin S. F. Cadmium antimonide: Chemical Bonding and technology // Inorganic materials.— 2003.— Vol. 39, N 2.— P. S59—S67.
18. Материалы, используемые в полупроводниковых приборах / Под ред. К. Хогарта.— М.: Мир, 1968.

ПАМЯТКА АВТОРУ ЖУРНАЛА «ТКЭА»

1. Рукопись должна соответствовать тематике журнала и отличаться прикладной направленностью.

Если результаты получены в смежных областях знаний, необходимо показать их применимость в области интересов журнала.

2. При оценке рукописи редакцию будут интересовать следующие аспекты:

- актуальность темы;
- обоснованность постановки задачи;
- новизна информации (в сравнении с работами предшественников);
- убедительность доказательств;
- правомерность выводов;
- возможность практического применения;
- целесообразность (и адекватность тексту) таблиц, иллюстраций, списка использованных источников;

— строгость терминологии;

— композиция рукописи, в т. ч. оправданность объема.

3. Название рукописи должно быть конкретным и, в то же время, по возможности кратким.

4. Приведите мини-аннотацию до 20 слов, отражающую важнейший результат статьи.

5. Обозначьте разделы рукописи. Выделите выводы (резюме, заключение). Кстати, проверьте себя — насколько согласуются поставленная задача, выводы и название статьи.

6. Единицы измерения всех величин должны отвечать современным требованиям, а использованные символы (и аббревиатуры) должны быть пояснены при первом их употреблении в тексте.

7. При ссылке в тексте на численные значения, формулы и иные фактические данные, заимствованные из книг, следует (для удобства поиска) указывать не только саму книгу, но и страницу (например [2, с. 418]).

8. Список «Использованные источники» формируется в порядке их упоминания в тексте. Желательно избегать ссылок на труднодоступные источники (например на материалы конференций) или на недолговечные (например Интернет). Принятое в журнале описание источников показано на сайте www.tkea.com.ua.

9. Сопроводите рукопись библиографической карточкой на русском и английском языках с аннотацией до 500 печ. знаков. Укажите ключевые слова, а также индекс рукописи по Универсальной десятичной классификации (УДК).

10. Материалы статьи направляйте по e-mail <tkea@optima.com.ua> (размер письма не должен превышать 1 Мб). Если Вы направляете рукопись по почте, приложите запись статьи на CD.

Текст статьи на русском языке набирается в текстовом редакторе Microsoft Word размером 12, без переносов, с интервалом не менее 1,5. Все слова внутри абзаца разделяются только одним пробелом. Правый край текста выравнивать не обязательно. Использование программы Equation допускается только в случаях, когда Word бессилён.

Желательно, чтобы объем иллюстраций не превышал 40% общего объема статьи. Иллюстрации должны быть представлены отдельными файлами. Графики и чертежи следует выполнять в черно-белом (битовом) режиме.

Если рисунки выполнялись в программе CorelDraw или Word, то необходимо представить оригинальные файлы (*.cdr или *.doc). Рисунки, созданные в других программных пакетах, необходимо экспортировать в любой из следующих форматов: PCX, JPG, TIF.

В случае, когда автор не может обеспечить высокое качество рисунка в машинном виде, допускается его выполнение вручную с дальнейшим сканированием в битовом режиме с разрешением 300 dpi.

При подготовке цветных иллюстраций желательно фотографировать объекты на однотонном фоне цифровой камерой. Если проводится сканирование изображений, то его необходимо выполнять с разрешением 300 dpi.

11. Снабдите рукопись сведениями об авторах (фамилия, имя, отчество, ученая степень, место работы, должностное положение, дата рождения, служебный и домашний адреса с указанием почтового индекса, e-mail, телефон, телефакс).

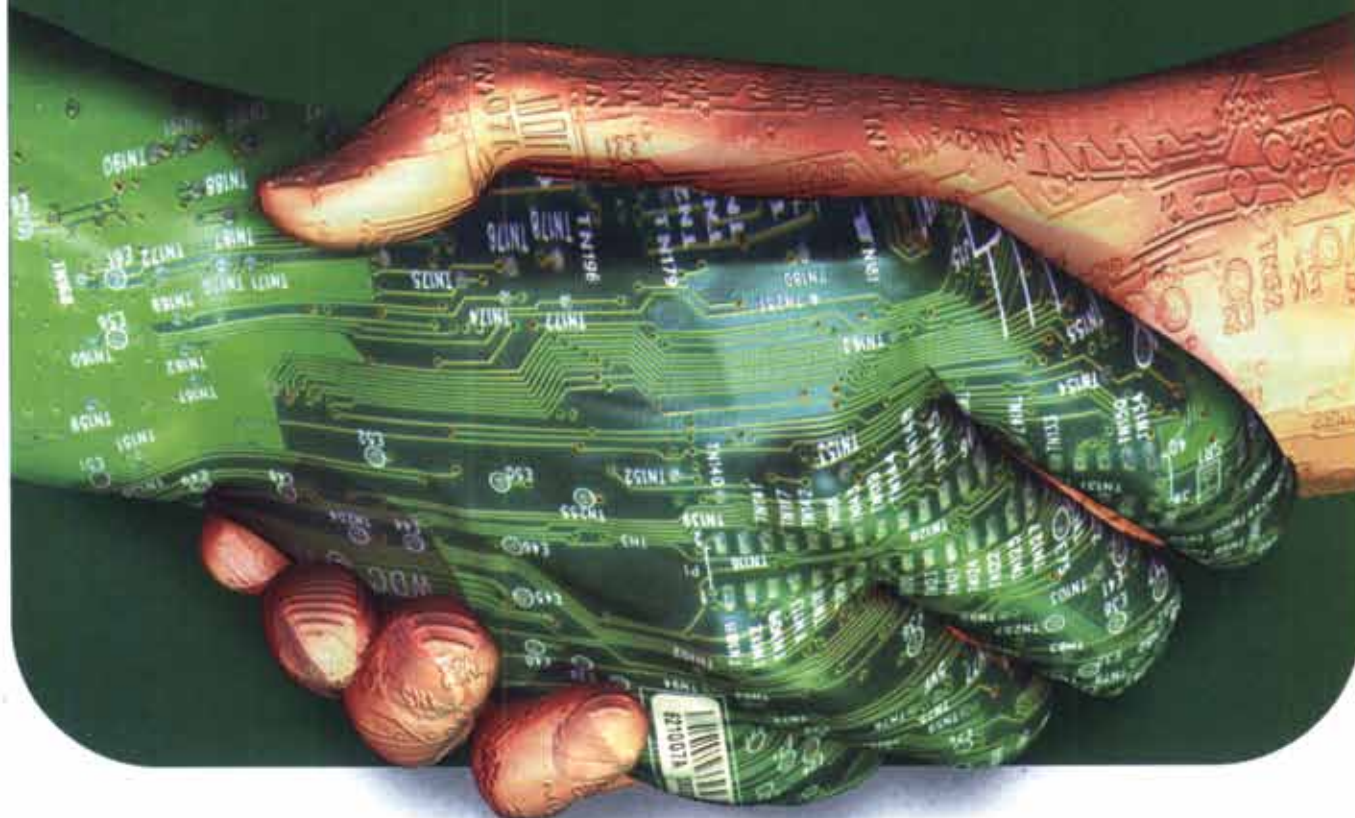
12. Если считаете необходимым, сопроводите статью экспертным заключением о возможности ее публикации в открытой печати.



E·X·P·O ELECTRONICA



Время быть в игре!



13-я Международная выставка
компонентов и комплектующих
для электронной промышленности

20-22 АПРЕЛЯ 2010
Москва, Крокус Экспо

www.expoelectronica.ru

Организаторы:



При содействии:

Тел.: +7 812 380 60 03

+7 812 380 60 07

+7 812 380 60 00

Факс: +7 812 680 60 01

E-mail: electron@primexpo.ru

Совместно с:



electrontech



8-Я МЕЖДУНАРОДНАЯ ВЫСТАВКА

ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ
И МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА ИЗДЕЛИЙ
ЭЛЕКТРОННОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ



Тел.: +7 812 380 60 03
+7 812 380 60 07
+7 812 380 60 00
Факс: +7 812 680 60 01
E-mail: electron@primexpo.ru

www.electrontechexpo.ru

20-22 АПРЕЛЯ 2010

Москва, Крокус Экспо

Номер готовили

*Арзамас, Винница, Донецк, Киев,
Львов, Минск, Москва, Одесса,
Пенза, Ташкент, Черновцы.*



Пишите
Подписывайтесь
Читайте