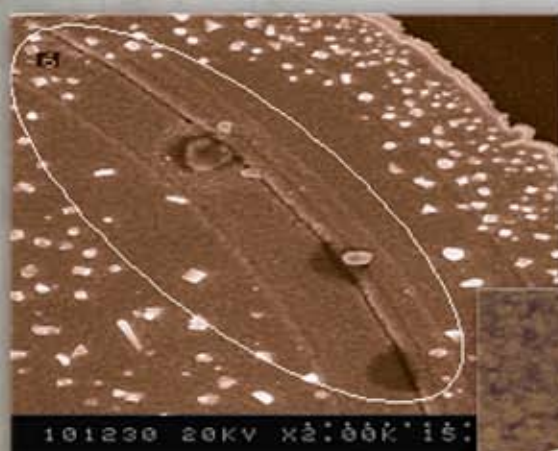
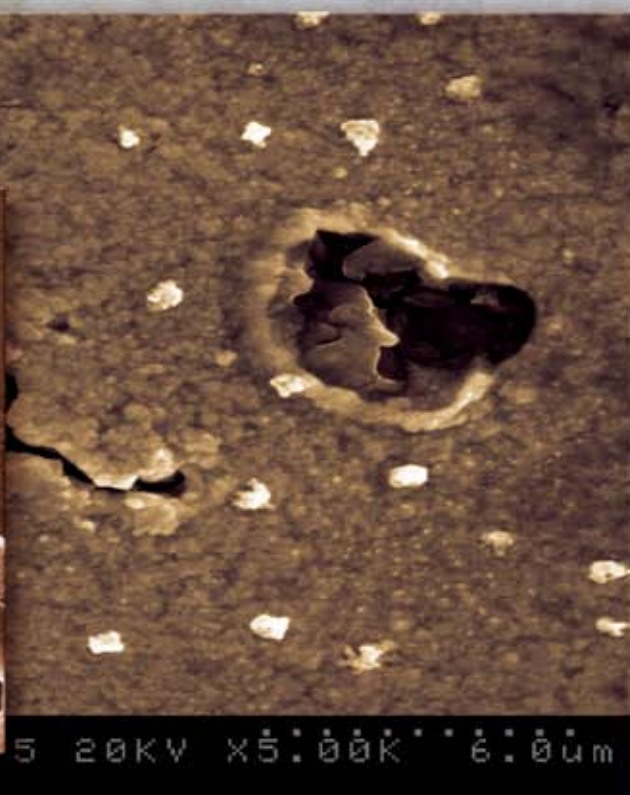


Технология и конструирование в электронной аппаратуре



К статье «Повышение надежности диодов Шоттки при воздействии разрядов статического электричества»



5 2012

СЕНТЯБРЬ — ОКТЯБРЬ

ЧЕТЫРНАДЦАТАЯ
МЕЖДУНАРОДНАЯ
НАУЧНО-ПРАКТИЧЕСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ



СОВРЕМЕННЫЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

27— 31 мая 2013 года
Украина, г. Одесса

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

- Информационные системы и технологии
- Компьютерные системы и компоненты
- Системы и средства искусственного интеллекта
- Защита информации в широкополосных системах и компьютерных сетях
- Радиотехнические, телекоммуникационные и телевизионные системы
- Проектирование, конструирование, производство и контроль электронных средств
- Функциональная электроника. Микро- и нанотехнологии

С текущей информацией
можно ознакомиться на сайте
www.tkea.com.ua/siet/inf.html

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

ISSN 2225-5818

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 видань України». 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.



Номер выпущен при поддержке
НПП «Сатурн», (г. Киев)
ЧАО «Укрналит» (г. Киев),
НПП «Карат» (г. Львов),
ЦКБ «Ритм» (г. Черновцы)

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,
тел./факс 728-49-46.

Редакция: Е. А. Тихонова, А. А. Ефименко,
А. А. Алексеева, М. Г. Глава, Н. М. Колганова.

Техническая редакция, дизайн: Е. И. Корецкая.

Компьютерное обеспечение: П. В. Назаров.

Подписано к печати 23.10.2012. Формат 60×84 1/8. Печать офсетная.

Печ. л. 6,5+1,0. Уч.-изд. л. 9,0. Тираж 250 экз. Заказ № 302.

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

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

ЗМІСТ

Електронні засоби: дослідження, розробки

Багаторівневі плати з товстоплівковою полімерною ізоляцією. *Спірін В. Г.* (3)

Світлодіодні показуючі електровимірювальні пристрої на багатопорогових компараторах. *Оборський Г. О., Ковальков В. І., Тихенко В. Н., Слободяник П. Т.* (8)

Теплова математична модель напівпровідникових приладів при вимірюванні вольт-амперних характеристик імпульсним способом. *Єрмоленко Є. О., Бондаренко О. Ф., Баранов О. М.* (14)

Сенсоелектроніка

Нанокристали $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ як чутливі елементи сенсора магнітного поля та температури. *Дружинін А. О., Островський І. П., Ховерко Ю. М., Нічкало С. І., Корецький Р. М.* (19)

Функціональна мікро- та наноелектроніка

Підвищення надійності діодів Шотткі при впливі розрядів статичної електрики. *Солодуха В. О., Турцевич А. С., Соловійов Я. О., Рубцевич І. І., Керенцев А. Ф.* (22)

Фотоелектричні властивості гетеропереходів $n\text{-SiC}/n\text{-Si}$. *Семенов О. В., Козловський А. А., Пузіков В. М.* (27)

Фотодіоди на основі GaP з підвищеною чутливістю у короткохвильовій області УФ-спектра. *Добровольський Ю. Г.* (31)

Вплив розподілу домішки в базі на фотоелектричні властивості поверхнево-бар'єрних УФ-фотоприймачів. *Бобренко Ю. Н., Комащенко В. М., Ярошенко Н. В., Шереметова Г. І., Атаєв Б. С.* (35)

Технологічні процеси та обладнання

Технологія створення легованих бором шарів на алмазі. *Зяблук К. М., Митягін О. Ю., Таліпов Н. Х., Чучева Г. В., Духновський М. П., Хмельницький Р. А.* (39)

Дослідження якості паяння кристалів потужних транзисторів релаксаційним імпеданс-спектрометром. *Турцевич А. С., Рубцевич І. І., Соловійов Я. О., Васьков О. С., Кононенко В. К., Нісс В. С., Керенцев А. Ф.* (44)

Масоперенос при рідиннофазній епітаксії двошарових систем. *Дранчук С. М., Завадський В. А., Мокрицький В. А.* (48)

CONTENTS

Electronic facilities: investigations, development
Multilayer circuits with thick-film polymer insulation. *Spirin V. G.* (3)

LED electric-measuring indicators for multithreshold comparators. *Oborskii G. A., Koval'kov V. I., Tikhenko V. N., Slobodyanik P. T.* (8)

Thermal mathematical model of semiconductor devices for measurement of current-voltage characteristics by pulse method. *Yermolenko Ye. O., Bondarenko O. F., Baranov O. M.* (14)

Sensoelectronics

$\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ nanocrystals as sensitive elements for magnetic field and temperature sensors. *Druzhinin A. A., Ostrovskii I. P., Khoverko Yu. M., Nishkalo S. I., Koretskii R. M.* (19)

Functional micro- and nanoelectronics

Improving the reliability of Schottky diodes under the influence of electrostatic discharges. *Solodukha V. A., Turtsevich A. S., Solov'yov J. A., Rubtsevich I. I., Kerentsev A. F.* (22)

Photoelectric properties of $n\text{-SiC}/n\text{-Si}$ heterojunctions. *Semenov A. V., Kozlovskii A. A., Puzikov V. M.* (27)

Photodiode based on GaP sensitized to short-wave region of UV spectrum. *Dobrovolskii Yu. G.* (31)

Influence of base impurity distribution on the photoelectric properties of surface-barrier UV photodetectors. *Bobrenko Yu. N., Komashenko V. N., Yaroshenko N. V., Sheremetova G. I., Atdaev B. S.* (35)

Technological processes and equipment

Technology for boron-doped layers formation on the diamond. *Zyablyuk K. N., Mityagin A. Yu., Talipov N. H., Chucheva G. V., Dukhnovskii M. P., Khmel'nitskii R. A.* (39)

The investigation of quality of power-transistor crystals soldering by a transient impedance-spectrometer. *Turtsevich A. S., Rubtsevich I. I., Solov'yov Ya. A., Vas'kov O. S., Kononenko V. K., Niss V. S., Kerentsev A. F.* (44)

Mass transfer in liquid-phase epitaxy of two-layer systems. *Dranchuk S. M., Zavadzskii V. A., Mokritskii V. A.* (48)

**ТЕХНОЛОГИЯ
И
КОНСТРУИРОВАНИЕ
В
ЭЛЕКТРОННОЙ
АППАРАТУРЕ**

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

2012

№ 5

Год издания 36-й

ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР

К.т.н. В. М. Чмиль

СОДЕРЖАНИЕ

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

Д.т.н. Н. М. Вакив (г. Львов)
Д.т.н. В. Н. Годованюк (г. Черновцы)
К.т.н. А. А. Дашковский (г. Киев)
Н. В. Кончиц (г. Киев)
Д.ф.-м.н. В. Ф. Мачулин (г. Киев)
Д.т.н. Г. А. Оборский (г. Одесса)
Е. А. Тихонова (г. Одесса)

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Д.т.н. С. Г. Антощук (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)
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)
Д.т.н. В. П. Малахов (г. Одесса)
К.т.н. И. Л. Михеева (г. Киев)
Д.т.н. И. Ш. Невлюдов (г. Харьков)
Д.т.н. Ю. Е. Николаенко (г. Киев)
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. т. н. Я. Стеванович (г. Белград)
Д. т. н. З. Стевич (г. Белград)
Д.х.н. В. Н. Томашич (г. Киев)
Д.т.н. В. М. Шокало (г. Харьков)
Д.ф.-м.н. О. И. Шпотьок (г. Львов)

УЧРЕДИТЕЛИ

МПП Украины
Институт физики полупроводников
им. В. Е. Лашкарёва
Научно-производственное
предприятие «Сатурн»
Одесский национальный
политехнический университет
Издательство "Политехпериодика"

Одобрено к печати Ученым советом
ОНПУ
(Протокол № 2 от 23.10 2012 г.)

Электронные средства: исследования, разработки

Многоуровневые платы с толстопленочной полимерной изоляцией. *Спирин В. Г.* 3

Светодиодные показывающие электроизмерительные устройства на многопороговых компараторах. *Оборский Г. А., Ковальков В. И., Тихенко В. Н., Слободяник П. Т.* 8

Тепловая математическая модель полупроводниковых приборов при измрении ВАХ импульсным способом. *Ермоленко Е. А., Бондаренко А. Ф., Баранов А. Н.* 14

Сенсоэлектроника

Нанокристаллы $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ в роли чувствительных элементов сенсора магнитного поля и температуры. *Дружинин А. А., Островский И. П., Ховерко Ю. Н., Ничкало С. И., Корецкий Р. Н.* 19

Функциональная микро- и наноэлектроника

Повышение надежности диодов Шоттки при воздействии разрядов статического электричества. *Солодуха В. А., Турцевич А. С., Соловьёв Я. А., Рубцевич И. И., Керенцев А. Ф.* 22

Фотоэлектрические свойства гетеропереходов $n\text{-SiC}/n\text{-Si}$. *Семенов А. В., Козловский А. А., Пузилов В. М.* 27

Фотодиод на основе GaP с повышенной чувствительностью в коротковолновой области УФ-спектра. *Добровольский Ю. Г.* 31

Влияние распределения примеси в базе на фотоэлектрические свойства поверхностно-барьерных УФ-фотоприемников. *Бобренко Ю. Н., Комащенко В. Н., Ярошенко Н. В., Шереметова Г. И., Атнаев Б. С.* 35

Технологические процессы и оборудование

Технология создания легированных бором слоев на алмазе. *Зяблук К. Н., Митягин А. Ю., Талипов Н. Х., Чучева Г. В., Духновский М. П., Хмельницкий Р. А.* 39

Исследование качества пайки кристаллов мощных транзисторов релаксационным импеданс-спектрометром. *Турцевич А. С., Рубцевич И. И., Соловьёв Я. А., Васьков О. С., Кононенко В. К., Нисс В. С., Керенцев А. Ф.* 44

Массоперенос при жидкофазной эпитаксии двухслойных систем. *Дранчук С. Н., Завадский В. А., Мокрицкий В. А.* 48

Список рецензентов номера 52

УДК 621.3.049.776

Д. т. н. В. Г. СПИРИН

Россия, Арзамасский политехнический институт (филиал) НГТУ

E-mail: spvl49@mail.ru

МНОГОУРОВНЕВЫЕ ПЛАТЫ С ТОЛСТОПЛЕНОЧНОЙ ПОЛИМЕРНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ

Разработаны три конструктивно-технологических варианта многоуровневых плат, в которых в качестве межуровневой и защитной изоляции применяется термостойкая толстая (10–30 мкм) пленка фоточувствительного органического диэлектрика. Это позволяет присоединять выводы компонентов к контактным площадкам на межуровневой изоляции методами ультразвуковой сварки и пайки. Количество межуровневых соединений проводников в таких платах сведено к минимуму. Трудоемкость и себестоимость изготовления платы могут быть снижены в 2–3 раза по сравнению с известными тонкопленочными прототипами.

Ключевые слова: микросборка, многоуровневая плата, толстопленочная полимерная изоляция.

На пути перехода от микро- к наноэлектронике неуклонно ужесточаются требования к уменьшению площади, занимаемой межсоединениями проводников разных уровней. Рост функциональной сложности электронных устройств, использование многовыводных полупроводниковых компонентов в микросборках (**МСБ**), постоянно возрастающие требования к быстродействию и плотности упаковки заставляют разработчиков электронных устройств искать новые конструктивно-технологические решения проектирования и изготовления коммутационных плат, которые зачастую не удовлетворяют этим требованиям.

В тонкопленочных многоуровневых платах используют пленки диэлектрика толщиной 2–4 мкм. Такая толщина пленок не позволяет создавать межуровневую изоляцию (**МИ**) без ее проколов, что может вызывать короткие замыкания между проводниками разных уровней. Причинами проколов являются пористость диэлектрика, загрязнения, неоднородность структуры подложки, механические повреждения и т. д. Чтобы исключить образование сквозных проколов, **МИ** формируют в 2–3 слоя [1, с. 250], что, естественно, увеличивает трудоемкость изготовления **МСБ**. Увеличение же толщины **МИ** приводит к возрастанию высоты ступенек, на которых происходит обрыв проводников второго и последующих уровней [2, с. 265].

Таким образом, основными технологическими проблемами, которые возникают при создании тонкопленочной многоуровневой коммутации, являются пробой изоляции и обрыв проводников на ступеньках **МИ**. При этом оба эти дефекта связаны между собой: увеличивая тол-

щину **МИ**, можно исключить ее пробой (практические исследования, выполненные авторами [3], показывают, что при толщине диэлектрического слоя более 8 мкм сквозные поры в **МИ** отсутствуют), но при этом в известных конструктивно-технологических вариантах многоуровневых плат с неорганическими и органическими диэлектриками становится проблематичным предотвращение обрыва проводников на ступеньках **МИ**.

Еще одной серьезной проблемой создания тонкопленочной многоуровневой коммутации является высокая трудоемкость изготовления, которая обусловлена большим количеством технологических операций по формированию **МИ** и высших уровней коммутации. Например, формирование **МИ** из полиимидного лака в два слоя требует 12 операций. Из-за высокой трудоемкости и низкого процента выхода годных плат их себестоимость существенно повышается.

В многоуровневых платах на жестких подложках в качестве **МИ** используют органические и неорганические диэлектрики. Предельная толщина неорганического диэлектрика, получаемого методами вакуумного осаждения, обычно не превышает 3–4 мкм, при этом паразитная емкость в местах пересечений составляет 1–2 пФ при ширине проводников 100 мкм. Целью данной работы была разработка многоуровневых коммутационных плат, содержащих тонкопленочные резисторы, конденсаторы, проводники и контактные площадки (**КП**), в которых в качестве **МИ** используется толстая пленка органического диэлектрика.

Органические диэлектрики толщиной более 10 мкм после полимеризации образуют плотную пленку без пустот и трещин. Для создания на-

дежной изоляции толщина пленки органического диэлектрика должна составлять 20–30 мкм. Следует отметить, что полимеры имеют высокий, порядка $10^{-4} \dots 10^{-5} \text{ 1/}^\circ\text{C}$, температурный коэффициент линейного расширения и поэтому плохо совместимы с металлами и полупроводниками. Однако высокая эластичность полимеров и сравнительно небольшой интервал рабочих температур электронных устройств позволяет широко применять их в виде пленок на поверхности любого материала [4].

Количество межуровневых соединений можно существенно уменьшить, если присоединять выводы компонентов к КП, расположенным на МИ. При монтаже бескорпусных компонентов используют в основном три метода присоединения их выводов к КП платы [5]: термокомпрессионная сварка (ТКС), ультразвуковая сварка (УЗС) и пайка. ТКС используется для монтажа золотых проволочных выводов интегральных схем (ИС) модификации 1, а УЗС — для монтажа ленточных алюминиевых выводов ИС модификации 2. Пайкой присоединяются ИС с жесткими организованными выводами. Это бескорпусные кристаллы с объемными выводами, монтируемые методом перевернутого кристалла, компоненты в микроразъемниках, пассивные компоненты. В табл. 1 приведены основные параметры технологических режимов [2, с. 221; 5, с. 96] присоединения выводов компонентов к КП платы МСБ.

Многоуровневая коммутация необходима при разводке ИС, имеющих организованные выводы (ИС модификации 2, ИС в микроразъемниках и ИС, монтируемые методом перевернутого кристалла). Выводы ИС модификации 1 всегда можно развести в одном уровне коммутации. Поскольку выводы такой ИС соединяются с КП

платы термокомпрессионной сваркой, при которой место соединения сильно нагревается, они монтируются только к КП первого уровня коммутации. Согласно табл. 1, максимальная рабочая температура ($T_{p \max}$) МИ должна составлять не менее 250°C . Основные параметры некоторых нагревостойких полимеров, выпускаемых отечественной и зарубежной промышленностью, приведены в табл. 2.

В России в качестве МИ используются лаки ПАК-1 и ПБИ-1. Эти полимеры имеют высокую радиационную и температурную стойкость, обладают хорошим набором технологических свойств: отсутствие газовой выделенности в вакууме до температур 200–250 $^\circ\text{C}$, устойчивость к воздействию кислот и пригодность к травлению [6, с. 176]. Однако, кроме того, что отечественные полимеры очень дорогие, они обладают высоким влагопоглощением, что создает определенные неудобства: хранить такие лаки и наносить их на подложки можно только в сухих помещениях, перед герметизацией МСБ платы необходимо высушивать. Повышенное влагопоглощение ухудшает частотные свойства полимеров. Кроме того, эти лаки не фоточувствительны, что увеличивает трудоемкость процесса формирования рисунка МИ вследствие необходимости применения фоторезиста.

Для применения в качестве МИ более перспективным видится применение фотоэкспонируемых паяльных масок [7, с. 172], которые широко используют при производстве печатных плат. Несмотря на то, что нагревостойкость таких полимеров ниже, чем отечественных лаков, их применение более предпочтительно благодаря технологическим свойствам. Например, в состав паяльной маски Sagarase EMP 110HR входят эпоксидная и акриловая смолы, а также

Таблица 1
Технологические режимы присоединения выводов компонентов к КП платы

Метод монтажа	Соединяемые металлы		Усилие сжатия, Н	Температура в месте соединения, $^\circ\text{C}$	Время соединения, с
	Выводы ИС	КП платы			
ТКС	Au, Al	Cr–Al, Cr–Cu–Ni	0,03–0,5	400–550	0,2–1,0
	Au	Припой	—	220–250	
УЗС	Al	Cr–Al, Cr–Cu–Ni	0,2–0,4	150–200	0,3–0,8
Пайка	Припой	Припой	—	145–250	1–3

Таблица 2

Параметры органических диэлектриков

Тип диэлектрика	Электрическая прочность, В/мкм	Диэлектрическая проницаемость	$T_{p \max}$, $^\circ\text{C}$
Полиимидный лак ПАК-1	150	3,5 (1 кГц)	400
Полибензоимидазольный лак ПБИ-1	100	4 (1 кГц)	400
Фотоэкспонируемая паяльная маска Sagarase EMP 110HR	85	4 (1 МГц)	270
Фоторезистивный материал SU-8	—	3–4 (10 МГц)	270

фоточувствительные добавки. (К преимуществам эпоксидов относятся отсутствие побочных продуктов и очень малая усадка (0,2...0,5%) при отверждении, высокая смачивающая способность и адгезия к различным материалам.) Эта паяльная маска обладает высокими разрешением (позволяет формировать перемычки шириной 25 мкм), механической прочностью и твердостью (7 баллов по десятибалльной шкале Мооса), скоростью экспонирования и проявления, а также отличными электроизоляционными свойствами и влагостойкостью.

SU-8 является негативным фоторезистом, относящимся к типу эпоксидных смол [8]. Это относительно недорогой материал. В микросистемной технике из него изготавливают диэлектрические структуры толщиной 2—1000 мкм. Этот фоторезист обладает превосходными адгезионными качествами, его применяют практически с любыми подложками.

Использование толстой пленки МИ исключает ее пробой и снижает паразитную емкость между проводниками разных уровней, что повышает быстродействие электронных устройств. С другой стороны, традиционно считается, что толстые пленки МИ не позволяют получать надежные межсоединения тонкопленочных проводников разных уровней, что является основной проблемой для создания надежной многоуровневой коммутации с высокой плотностью проводников в каждом уровне. Рассмотрим, каким образом можно ее решить.

В печатных платах, в том числе и гибких полиимидных, проводники формируют на двух противоположных поверхностях, поэтому для соединения проводников разных уровней используются переходные отверстия, которые иногда занимают до 30% площади платы. В тонкопленочных и толстопленочных платах проводящие и изолирующие слои формируются на одной поверхности подложки. В этом случае формирование переходных межуровневых соединений не всегда обязательно, т. к. присоединение выводов компонентов непосредственно к КП конкретного уровня проводников возможно через окна в изоляции. При этом межсоединения, формируемые в каждом уровне, должны быть максимально независимы друг от друга.

Рассмотрим три конструктивно-технологических варианта (**КТВ**) многоуровневых плат [9], которые различаются методами присоединения выводов компонентов к КП платы. Как правило, во всех трех вариантах в первом уровне, т. е. на подложке, располагают резисторы, нижние электроды конденсаторов, сигнальные проводники и КП, к которым присоединяются выводы любых компонентов и внешние выводы МСБ. Для повышения плотности коммутации в первом уровне располагают проводники с минимальной шириной, т. к. технологически это проще сделать именно в первом уровне. Кроме того, это более эффективно и с экономической точки

зрения, поскольку операции с высокой вероятностью брака желательно выполнять на более ранней стадии изготовления платы. В последующих уровнях коммутации располагают проводники питания и сигнальные проводники с большей шириной, а также электроды конденсаторов и КП.

Первый КТВ платы с многоуровневой коммутацией предназначен для присоединения выводов компонентов к КП только сваркой. Такая двухуровневая плата показана на **рис. 1**. Основными компонентами в данном случае являются ИС и полупроводниковые приборы модификации 1 и 2, а также пассивные компоненты. Их выводы присоединяются к КП любого уровня методом УЗС, а выводы компонентов модификации 1 могут развариваться на КП первого уровня также методом ТКС [10, с. 64].

Последовательность технологических операций изготовления такой платы следующая:

1. Напыление структуры Cr—Al—Cr (толщина слоя 1—1,5 мкм);
2. Формирование проводников и КП первого уровня;
3. Формирование резисторов из Cr;
4. Химическая и ионная очистка подложки;
5. Нанесение и формирование рисунка МИ (20—30 мкм);
6. Химическая и ионная очистка подложки;
7. Напыление структуры Cr—Al (1—1,5 мкм)
8. Формирование проводников и КП второго уровня;
9. Формирование защитной изоляции (20—30 мкм);
10. Разделение подложки на платы.

Многоуровневые платы используют в основном при создании цифровых МСБ, в которых применяют резисторы с большими допусками и низкой стабильностью. Поэтому адгезионный подслои хрома первого уровня коммутации может быть использован в качестве резистивного материала. Верхний слой хрома в проводниках и КП первого уровня обеспечивает адгезию МИ и проводящей пленки второго уровня. Для повышения адгезии пленок проводят и химическую, и ионную межоперационную очистку подложек.

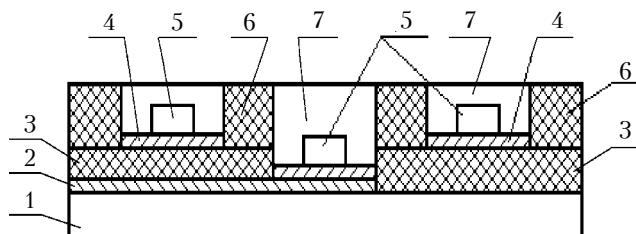


Рис. 1. Конструкция, предназначенная для соединения КП разных уровней коммутации сваркой: 1 — подложка; 2 — КП первого уровня; 3 — МИ; 4 — КП второго уровня; 5 — выводы ИС; 6, 7 — защитная изоляция и окна в ней

При формировании защитной изоляции (ЗИ) оставляют открытыми только КП для присоединения выводов компонентов и внешних выводов МСБ. Она формируется из того же диэлектрика и теми же способами, что и межуровневая изоляция.

Отметим, что монтаж компонентов на КП рассматриваемой платы легко осуществим, т. к. выводы бескорпусных компонентов обладают хорошей гибкостью. В случае необходимости соединения КП разных уровней, используют проволочные или ленточные перемычки из алюминия или вывод ИС модификации 2, разваривая их методом УЗС на КП разных уровней. Компоненты рекомендуется устанавливать на МИ, при этом увеличивается количество проводников первого уровня, т. к. они могут проходить под компонентами, а теплоотвод от компонентов ввиду малой толщины МИ ухудшается незначительно.

Второй КТВ платы с многоуровневой коммутацией предназначен для монтажа смешанных компонентов, выводы которых соединяются с КП платы либо сваркой, либо пайкой, а также в случае необходимости позволяет формировать большое количество межуровневых соединений. Он представляет собой комбинацию фрагментов, изображенных на рис. 1 и рис. 2, где показана конструкция, которая предназначена для межуровневого соединения пайкой. Технологический процесс изготовления такой платы практически такой же, как и платы первого КТВ, отличие заключается лишь в том, что здесь последний уровень коммутации (7-я операция) формируют из структуры $\text{Cr}-\text{Cu}-\text{Ni}$ (2–2,5 мкм). На КП, используемые для присоединения выводов компонентов пайкой и (или) для соединения разных уровней коммутации, с помощью дозатора наносят припойную пасту и устанавливают компоненты, выводы которых соединяются с КП платы пайкой. Затем плату помещают в печь и оплавливают припой, который при этом полностью заполняет окна в ЗИ. С целью минимизации количества межуровневых переходов их рекомендуется объединять с КП для пайки вывода компонента. Длина КП в каждом уровне коммутации (см. рис. 2) равна по-

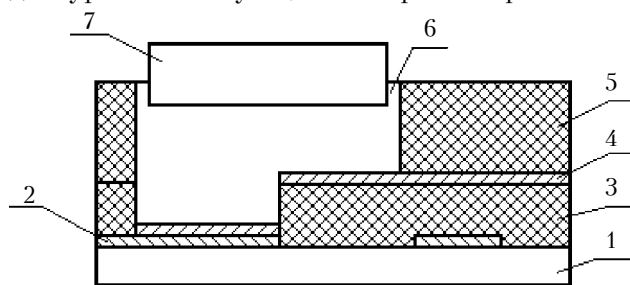


Рис. 2. Конструкция, предназначенная для соединения КП разных уровней коммутации пайкой: 1 — подложка; 2 — КП первого уровня; 3 — МИ; 4 — КП второго уровня; 5 — ЗИ; 6 — припойная паста; 7 — вывод ИС

ловине длины КП знакоместа компонента. Такой подход к конструированию платы повышает плотность упаковки и обеспечивает высокую надежность межуровневых соединений благодаря большим размерам КП. Компоненты, выводы которых присоединяются сваркой, устанавливают на заключительном этапе сборки платы.

Третий КТВ платы с многоуровневой коммутацией предназначен для установки компонентов с жесткими матричными или периферийными выводами методом пайки и представляет собой комбинацию фрагментов, изоб-

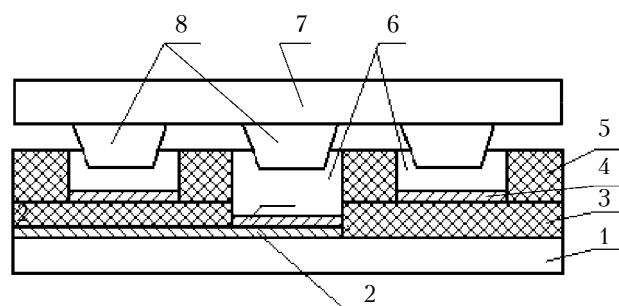


Рис. 3. Конструкция, предназначенная для соединения КП разных уровней коммутации методом перевернутого кристалла:

1 — подложка; 2 — КП первого уровня; 3 — МИ; 4 — проводники и КП второго уровня; 5 — ЗИ; 6 — припойная паста; 7 — ИС с объемными выводами 8

раженных на рис. 2 и рис. 3. Отличие технологии изготовления таких плат от второго КТВ состоит в том, что все КП и переходные отверстия платы подвергаются лужению. Нанесение припойной пасты осуществляется известными методами [11].

Небольшое усложнение технологического процесса изготовления многоуровневых плат [12] позволит проводить контроль параметров межуровневой изоляции, таких как сопротивление и стойкость к высокому напряжению — для этого каждый уровень проводников необходимо соединить проводящими технологическими перемычками и сформировать над ними окна в МИ для их последующего удаления методом фотолитографии и травления.

Заключение

Таким образом, разработаны три конструктивно-технологических варианта многоуровневых плат, в которых, в отличие от известных технических решений, в качестве межуровневой и защитной изоляции применяется термостойкая толстая (10–30 мкм) пленка фоточувствительного органического диэлектрика. Это позволяет присоединять выводы компонентов к контактным площадкам, расположенным на межуровневой изоляции, методами ультразвуковой сварки и пайки и исключает проколы изоляции, свой-

ственные тонким пленкам. Количество межуровневых соединений проводников сведено к минимуму, что повышает надежность плат и плотность межсоединений. За счет применения фотозакрепляемой паяльной маски и формирования межуровневой и защитной изоляции в один слой трудоемкость и себестоимость изготовления многослойной платы могут быть снижены в 2–3 раза по сравнению с известными тонкопленочными прототипами.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Алексенко А.Г., Бадулин С.С., Барулин Л.Г. Основы проектирования микроэлектронной аппаратуры. — Москва: Советское радио, 1978. [Aleksenko A.G., Badulin S.S., Barulin L.G. Osnovy proektirovaniya mikroelektronnoi apparatury. Moskva: Sovetskoe radio, 1978]
2. Гимпельсон В.Д., Радионов Ю.А. Тонкопленочные микросхемы для приборостроения и вычислительной техники. — Москва: Машиностроение, 1976. [Gimpel'son V.D., Radionov Yu.A. Tonkoplennochnye mikroskemy dlya priborostroeniya i vychislitel'noi tekhniki. Moskva: Mashinostroyeniye, 1976]
3. Грушевский А.М., Зимрутян А.В., Коледов Л.А., Томашенко С.Н. Коммутационные платы на крупноформатных металлических подложках с полимерной изоляцией // Электронная промышленность. — 1985. — Вып. 2. — С. 27–29. [Grushevskii A.M., Zimrutyan A.V., Koledov L.A., Tomashchenko S.N. // Elektronnaya promyshlennost'. 1985. Iss. 2. P. 27]
4. Материалы микроэлектронной техники / Под ред. В.М. Андреева. — Москва: Радио и связь, 1989. [Materialy mikroelektronnoi tekhniki / Pod red. V.M. Andreeva. Moskva: Radio i svyaz', 1989]
5. Гуськов Г.Я., Блинов Г.А., Газаров А.А. Монтаж микроэлектронной аппаратуры. — Москва: Радио и связь, 1986. [Gus'kov G.Ya., Blinov G.A., Gazarov A.A. Montazh mikroelektronnoi apparatury. Moskva: Radio i svyaz', 1986]
6. Коледов Л.А. Технология и конструкции микросхем, микропроцессоров и микросборок. — Москва: Радио и связь, 1989. [Koledov L.A. Tekhnologiya i konstruktсии mikroskhem, mikroprotssessorov i mikrosborok. Moskva: Radio i svyaz', 1989]
7. Медведев А.М. Печатные платы. Конструкции и материалы. — Москва: Техносфера, 2005. [Medvedev A.M. Pechatnye platy. Konstruktsii i materialy. Moskva: Tekhnosfera, 2005]
8. Варадан В., Виной К., Джозе К. ВЧ МЭМС и их применение. — Москва: Техносфера, 2004. [Varadan V., Vinoi K., Dzhoze K. VCh MEMS i ikh primeneniye. Moskva: Tekhnosfera, 2004]
9. Спирин В.Г. Конструкторско-технологические основы создания микросборок высокой плотности упаковки / Автореф. дис. ... докт. техн. наук. — Арзамас, 2008. [Spirin V.G. / Avtoref. dis. ... dokt. tekhn. nauk. Arzamas, 2008]
10. Панов Е.Н. Особенности сборки специализированных БИС на базовых матричных кристаллах. — Москва: Высшая школа, 1990. [Panov E.N. Osobennosti sborki spetsializirovannykh BIS na bazovykh matrichnykh kristallakh. Moskva: Vysshaya shkola, 1990]
11. Зеленюк И. Новые технологии нанесения припойных паст // Компоненты и технологии. — 2003. — № 9. — С. 180–181. [Zelenyuk I. Novye tekhnologii naneseniya priпойnykh past // Komponenty i tekhnologii. 2003. N 9. P. 180]

12. А.с. 1628836 СССР. Способ изготовления многослойной платы / В.С. Кораблев, В.Г. Спирин. — 15.10.90. [A.s. 1628836 SSSR. / V.S. Korablev, V.G. Spirin. 15.10.90]

13. Уэбер С. Многокристалльные модули — перспективное направление в области СБИС // Электроника. — 1989. — № 7. — С. 63–71. [Ueber S. Mnogokristal'nye moduli — perspektivnoye napravleniye v oblasti SBIS // Elektronika. 1989. N 7. P. 63]

Дата поступления рукописи
в редакцию 24.04 2012 г.

Spirin V. G. **Multilayer circuits with thick-film polymer insulation.**

Keywords: microassembly, multilayer circuit, thick-film polymer insulation.

Three design and technological versions of multilayer circuit have been developed. The interlayer and protective isolation in these circuits was performed with thick (10–30 micron) heat-resistant photosensitive organic dielectric film. Such performance allows to attach component leads to the contact pads on the interlayer isolation with the use of ultrasonic welding and soldering. Number of interlayer connections of conductors in such circuits is minimized. The complexity and cost of manufacturing of the circuits can be reduced by 2–3 times compared to known thin-film prototypes.

Russia, Arzamas Polytechnic Institute (branch) of the NSTU.

Спирін В.Г. **Багаторівневі плати з товстоплівковою полімерною ізоляцією.**

Ключові слова: мікробірка, багаторівнева плата, товстоплівкова полімерна ізоляція.

Розроблено три конструктивно-технологічних варіанти багаторівневих плат, в яких як міжрівнева та захисна ізоляція застосовується термостійка товста (10–30 мкм) плівка фоточутливого органічного діелектрика. Це дозволяє приєднувати виводи компонентів до контактних площадок на міжрівневій ізоляції методами ультразвукового зварювання і пайки. Кількість міжрівневих з'єднань провідників в таких платах зведено до мінімуму. Трудомісткість і собівартість виготовлення плати можуть бути знижені у 2–3 рази в порівнянні з відомими тонкоплівковими прототипами.

Росія, Арзамаський політехнічний інститут (філіал) НДТУ.

УДК 621.317

Д. т. н. Г. А. ОБОРСКИЙ, к. т. н. В. И. КОВАЛЬКОВ,
д. т. н. В. Н. ТИХЕНКО, к. т. н. П. Т. СЛОБОДЯНИК

Украина, Одесский национальный политехнический университет
E-mail: bulkob@km.ru

СВЕТОДИОДНЫЕ ПОКАЗЫВАЮЩИЕ ЭЛЕКТРОИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА НА МНОГОПороГОВЫХ КОМПАРАТОРАХ

Рассмотрены принципы построения показывающих электроизмерительных устройств с оптическими шкалами, управляемыми непосредственно многопороговыми компараторами напряжения либо тока. Предложенные измерительные устройства со светодиодными индикаторами, обладающие улучшенной разрешающей способностью, могут стать альтернативой серийно выпускаемым за рубежом экспериментальным пробникам.

Ключевые слова: компараторы, показывающие приборы, светодиодные шкалы.

Показывающие электроизмерительные приборы с оптическими шкалами, благодаря их большей, чем у цифровых приборов, информативности, надежности, нечувствительности к ударным нагрузкам и вибрациям, а также высокой технологичности изготовления и низкой стоимости, во многих случаях с успехом заменяют стрелочные приборы [1]. Промышленные образцы таких приборов [2, 3] выполняют по традиционной схеме с кодо-дискретным преобразованием информации (рис. 1, а). Такие измерительные устройства имеют невысокую точность из-за низкой разрешающей способности. Она может быть повышена лишь путем увеличения разрядности аналого-цифровых преобразователей (АЦП). Однако дешифраторы (ДШ) двоичного кода в единичный, которым управляется линейно-дискретная шкала (ЛДШ) прибора, значительно усложняют ее конструкцию. Нормированный уровень входного напряжения АЦП обеспечивает преобразователь измеряемой величины X в напряжение U_X (ПХУ). Приборы, имеющие такую структуру, пока еще уступают по своей разрешающей способности стрелочным.

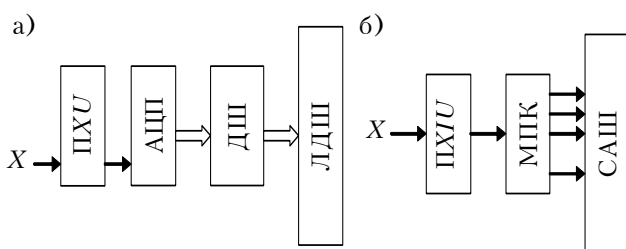


Рис. 1. Обобщенные структурные схемы измерительных приборов с оптической шкалой с кодо-дискретным (а) и дискретно-аналоговым (б) преобразованием информационного сигнала

В показывающих электроизмерительных приборах, в которых управление индикаторами светодиодной аналоговой шкалы (САШ) осуществляется непосредственно сравнивающими ячейками многопорогового компаратора (МПК), необходимость в дешифраторах отпадает. На рис. 1, б (где ПХУ — преобразователь величины X в напряжение или ток) показана схема прибора с такой структурой. Его разрешающая способность определяется числом ячеек сравнения МПК. Из-за невысокой точности, необходимости в подстройках и нетехнологичности изготовления такие приборы находят лишь ограниченное применение, в основном в различных пробниках или индикаторах [3, 4].

В настоящей работе ставится задача по проектированию многопороговых и многоустойчивых устройств сравнения напряжений и токов, ориентированных на промышленно пригодную недорогую технологию изготовления, а также по созданию на их базе показывающих измерительных приборов повышенной точности с оптическими шкалами. К разрабатываемым МПК предъявляется целый ряд требований, основные из которых следующие:

- ячейки сравнения компараторов должны содержать минимально возможное количество элементов;
- должна быть исключена неоднозначность выходного единичного кода в точках переключения МПК;
- необходимо использовать только технологичные в микросхемотехнике компоненты;
- МПК должны легко согласовываться с экономичными жидкокристаллическими индикаторами либо со светоизлучающими диодами с высокой яркостью свечения.

Электроизмерительные приборы с унитарным единичным кодом

Известные измерительные устройства с управляющим унитарным единичным кодом обычно выполняются на основе отдельных сравнивающих операционных усилителей либо интегральных компараторов напряжения [4]. Такие приборы и сегодня остаются сравнительно сложными и дорогостоящими, поскольку требуют обеспечения дополнительных мер по согласованию их выходов с индикаторами и по устранению неоднозначности показаний приборов при критических значениях входного напряжения в точках срабатывания сравнивающих ячеек. Разрешающая способность таких приборов существенно ограничивается потребляемой отсчетным устройством мощностью, особенно заметной при использовании светодиодных оптических шкал. Срабатывающие индикаторные элементы шкалы непосредственно отражают состояния сравнивающих ячеек МПК, число которых определяется уровнем входного тока I_X либо напряжения U_X измерительного преобразователя ПХИУ. Потребляемая шкалой мощность зависит от уровня входного сигнала и достигает максимума при предельных значениях уровня сигнала.

Разработанным нами многопороговым компараторам напряжения с унитарным единичным кодом, так же как и измерительным устройствам на автономных компараторах напряжения с разными порогами срабатывания, присуще повышенное энергопотребление. Однако они обеспечивают более высокую надежность считывания и наглядность показаний прибора (в виде столбца или сектора). Здесь целесообразно использовать слаботочные жидкокристаллические оптические шкалы. На рис. 2 для примера представлена схема МПК с унитарным выходным кодом для экономичного измерителя тока. Применение в многопороговом КМОП-компараторе тока полевых транзисторов значительно упрощает схемотехнику и облегчает его исполнение в виде отдельной интегральной микросхемы.

Сравнивающими элементами в КМОП-компараторе тока служат n -канальные МОП-тран-

зисторы 1-1, 1-2, ..., 1- N , стоки которых являются выходами многопорогового устройства. Приоритетные связи в нем создаются последовательно включенными p -канальными МОП-транзисторами с изолированным затвором 2-1, 2-2, ..., 2-($N-1$). Выходной ток $I_{оп}$ генератора 4 размножается с помощью токовых зеркал на транзисторе смещения 3 и идентичных транзисторах 1-1, 1-2, ..., 1- N , образующих N генераторов равных опорных токов $I_{оп} = I_{оп1} = I_{оп2} = \dots = I_{опN}$.

Измеряемый ток I_X , отражаясь с помощью токового зеркала 6, протекает к точке соединения стока транзистора 1-1 и истока транзистора 2-1. При $I_X = 0$ все n -канальные МОП-транзисторы оказываются в режиме насыщения, и на выходах устройства устанавливаются низкие, т. е. «нулевые», потенциалы. Все p -канальные МОП-транзисторы заперты, поскольку их пороговые напряжения отпирания «затвор — исток» $U_{зи}$ значительно превышают напряжения «сток — исток» $U_{си}$ насыщенных n -канальных МОП-транзисторов.

Через «сток — исток» транзистора 1-1 протекает нарастающий ток I_X . До тех пор, пока $I_X < I_{оп1}$, транзистор 1-1 остается в насыщенном состоянии и на выходах компаратора сохраняются нули. Транзистор 1-1 выходит из насыщения и переходит в активную область работы, когда входной ток достигает значения $I_{оп}$: $I_X = I_{оп1} = I_{оп}$. Это приводит к резкому нарастанию напряжения «исток — сток» транзистора 1-1 до напряжения отпирания «затвор — исток» транзистора 2-1. На первом выходе МПК устанавливается высокий потенциал, соответствующий логической единице «1».

При дальнейшем нарастании I_X разностный ток $I_X - I_{оп}$ протекает через «исток — сток» транзистора 2-1 и «сток — исток» следующего опорного транзистора 1-2. Когда I_X достигает значения $I_{оп1} + I_{оп2} \geq 2I_{оп}$, на втором выходе компаратора также устанавливается высокий потенциал «1», т. к. транзистор 1-2 выходит из режима насыщения и отпирает транзистор 2-2. При дальнейшем нарастании измеряемого тока I_X ана-

логичным образом происходит отпирание последующих p -канальных МОП-транзисторов и переход в активный режим работы опорных n -канальных МОП-транзисторов. Таким образом ток I_X в КМОП-компараторе преобразуется в единичный унитарный код. Выходные формирователи МПК выполняются на комплементарных парах МОП-транзисторов. Благодаря тому, что в этом устройстве используются одинаковые n -канальные МОП-транзис-

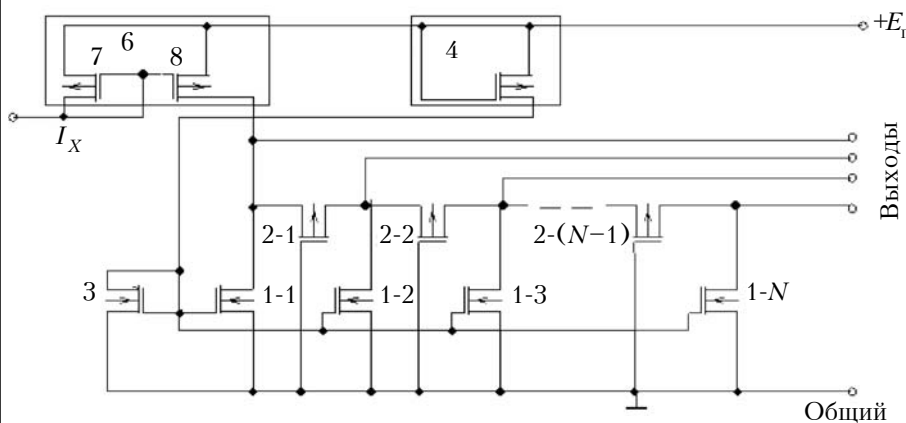


Рис. 2. Многопороговый компаратор тока на КМОП-транзисторах

торы с равными мощностями рассеивания, достигается высокая идентичность их параметров, а следовательно и высокая точность установки опорных токов. Это позволяет выполнять токовый МПК с большим числом порогов. За счет уменьшения опорных токов можно повысить чувствительность компаратора, определяемую минимальными значениями токов $I_{оп1} = I_{оп2} = \dots = I_{опN}$.

Приборы с оптической шкалой на базе рассмотренных многопороговых компараторов, как и множество других известных измерительных устройств подобного типа на автономных компараторах либо на пороговых схемах, имеют существенный недостаток — большую погрешность квантования $\delta_{кв}$. Она определяется числом N сравнивающих ячеек компаратора и составляет

$$\delta_{кв} = 100/N. \quad (1)$$

Так, например, для однодекадного оптического измерителя с десятью индикаторными светодиодами погрешность квантования $\delta_{кв}$ составит 10%. Чтобы уменьшить $\delta_{кв}$ до приемлемой для большинства случаев приведенной погрешности, хотя бы до 2,5%, потребуется уже 40 сравнивающих ячеек. Выполнить такой МПК, конечно же, весьма затруднительно.

Электроизмерительные приборы с позиционным единичным кодом

На выходах многоустойчивых компараторов (МУК) на сравнивающих дифференциальных каскадах за счет введения межкаскадных приоритетных связей можно получить позиционный единичный код, а также устранить неоднозначность показаний прибора при критических значениях входного напряжения [5, 6]. Такие устройства в значительно большей степени удовлетворяют перечисленным выше требованиям к МПК, но и они нашли лишь ограниченное применение, в основном из-за того, что используемые в межкаскадных связях конденсаторы нетехнологичны для микросхем, а формирующие тун-

нельные диоды к тому же имеют довольно большой разброс параметров. В следящем МУК на параллельно включенных дифференциальных каскадах 1-1, 1-2, ..., 1-N, функциональная схема которого приведена на рис. 3, эти недостатки отсутствуют.

Каскады сравнивающих ячеек компаратора выполнены на транзисторных $n-p-n$ -структурах 2, 3. Приоритетные связи в нем обеспечиваются дополнительными каскадами на комплементарных транзисторах 7, 8 и резисторах 9, 10, 11. Все каскады имеют одинаковые генераторы 5 тока I_g на элементах 6 и 12. Источник опорных напряжений на параметрических стабилизаторах вырабатывает напряжение смещения E_{c1} для генераторов тока и E_{c2} в качестве опорного напряжения для выходных ключей 7. Напряжения на входах 4 ячеек сравнения задают пороги срабатывания МУК и характер оптической шкалы показывающего вольтметра: линейный, кусочно-линейный или нелинейный.

Межкаскадные связи между соседними сравнивающими ячейками используются для блокировки «младших» ячеек при срабатывании «старших», что вызывает скачкообразное переключение сравнивающих каскадов и устраняет неоднозначность выходного кода МУК. Таким образом обеспечивается приоритетность в срабатывании дифференциальных каскадов компаратора, что позволяет непосредственно получать на его выходах не унитарный, а позиционный единичный код. Показания прибора представляются на его оптической шкале в виде перемещающейся метки — аналога светового указателя электроизмерительного прибора. Потребляемая же такой шкалой мощность минимальна и определяется потреблением лишь одного индикаторного элемента сработавшего каскада.

Принцип работы следящего многоустойчивого компаратора иллюстрируют временные диаграммы на рис. 4, на которых видны изменения коллекторных напряжений U_k ячеек сравнения и

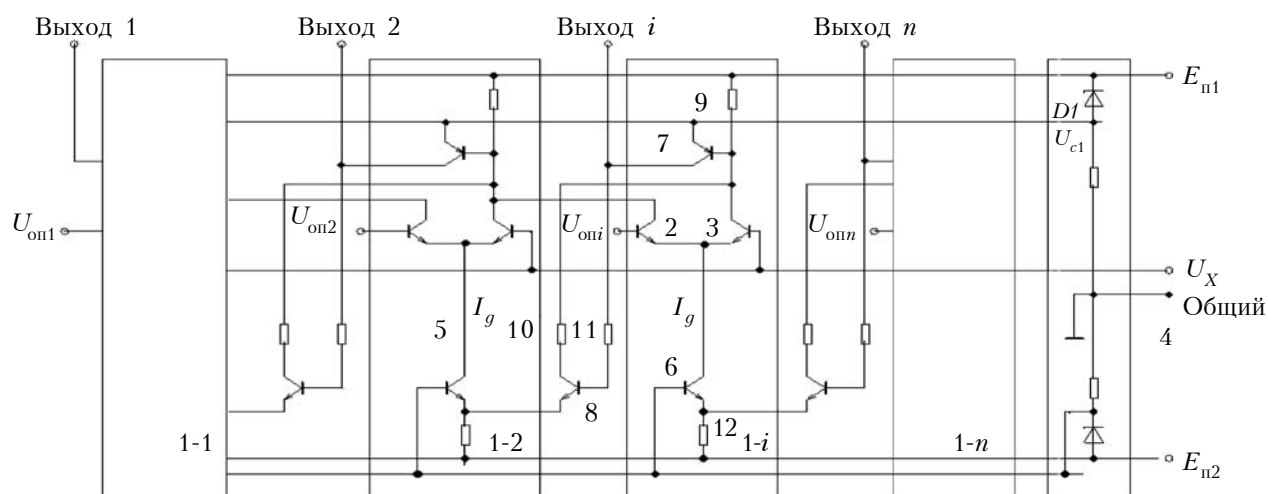


Рис. 3. Следящий многоустойчивый компаратор напряжения на сравнивающих параллельно включенных дифференциальных каскадах

напряжений $U_{\text{вых}}$ на разных выходах МУК. Показано, что при любом значении напряжения U_X обеспечивается срабатывание только лишь одной ячейки сравнения компаратора. Если напряжение U_X изменять скачком, то срабатывает тот i -й каскад, для которого $U_{ri} \leq U_X \leq U_{i+1}$. Только для него выполняется условие включения выходного транзисторного ключа: $U_{ki} > E_{\text{см1}}$, и только на i -м выходе компаратора появляется «1». МУК непрерывно отслеживает входное напряжение U_X : при его произвольном изменении «1» появляется только на том выходе компаратора, для которого преобразуемое напряжение U_X в данный момент превышает соответствующее ему опорное напряжение, но остается меньше соседнего большего опорного напряжения.

Благодаря стабильности и точности опорных напряжений такой МУК может выполнять функции параллельного АЦП, если дополнить его шифратором единичного кода в двоичный. При одинаковых значениях квантов соседних пороговых напряжений функция преобразования АЦП будет линейной, а при различающихся квантах — нелинейной. Чтобы реализовать показывающий измерительный прибор с произвольной градуировочной характеристикой, достаточно к выходам такого МУК подключить индикаторные элементы. Достоинством данного компаратора является также то, что в оптической шкале могут быть использованы индикаторные элементы различного типа, в том числе и цифровые знакогенерирующие газоразрядные индикаторы. Однако с ростом разрешающей способности, т. е. с увеличением количества индикаторных элементов оптической шкалы, размеры метки будут уменьшаться, а показания прибора могут стать недостоверными.

Измерители тока с дискретно-аналоговой светодиодной шкалой

Новые возможности появляются при использовании многопороговых компараторов с дискретно-аналоговым выходом [5, 6]. В них отсутствует скачкообразное переключение сравнивающих ячеек, но благодаря межкаскадным приоритетным связям обеспечивается поочередное подключение опорных генераторов тока, уравнивающих измеряемый ток. На **рис. 5** показана схема подобного устройства со светодиодной оптической шкалой.

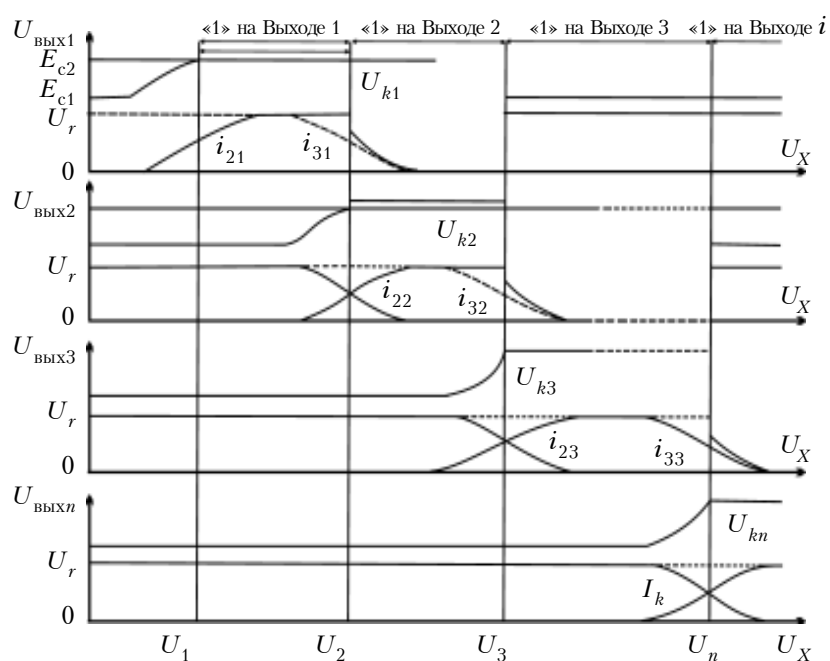


Рис. 4. Временные диаграммы работы следящего МУК

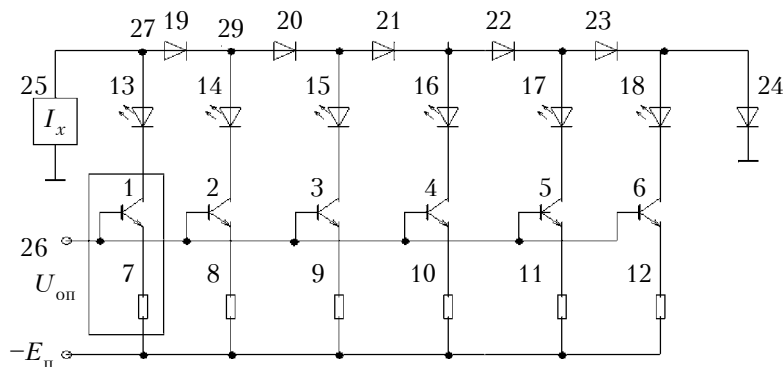


Рис. 5. Схема токоизмерительного устройства с оптической шкалой на светодиодах

Опорные генераторы тока выполнены на транзисторах 1–6, которые служат одновременно элементами, сравнивающими измеряемый ток I_X источника сигнала 25 с пороговыми значениями токов $I_{оп1}$, $I_{оп2}$, ..., $I_{оп6}$ генераторов. Эти значения устанавливаются автономно опорным напряжением на входе 26 и сопротивлениями резисторов 7–12. В зависимости от их соотношений шкала прибора может быть линейной или нелинейной. Приоритет в срабатывании ячеек устанавливается диодами 19–24. В этом устройстве сравниваются токи, а не напряжения, и количество элементов МПК значительно сокращается.

Устройство работает следующим образом. Если измеряемый ток $I_X = 0$, то через светоизлучающие диоды 13–18 ток не протекает и транзисторы 1–6 находятся в насыщенном состоянии. При увеличении тока I_X через коллектор транзистора 1 начинает протекать ток, вызывающий свечение светоизлучающего диода 13. До тех пор, пока I_X будет меньше тока насыщения

I_{T1} транзистора 1, все транзисторы остаются в насыщенном состоянии, а диоды — заперты. Когда I_X превысит опорное значение I_{T1} , транзистор 1 выйдет из насыщения и потенциал точки 27 резко возрастет, что приведет к отпираанию диода 19. Выходной ток транзистора 1 не может превышать значение тока I_{T1} первого опорного генератора, поэтому весь избыточный ток I потечет через светоизлучающий диод 14:

$$I_X - I_{T1} \leq I \leq I_{T2} \quad (2)$$

Дальнейшее увеличение тока I_X вызовет последовательное отпирание диодов 20–24 и загорание светоизлучающих диодов 14–18. При этом ток через последний светящийся светодиод может меняться в пределах кванта, т. е. от нуля до тока опорного генератора $I_{оп}$.

Поскольку яркость свечения светодиодов пропорциональна протекающим через них токам, то можно приближенно, с погрешностью 25–35%, оценивать величину остаточного тока последнего горящего светодиода шкалы. Это позволяет проводить измерения однодекадным прибором с приведенной погрешностью уже не 10%, а всего лишь 2,5–3,5%, т. е. с погрешностью, характерной для многих стрелочных приборов.

В схемотехническом отношении более совершенным является многопороговое устройство для измерения тока на многоколлекторном транзисторе (рис. 6). Это устройство ориентировано на интегральное исполнение, поэтому в нем вместо приоритетных диодов используются транзисторные структуры. Интегральный многоколлекторный транзистор 4 генерирует одинаковые опорные токи, значение которых устанавливается резистором 5 и источником напряжения смещения на транзисторе 7. Эти токи замыкаются через переходы транзисторных структур 3-1, 3-2, ..., 3- n , чем исключается режим насыщения транзистора 4. Потенциалы в точках соединения транзисторных структур (диодов) последовательной приоритетной цепочки дискретно повышаются к ее началу. Потому с ростом измеряемого тока источника 2 последовательно зажигаются светодиоды 1- n , затем 1-($n-1$) и последним — светодиод 1-1, поскольку потенциал напряжения на его катоде самый высокий. На стабильности и линейности градуировочной характеристики такого МПК положительно ска-

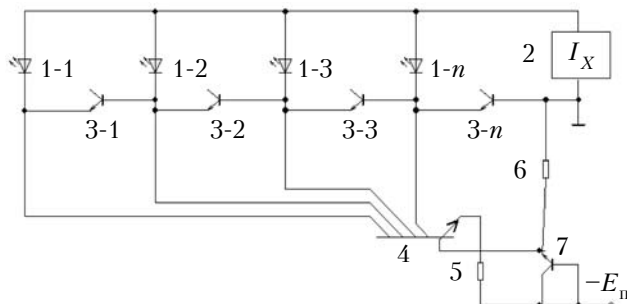


Рис. 6. Измеритель тока на интегральном многоколлекторном транзисторе

зываются идентичность параметров его интегральных элементов, а также исключение режима насыщения его транзисторов.

МПК с параллельной структурой присущ недостаток, особенно существенно проявляющийся при попытках реализации подобных устройств в интегральном исполнении. Он заключается в пропорциональном росте необходимой мощности рассеяния микросхемы с увеличением числа сравнивающих ячеек N , обеспечивающих требуемую точность измерения. Допустимая мощность рассеяния микросхемы накладывает ограничения на число сравнивающих ячеек и на выбор светодиодов индикаторной САШ. Они должны иметь не только идентичные параметры, но и одинаковую и достаточно высокую яркость свечения, небольшие значения номинального тока и прямого падения напряжения, а также низкую стоимость.

Оптоэлектронный вольтметр на многопороговом компараторе с каскодным включением сравнивающих транзисторов

Отмеченные недостатки в значительной мере устраняются при использовании МУК с каскодной структурой (рис. 7). Поскольку сравнивающие токовые переключатели на транзисторах 3 и 4 включены в нем каскодно, то потребляемый ток показывающего измерителя напряжения практически равен номинальному току только одного светодиода его оптической шкалы. Напряжения на выходах ступеней входного 1 и опорного 2 делителей напряжения устанавливаются такими, чтобы при нулевом значении входного измеряемого напряжения U_X входные транзисторные ключи 3-1, 3-2, ..., 3- n были открыты, а опорные 4-1, 4-2, ..., 4- n — заперты. При этом будет светиться только один индикаторный (нулевой) светодиод 10, показывающий, что прибор включен и готов к измерениям.

С увеличением входного напряжения U_X на входе потенциалы на выходах ступеней входного делителя напряжения 1 тоже соответственно

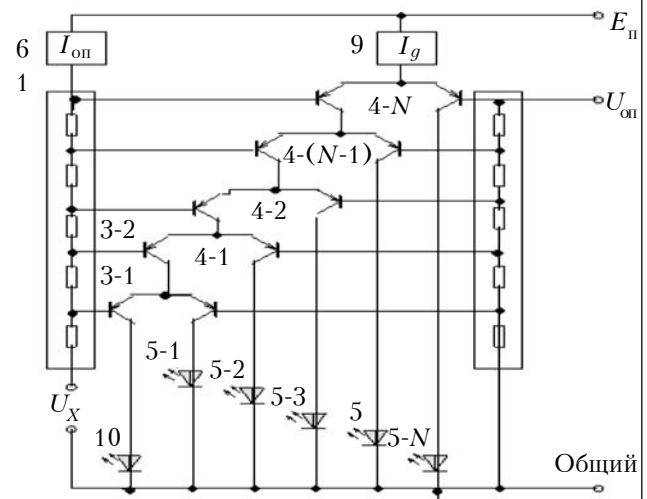


Рис. 7. Многоустойчивый компаратор напряжения с каскодным включением сравнивающих ячеек

будут нарастать на величину U_x . Поэтому напряжения на базах входных транзисторов 3-1, 3-2, ..., 3- n токовых переключателей поочередно, начиная с первого, уравниваются напряжениями на базах парных опорных транзисторов 4-1, 4-2, ..., 4- n токовых переключателей. Изменение соотношения потенциалов на базах входных транзисторов каждой пары вызывает последовательное отпирание опорных транзисторов ключей 4-1, 4-2, ..., 4- n переключателей МУК и одновременное запирающее соответствующих им парных входных транзисторов 3-1, 3-2, ..., 3- n . По мере нарастания входного измеряемого напряжения U_x на оптической шкале прибора последовательно зажигаются и гаснут светодиоды 10, 5-1, 5-2, ..., 5- n .

Переключение каждой пары транзисторов переключателей происходит при определенном уровне измеряемого напряжения, которому соответствует включение светодиода, связанного с опорным транзистором данной пары. Индикация уровня входного напряжения осуществляется посредством перемещения светящейся метки по оптической шкале. Если кванты пороговых уровней этого МУК выбрать близкими напряжению переключения пар транзисторов ячеек сравнения, то при определенных значениях измеряемого напряжения будет проявляться неоднозначность, т. е. наблюдаться одновременное свечение двух соседних светодиодов. С изменением входных напряжений яркость одного светодиода будет нарастать, а другого падать вплоть до его полного погасания. Таким образом, за счет дискретно-аналогового характера отсчета показаний в приборе на МУК с каскодным включением сравнивающих ячеек, так же как и в приборах с параллельной структурой (рис. 5 и 6), можно оценивать соотношение токов через соседние светящиеся светодиоды. Этим существенно повышается разрешающая способность и точность измерений вольтметра со светодиодной оптической шкалой.

Следует отметить, что в каскодном МУК вместо светодиодов могут использоваться жидкокристаллические индикаторы. Для предотвращения их ускоренного старения рекомендуется применять импульсный режим питания МУК, который несложно обеспечить, если снабдить устройство импульсным генератором тока 9. Заменяв биполярные транзисторы такого МУК полевыми, можно выполнить миниатюрный вариант прибора с микроощным питанием.

Таким образом, используя предлагаемые схемотехнические решения построения многопороговых сравнивающих устройств, можно организовать промышленный выпуск достаточно точных, надежных и недорогих показывающих измерительных приборов с оптическими шкалами. Предлагаемые многопороговые сравнивающие устройства с плавным переключением в диапазонах квантования светодиодных индикаторов позволяют повысить разрешающую способность и точность измерительных приборов с дискрет-

но-аналоговым характером оптической шкалы. Они могут стать неплохой альтернативой пробникам [2], серийно выпускаемым зарубежными фирмами.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Аналоговые электроизмерительные приборы: Учеб. пособие для вузов / Под ред. Бишарда Е. Г. — Москва: Высшая школа, 1991. [Analogovye elektroizmeritel'nye pribory: Ucheb. posobie dlya vuzov / Pod red. Bisharda E. G. Moscow: Vysshaya shkola, 1991]
2. Теория пробников. Основы // Измерительные приборы и системы. — 2010. — № 2. — С. 44–47. [Teoriya probnikov. Osnovy // Izmeritel'nye pribory i sistemy. 2010. N 2. P. 44]
3. www.masterkit.ru
4. Быстров Ю. А., Гапунов А. П., Персианов Г. М. Сто схем с индикаторами. — Москва: Радио и связь, 1990. [Bystrov Yu. A., Gapunov A. P., Persianov G. M. Moscow: Radio i svyaz', 1990]
5. Ковальков В. И. О расширении функциональных возможностей сравнивающих устройств // Труды IV Всесоюзного симпозиума «Проблемы создания преобразователей форм информации». — Киев: Наукова думка, 1980. — С. 157–161. [Koval'kov V. I. O rasshirenii funktsional'nykh vozmozhnostei sravnivayushchikh ustroystv // Trudy IV Vsesoyuznogo simpoziuma «Problemy sozdaniya preobrazovatelei form informatsii». Kiev: Naukova dumka, 1980. P. 157]
6. Ковальков В. И. Индикаторы напряжений и сопротивлений на светоизлучающих диодах // Известия ВУЗ. Приборостроение. — 1983. — №10. — С. 81–85. [Koval'kov V. I. // Izvestiya VUZ. Priborostroenie. 1983. N 10. P. 81]

Дата поступления рукописи
в редакцию 25.05 2011 г.

Oborskii G. A., Koval'kov V. I., Tikhenko V. N., Slobodyanik P. T. **LED electric-measuring indicators for multithreshold comparators.**

Keywords: comparators, indicators, LED scales.

Construction principles of electric-measuring indicators with optical scales, controlled directly by multithreshold voltage or current comparators are considered. The introduced measuring devices with LED indicators with improved resolution may become an alternative to the series-produced foreign devices.

Ukraine, Odessa, ONPU.

Оборський Г. О., Ковальков В. І., Тихенко В. Н., Слободяник П. Т. **Світлодіодні показувальні електровимірювальні пристрої на багатопорогових компараторах.**

Ключові слова: компаратори, показувальні пристрої, світлодіодні шкали.

Розглянуто принципи побудови показувальних електровимірювальних пристроїв з оптичними шкалами, керованими безпосередньо багатопороговими компараторами напруги або струму. Запропоновані вимірювальні пристрої зі світлодіодними індикаторами з поліпшеною роздільністю можуть стати альтернативою пристроям, що серійно виробляються за кордоном.

Україна, м. Одеса, ОНПУ.

УДК 621.317: 621.3.08

Е. А. ЕРМОЛЕНКО, к. т. н. А. Ф. БОНДАРЕНКО, к. т. н. А. Н. БАРАНОВ

Украина, г. Алчевск, Донбасский государственный технический университет

E-mail: ermolenkoea@gmail.com, bondarenkoaf@gmail.com

ТЕПЛОВАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ВАХ ИМПУЛЬСНЫМ СПОСОБОМ

В работе тепловая математическая модель использована для оценки саморазогрева полупроводниковых приборов в процессе измерения их вольт-амперной характеристики импульсным способом. Проанализировано влияние саморазогрева на электрические параметры полупроводниковых приборов. Сформулированы рекомендации по выбору значений параметров измерительной импульсной последовательности, использование которых позволяет минимизировать саморазогрев полупроводниковой структуры.

Ключевые слова: вольт-амперная характеристика, полупроводниковый прибор, импульсный способ измерения, тепловая модель.

Разработчики электронной аппаратуры часто сталкиваются с необходимостью измерения вольт-амперных характеристик (**ВАХ**) различных полупроводниковых приборов (**ПП**), для чего используются специализированные измерительные приборы — характериографы. Основным требованием к характериографам, как и к любым измерительным устройствам, является высокая точность измерений.

Известно, что на параметры и характеристики ПП существенное влияние оказывают колебания температуры [1], причем это влияние зачастую вызвано не столько температурой окружающей среды, сколько явлением саморазогрева полупроводниковой структуры во время протекания тока. Например, в процессе измерения ВАХ диода вследствие его саморазогрева положение прямой ветви может существенно отклоняться от исходного, и это отклонение будет тем больше, чем дольше проводится измерение.

Одним из эффективных путей снижения влияния саморазогрева ПП на точность измерения ВАХ является использование автоматизированных импульсных способов измерения. При таких измерениях на ПП подается последовательность импульсов с одновременной регистрацией откликов [2–6]. В связи с тем, что ток через исследуемый прибор протекает только в моменты действия импульсов, нагрев прибора уменьшается.

Известны различные импульсные способы измерения ВАХ ПП. Так, в [2] описан способ, который предусматривает синхронную подачу воздействующих импульсов длительностью в несколько десятков наносекунд во входные и выходные цепи. Характериограф, описанный в [3], формирует импульсную последовательность с периодом 500 мкс и с регулируемым коэффициентом заполнения. В измерителе ВАХ мало-

мощных ПП АСС-4211 [4] также реализован импульсный способ с длительностью импульсов 500 мкс и длительностью пауз между импульсами 1500 мкс. В [5] приведено описание анализатора параметров силовых полупроводниковых приборов фирмы Agilent с функцией характериографа, формирующего импульсы длительностью от 50 мкс. Кроме того, импульсный способ применяется в измерительных приборах «2430» и «2430-С» фирмы Keithley, где пользователем может задаваться длительность импульсов от 150 мкс до 5 мс с регулируемым коэффициентом заполнения [6].

Наряду с этим, ни в одной из этих работ нет описания критериев, в соответствии с которыми можно выбрать длительность воздействующих на ПП измерительных импульсов, а также длительность пауз между ними. Однако длительность импульсов, приемлемая для одних ПП, может оказаться недостаточной или неоправданно большой для других, поскольку они обладают различным быстродействием. Кроме того, в зависимости от тепловых свойств ПП длительность пауз между импульсами может оказаться недостаточной для полного остывания $p-n$ -перехода. Это может привести к накоплению тепла в процессе измерения и, вследствие этого, к отклонению ВАХ от подлинной [7].

Целью настоящей работы было повышение точности измерения ВАХ ПП при использовании автоматизированного импульсного способа за счет уменьшения разогрева полупроводниковой структуры. Для этого решались следующие задачи:

— получение математической модели, позволяющей рассчитать температуру ПП в процессе измерения его ВАХ импульсным способом;

- оценка отклонения ВАХ ПП вследствие его саморазогрева в процессе измерения;
- определение параметров импульсной измерительной последовательности, при которых саморазогрев полупроводниковой структуры будет минимальным.

Тепловая математическая модель

Основными параметрами полупроводникового прибора, которые используются при анализе его тепловых режимов, являются тепловое сопротивление и тепловая постоянная времени. Тепловое сопротивление препятствует распространению тепла в ПП, а тепловая постоянная времени характеризует его тепловую инерционность.

Полупроводниковый прибор рассматривается как структура, состоящая из m областей (полупроводниковый кристалл, припой, контактные выводы, корпус и т. д.), и каждая k -я область имеет собственное тепловое сопротивление R_k и тепловую постоянную времени T_k . Традиционная тепловая математическая модель ПП [1] описывает нагрев и остывание прибора в соответствии с экспоненциальным законом:

$$\theta_{heat}(t) = P \sum_{k=1}^m R_k \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{T_k}\right) \right), \quad (1)$$

$$\theta_{cool}(t) = P \sum_{k=1}^m R_k \left(1 - \exp\left(-\frac{t_{imp}}{T_k}\right) \right) \exp\left(-\frac{t}{T_k}\right), \quad (2)$$

где θ_{heat} — температура во время действия импульса мощности;

θ_{cool} — температура в интервале паузы;

P, t_{imp} — мощность и длительность воздействующего импульса соответственно.

В [1] также отмечается, что в режиме коротких воздействующих импульсов миллисекундного диапазона доля участия внешних областей конструкции ПП в общем процессе нагрева $p-n$ -перехода практически равна нулю. В современных средствах измерения длительность используемых импульсных воздействий мала и составляет десятки-сотни микросекунд. Следовательно, при измерении ВАХ импульсным способом с применением таких средств нагрев будет локализован только в области $p-n$ -перехода ПП. С учетом этого, а также выражений (1) и (2), предлагается следующая усовершенствованная тепловая модель:

- при $\tau(i-1) \leq t \leq t_{imp} + \tau(i-1)$

$$\theta(i, t) = \theta_{i-1} + P_i R_{thjc} \left(1 - \exp\left(-\frac{t - \tau(i-1)}{T_{thjc}}\right) \right); \quad (3)$$

- при $t_{imp} + \tau(i-1) < t < \tau i$

$$\theta(i, t) = \theta_{i-1} + P_i R_{thjc} \left(1 - \exp\left(-\frac{t_{imp}}{T_{thjc}}\right) \right) \times \exp\left(-\frac{t - t_{imp} - \tau(i-1)}{T_{thjc}}\right) \quad (4)$$

где θ_{i-1} — температура ПП после действия i -го импульса с паузой;

P_i — мощность i -го воздействующего импульса;

R_{thjc}, T_{thjc} — тепловое сопротивление и тепловая постоянная времени области «переход — корпус»;

τ — период следования воздействующих импульсов.

Эта математическая модель учитывает эффект накопления тепла в структуре ПП, позволяет рассчитать температуру кристалла ПП в любой момент времени при воздействии на него заданной последовательности прямоугольных импульсов мощности. Для расчета температуры с помощью этой модели необходимо задать тепловые параметры ПП, а также параметры воздействующих импульсов: мощность, длительность и период следования.

Моделирование процесса нагрева силового и маломощного ПП при измерении их ВАХ

Поскольку транзистор является усилительным прибором, даже незначительные изменения его входных характеристик под влиянием температуры могут существенно отражаться на изменении выходных. Потому проведем моделирование процесса изменения температуры силового и маломощного полевых МОП-транзисторов при измерении их ВАХ. Оценим влияние температуры на их электрические параметры и степень отклонения ВАХ при следующих исходных параметрах:

- начальная температура $\theta_0 = 25^\circ\text{C}$;
- напряжение «сток — исток» $U_{DS} = 10\text{ В}$;
- количество импульсов 25.

Рассмотрим в качестве примера силовой ПП n -канальный полевой МОП-транзистор IRF2804. Основываясь на данных об анализаторе параметров силовых ПП Agilent B1505A [5], примем длительность импульса $t_{imp} = 50$ мкс, длительность паузы $t_p = 200$ мкс. В соответствии со спецификацией транзистора IRF2804 от производителя [8], тепловое сопротивление «переход — корпус» R_{thjc} при выбранных t_{imp} и t_p составляет 0,115 К/Вт. Согласно рекомендациям [9, 10], примем теплоемкость $C_{th} = 0,003\text{ Вт}\cdot\text{с}/\text{К}$. Следовательно, тепловая постоянная времени будет равна

$$T_{thjc} = R_{thjc} C_{th} = 3,45 \cdot 10^{-4}\text{ с}. \quad (5)$$

Мощность прикладываемых импульсов P определяется суммарной мощностью управля-

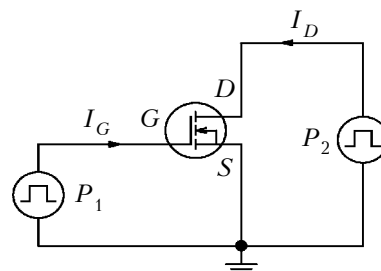


Рис. 1. Схема подачи импульсов на полевой МОП-транзистор

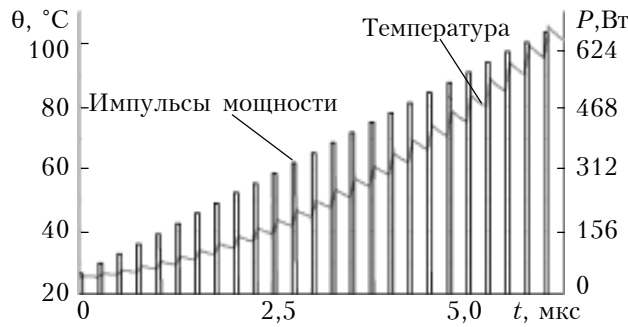


Рис. 2. Изменение температуры силового транзистора IRF2804 в процессе измерения его ВАХ импульсным способом

ющего импульса P_1 и питающего импульса P_2 (рис. 1). Поскольку ток затвора полевого транзистора пренебрежимо мал, мощность воздействующего сигнала будет определяться мощностью P_2 .

Для расчетов зададим следующие параметры:

- мощность первого импульса 50 Вт;
- шаг изменения мощности импульсной последовательности 25 Вт.

Результаты расчета, представленные на рис. 2, показали, что за время измерения ВАХ указанным способом исследуемый ПП нагреется на 76°C. Проанализируем, насколько существенно влияние такого нагрева на электрические характеристики силового ПП.

Одним из основных параметров полевого транзистора, зависящих от температуры, является его ток стока. Степень влияния температуры на этот параметр характеризуется температурным коэффициентом тока стока, который показывает во сколько раз изменится ток стока транзистора при изменении его температуры на 1°C, и согласно [11] вычисляется по формуле

$$K_{Id}(U_{GS}) = \frac{1}{K} \frac{dK}{d\theta} - \frac{2}{(U_{GS} - U_0)} \frac{dU_0}{d\theta}, \quad (5)$$

где K — удельная крутизна передаточной характеристики;

U_{GS} — напряжение «затвор — исток»;

U_0 — пороговое напряжение.

Используя числовые значения параметров, приведенные в [8, 11], можно определить значение этого коэффициента при заданном напряжении «затвор — исток» U_{GS} , и затем рассчитать изменение тока стока ΔI_D при изменении температуры на $\Delta\theta$:

$$\Delta I_D(U_{GS}) = I_D K_{Id}(U_{GS}) \Delta\theta. \quad (6)$$

Это выражение позволяет рассчитать изменения тока стока транзистора в интервале действия каждого импульса и оценить отклонение его ВАХ. На рис. 3 представлены передаточная ВАХ из спецификации на транзистор IRF2804 [8] при температуре перехода 25°C и ВАХ, рассчитанная с учетом нагрева его структуры в процессе измерения.

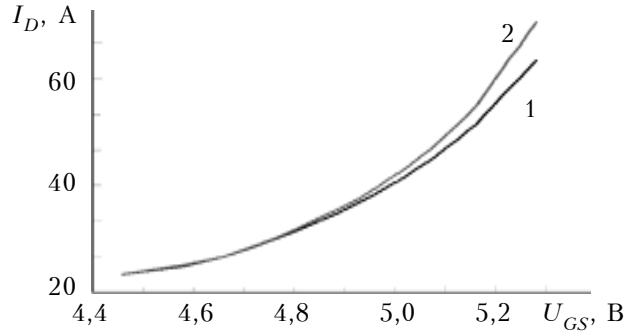


Рис. 3. Передаточная ВАХ силового транзистора IRF2804, приведенная в спецификации (1) и рассчитанная с учетом нагрева (2)

Расчеты показали, что максимальное отклонение тока стока ΔI_D в результате накопления тепла достигло 10,8 А, что составило 16,6% от максимального значения тока на паспортной ВАХ, среднеквадратическое отклонение характеристики составило 4,9 А.

Таким образом, проведенные расчеты подтвердили, что некорректное задание параметров импульсной последовательности при измерении ВАХ силового ПП может привести к значительному нагреву его структуры и, вследствие этого, к существенному искажению измеряемой характеристики.

Рассмотрим в качестве примера ПП малой мощности n -канальный полевой МОП-транзистор 2N7000. Тепловые параметры ПП зададим согласно данным из спецификации [12]: $R_{thjc} = 10,8$ К/Вт, $C_{th} = 0,003$ Вт·с/К, $T_{thjc} = 0,032$ с⁻¹.

Для расчетов зададим следующие параметры:

- мощность первого импульса 0,8 Вт;
- шаг изменения мощности импульсной последовательности 0,8 Вт.

Результаты вычислений, представленные на рис. 4, показали, что при измерении ВАХ мало-мощного ПП его структура нагревается на 4,3°C.

Анализ влияния температуры на электрические характеристики прибора проводился аналогично силовому ПП, его результаты представлены на рис. 5.

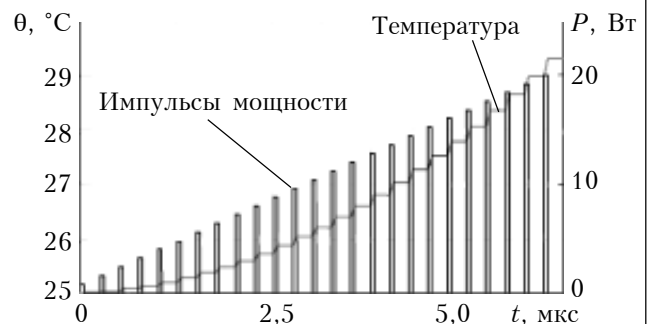


Рис. 4. Изменение температуры маломощного транзистора 2N7000 в процессе измерения его ВАХ импульсным способом

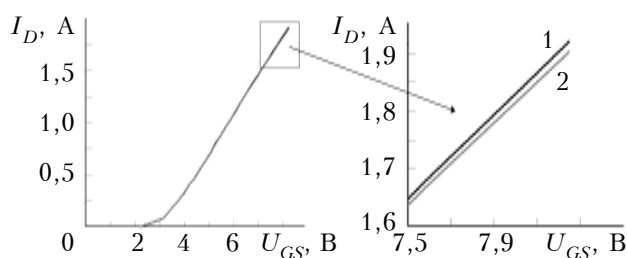


Рис. 5. Передаточная ВАХ маломощного транзистора 2N7000, приведенная в спецификации (1) и рассчитанная с учетом нагрева (2)

Расчеты показали, что максимальное отклонение тока стока ΔI_D в результате накопления тепла достигло 18 мА. Это значение составило 0,9% от максимального значения тока на паспортной ВАХ [12], а среднеквадратическое отклонение характеристики составило 6,8 мА. То есть искажение ВАХ маломощного ПП менее существенно, чем силового, а числовые значения отклонения полученной ВАХ от паспортной пренебрежимо малы, что объясняется меньшим нагревом структуры маломощного ПП в процессе измерений.

Временные параметры импульсных воздействий при измерении ВАХ

Для исключения излишнего нагрева ПП во время действия импульса его длительность должна быть минимальной, но достаточной для завершения переходного процесса. Анализ параметров современных ПП таких производителей, как Fairchild Semiconductor, ON Semiconductor, Texas Instruments, NXP, показал, что максимальная длительность переходного процесса не превышает 10 мкс как для маломощных, так и для силовых ПП. Поэтому при измерении ВАХ различных ПП можно рекомендовать воздействие импульсами длительностью 10 мкс.

Для минимизации накопления тепла, длительность паузы после каждого воздействующего импульса должна быть достаточной для возвращения ПП в исходное тепловое состояние. Согласно выражению (2), остывание ПП происходит по экспоненциальному закону, поэтому для определения момента остывания необходимо задать некоторым пороговым значением температуры, при достижении которого прибор можно считать остывшим.

С целью уточнения длительности паузы между воздействующими импульсами рассчитаем время, необходимое для остывания ПП в «наихудшем» случае — при подаче на силовой ПП импульса максимально допустимой мощности. В качестве силового прибора возьмем полевой МОП-транзистор IRF2804, мощность импульса зададим равной 750 Вт [8], длительность импульса 10 мкс, начальную температуру 25°C, пороговое значение температуры 25,1°C.

Результаты расчетов, полученные с использованием тепловой математической модели (3), (4),

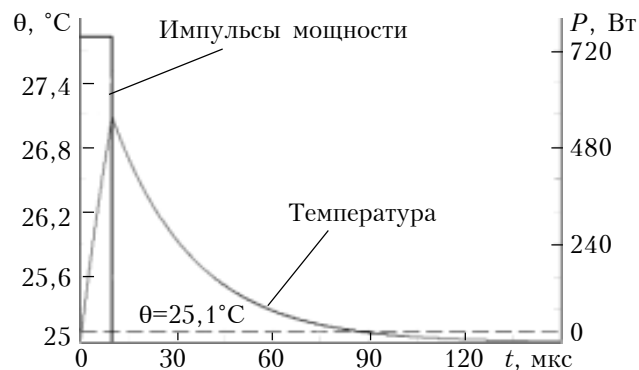


Рис. 6. Изменение температуры кристалла силового транзистора IRF2804 при воздействии на него прямоугольного импульса мощностью 750 Вт и длительностью 10 мкс

представленные на рис. 6, показывают, что при заданных условиях время остывания силового ПП составляет 80 мкс. Соответственно, при подаче менее мощных импульсов температура нагрева и время остывания полупроводниковой структуры будут меньше.

Расчеты, выполненные для ряда силовых полупроводниковых приборов других производителей, показали, что пауза длительностью 80 мкс является достаточной для возвращения кристаллов этих ПП в исходное тепловое состояние.

Результаты моделирования процесса нагрева силового ПП IRF2804 при измерении его ВАХ импульсным способом с рекомендуемыми параметрами измерительных импульсов представлены на рис. 7. Из временных диаграмм видно, что температура транзистора перед каждым следующим импульсом возвращается к значению, близкому к первоначальному, и нагрев ПП за время измерения ВАХ составил приблизительно 1°C.

Расчет отклонения ВАХ ПП при использовании рекомендуемых параметров импульсной последовательности показал, что максимальное отклонение ΔI_D тока стока в результате накопления тепла не превысило 0,15 А, что составило 0,2% от максимального значения тока на паспортной ВАХ, среднеквадратическое отклонение

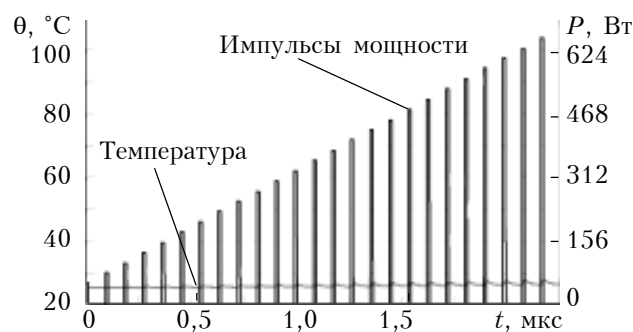


Рис. 7. Изменение температуры силового транзистора IRF2804 в процессе измерения его ВАХ импульсным способом с рекомендуемыми параметрами

характеристики составило 68 мА. Такое отклонение для силового ПП можно считать пренебрежимо малым.

Следует иметь в виду, что при использовании указанных значений параметров импульсной последовательности для маломощных приборов и большом количестве измерительных импульсов, время измерения будет неоправданно большим. С целью его сокращения для маломощных приборов может быть применен адаптивный способ, предложенный в [13].

Выводы

Анализ способов измерения вольт-амперных характеристик полупроводниковых приборов показал, что наиболее перспективными с точки зрения снижения разогрева полупроводниковой структуры в процессе измерения являются автоматизированные импульсные способы.

Расчеты, проведенные с использованием предложенной тепловой математической модели, позволили установить, что некорректное задание параметров импульсной последовательности для силовых полупроводниковых приборов приводит к значительному нагреву их структуры и, соответственно, существенному искажению измеряемых характеристик, тогда как для маломощных приборов это искажение пренебрежимо мало.

Использование предложенной тепловой модели, учитывающей накопление тепла, позволило определить, что при длительности импульсов 10 мкс и длительности пауз между ними 80 мкс нагрев структуры полупроводникового прибора минимизируется.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Давидов П. Д. Анализ и расчет тепловых режимов полупроводниковых приборов. — Москва: Энергия, 1967. [Davidov P. D. Analiz i raschet teplovykh rezhimov poluprovodnikovyykh priborov. Moskva: Energiya, 1967]
2. Pat. WO 2004034071. Semiconductor Monitoring Instrument / Ladbroke Peter, Goodship Neil. — 22. 04. 2004.
3. Schuster R. Transistor Curve Tracer // Elector. — 2009. — N 2. — P. 24—31.
4. Кудреватых Е. Ф. Виртуальный измеритель вольт-амперных характеристик полупроводниковых приборов АСС-4211 // Контрольно-измерительные приборы и системы. — 2002. — № 1. — С. 17—19. [Kudrevatykh E. F. // Kontrol'no-izmeritel'nye pribory i sistemy. 2002. N 1. P. 17]
5. Agilent, Agilent B1505A Power Device Analyzer / Curve Tracer Data Sheet <http://cp.literature.agilent.com/litweb/pdf/5990-3853EN.pdf>
6. Keithley Instruments Inc., Series 2400 SourceMeter® Line <http://www.keithley.com/data?asset=372>
7. Тугов Н. М., Глебов Б. А., Чарыков Н. А. Полупроводниковые приборы: Учебник для вузов. — Москва: Энергоатомиздат, 1990. [Tugov N. M., Glebov B. A., Charykov N. A. Poluprovodnikovye pribory: Uchebnik dlya vuzov. Moskva: Energoatomizdat, 1990]
8. International Rectifier, Automotive MOSFET IRF2804 Data Sheet <http://www.irf.com/product-info/datasheets/data/irf2804.pdf>
9. Lenz M., Striedl G., Frohler U. Thermal Resistance. Theory and Practice // Infineon Technologies Special subject book. — 2000. — N1. — P. 1—34.

10. Du B., Hudgins J. L., Santi E. et al. Transient thermal analysis of power devices based on Fourier-series thermal model // Power Electronics Specialists Conference. — IEEE. — 2008. — P. 3129—3135.

11. Титце У., Шенк К. Полупроводниковая схемотехника. Том 1. — Москва: ДМК Пресс, 2008. [Tittse U., Shenk K. Poluprovodnikovaya skhemotekhnika. Tom 1. Moskva: DMK Press, 2008]

12. Fairchild Semiconductor, N-Channel Enhancement Mode Field Effect Transistor 2N7000 Data Sheet <http://www.fairchildsemi.com/ds/2N/2N7000.pdf>

13. Бондаренко А. Ф., Ермоленко Е. А. Способ автоматизированного снятия вольт-амперных характеристик полупроводниковых приборов // Технічна електродинаміка. Тем. вип. Проблеми сучасної електротехніки. — 2010. — Ч. 2. — С. 126—129. [Bondarenko A. F., Ermolenko E. A. // Tekhnichna elektrodinamika. Tem. vip. Problemi suchasnoyi elektrotekhniki. 2010. Part 2. P. 126]

*Дата поступления рукописи
в редакцию 17.01 2012 г.*

Yermolenko Ye. O., Bondarenko O. F., Baranov O. M. **Thermal mathematical model of semiconductor devices for measurement of current-voltage characteristics by pulse method.**

Keywords: current-voltage characteristics, semiconductor device, pulse method of measurement, thermal model.

The thermal mathematical model is used to estimate self-heating of semiconductor devices of various types during current-voltage characteristics measuring by the pulse method. The influence of self-heating on electrical parameters of semiconductor devices is analyzed. The recommendations for determination of values of measuring pulse sequence parameters are formulated to minimize self-heating of semiconductor structure.

Ukraine, Alchevsk, Donbass State Technical University.

Ермоленко Є. О., Бондаренко О. Ф., Баранов О. М. **Теплова математична модель напівпровідникових приладів при вимірюванні вольт-амперних характеристик імпульсним способом.**

Ключові слова: вольт-амперна характеристика, напівпровідниковий прилад, імпульсний спосіб вимірювання, тепла модель.

Теплова математична модель використовується для оцінки саморозігріву напівпровідникових приладів різних типів в процесі вимірювання їх ВАХ імпульсним способом. Проаналізовано вплив саморозігріву на електричні параметри напівпровідникових приладів. Сформульовано рекомендації з вибору значень параметрів вимірювальної імпульсної послідовності, використання яких дозволяє мінімізувати саморозігрів напівпровідникової структури.

Україна, м. Алчевськ, Донбаський державний технічний університет.

УДК 621.315.592

Д. т. н. А. А. ДРУЖИНИН, д. т. н. И. П. ОСТРОВСКИЙ, к. т. н. Ю. Н. ХОВЕРКО,
С. И. НИЧКАЛО, Р. Н. КОРЕЦКИЙ

Украина, г. Львов, Национальный университет „Львовская политехника”;

Польша, г. Вроцлав, Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур

E-mail: druzh@polynet.lviv.ua

НАНОКРИСТАЛЛЫ $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ В РОЛИ ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ СЕНСОРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ

Исследовано влияние магнитного поля на электрофизические свойства нитевидных нанокристаллов (НК) $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ при низких температурах. Показано, что полевая зависимость сопротивления образцов, легированных до концентрации носителей, соответствующей диэлектрической стороне перехода «металл—диэлектрик», имеет линейный характер. Предложена концепция создания сенсоров на базе НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ для одновременного измерения индукции магнитного поля и температуры.

Ключевые слова: нитевидные нанокристаллы, магнетосопротивление, сенсор.

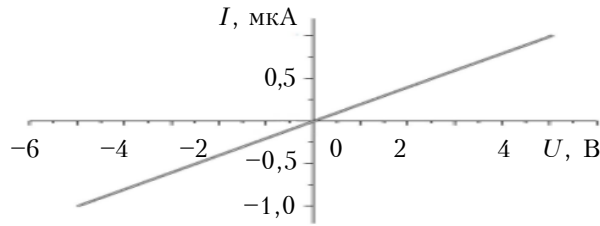
Нитевидные кристаллы (НК) $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ благодаря своей миниатюрности, высокой механической прочности, совершенству кристаллической структуры представляют собой перспективный материал для создания чувствительных элементов сенсоров физических величин (температуры, давления, магнитного поля и т. д.) [1, 2]. В частности, известно, что НК твердых растворов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ при низких температурах обладают значительным магнетосопротивлением [3–5], что позволяет использовать их в качестве чувствительных элементов сенсоров магнитного поля.

В основе работы сенсоров физических величин на основе НК лежит температурная зависимость электропроводности НК и ее изменение под влиянием внешних факторов, например магнитного поля, давления, деформации и др. В настоящее время существует достаточное количество методов изучения механизмов проводимости кристаллов, однако одним из наиболее эффективных является анализ характера их магнетосопротивления в широком температурном интервале 4,2–300 К. Теоретические и экспериментальные работы по изучению характера магнетосопротивления НК твердого раствора $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с концентрацией носителей, соответствующей диэлектрической стороне перехода «металл—диэлектрик» (ПМД), проводились авторами [1, 6, 7] для толстых кристаллов диаметром порядка 20–50 мкм. Однако механизмы переноса носителей заряда в наноразмерных НК твердого раствора $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ мало исследованы в широком интервале температур, в частности, из-за сложности создания омических контактов. Так, например, метод импульсного приваривания, который подходит для микрокристаллов, непригоден для создания контактов к наноразмерным НК из-за напряжений или деформации кристаллов, которые возникают в результате того,

что геометрические размеры приконтактных областей не соответствуют самим образцам. Кроме того, в связи с непрерывным увеличением количества научных работ по получению наноматериалов исследование электрофизических свойств нитевидных нанокристаллов и их практическое применение в сенсорной электронике несомненно является актуальной задачей [1, 2].

Целью настоящей работы было исследование электрофизических свойств наноразмерных НК твердого раствора $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ в интервале температур 4,2–300 К и в магнитных полях до 14 Тл для оценки возможности использования их в качестве чувствительных элементов сенсоров одновременного измерения индукции магнитного поля и температуры.

Объектами исследований были НК твердого раствора $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, выращенные методом химических газотранспортных реакций в ампуле [8, 9] и легированные бором до концентрации вблизи ПМД. Диаметр образцов составлял 200 нм, удельное сопротивление $\rho_{300\text{K}} = 1,07$ Ом·см. Для контроля морфологии и элементного состава НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ использовали электронный сканирующий микроскоп JEOL JSM-6490LV, проводили микрозондовый анализ (AN 10000) и ионную масс-спектроскопию (CAMECA IMS 4F). Результаты микрозондового анализа показали, что содержание германия в твердом растворе $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ не превышает 3%. Электрические контакты к нанокристаллам твердого раствора $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ создавались с помощью металлического клея на основе композита галлия с индием [10], особенностью которого является высокая электропроводность даже при криогенных температурах [11]. Полученные в интервале температур от 4,2 до 300 К вольт-амперные характеристики всех образцов НК твердого раствора $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ имеют линейный характер, что свидетельствует об омичности контактов. На рис. 1 для примера приведена ВАХ при $T = 4,2$ К.

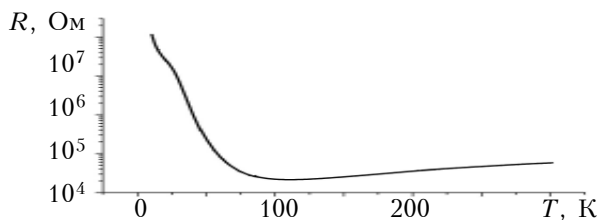
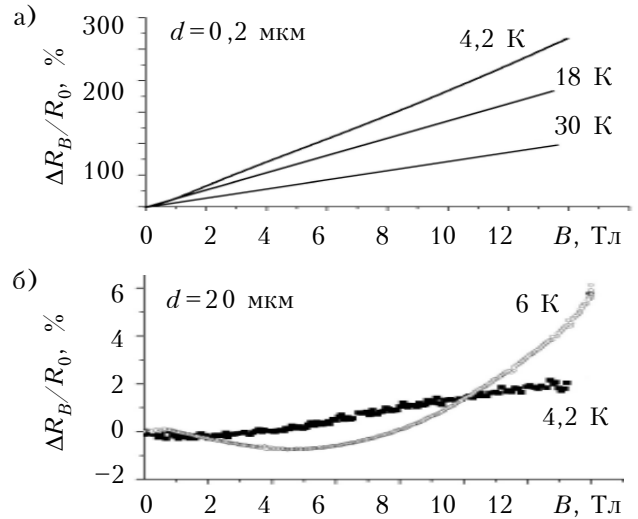

 Рис. 1. ВАХ образцов НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$

Представленные на **рис. 2** результаты исследований показали, что с повышением температуры сопротивление исследуемых образцов НК резко уменьшается в интервале 4,2–77 К. Исследования магнетосопротивления образцов показали его существенную зависимость от магнитного поля. Так, при индукции магнитного поля 14 Тл и температуре 4,2 К поперечное магнетосопротивление образца $\Delta R_B/R_0=250\%$ (**рис. 3, а**), в то время как продольное практически не изменяется. Следует отметить, что магнетосопротивление сильно легированных кристаллов Si и $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ в области ПМД имеет знакопеременный характер в зависимости от степени легирования [12], т. е. для них могут наблюдаться максимумы либо минимумы магнетосопротивления [1].

Для сравнения были исследованы образцы диаметром 20 мкм ($\rho_{300\text{K}}=0,02 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) при гелиевых температурах и индукции магнитного поля до 14 Тл. На графике **рис. 3, б** видно, что для этих образцов наблюдается отрицательное магнетосопротивление, значение которого может составить $-1\ldots-2\%$.

Обнаруженное различие магнетосопротивления образцов разного диаметра можно объяснить различной степенью их легирования в процессе роста: кристаллы большего диаметра растут с более высокой скоростью и захватывают большее количество примеси, чем кристаллы меньшего диаметра.

Поскольку тонкие кристаллы, с одной стороны, имеют линейную температурную зависимость сопротивления в интервале 4,2–77 К, а с другой — высокое значение магнетосопротивления, целесообразно использовать их в качестве чувствительных элементов сенсоров для одновременного измерения индукции магнитного поля и температуры. Разработанный на основе таких НК сенсор состоит из двух одинаковых чувствительных элементов, размещенных перпендикулярно друг другу. Один чувствительный элемент измеряет температуру и не реагирует на магнит-


 Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления образцов НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$

 Рис. 3. Магнетосопротивление образцов НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ разного диаметра при различной температуре

ное поле, поскольку его продольное магнетосопротивление практически равно нулю, а второй чувствителен и к температуре, и к полю. Градуировочные характеристики терморезистивной и магнитной составляющих чувствительности элементов такого сенсора показаны на **рис. 4**.

Поскольку предложенное конструктивное решение сенсора предполагает температурную коррекцию выходного сигнала, была разработана системная плата и программное обеспечение для ее работы на основе микроконтроллеров Atmega 88/168. Микроконтроллер хранит во flash-памяти поправочные коэффициенты и производит первичную обработку выходного сигнала сенсора. Этот модуль имеет также дополнительные аналоговые входы меньшей разрядности (10 бит) для контроля состояния системы, например напряжения питания.

Температурная коррекция выходных сигналов сенсора осуществляется следующим образом: микроконтроллер, получив значение выходного напряжения чувствительного элемента, выбирает из памяти программ значение относительного

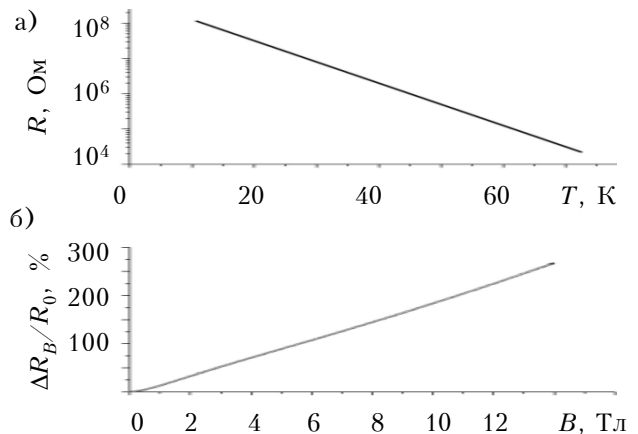


Рис. 4. Градуировочные характеристики терморезистивной (а) и магнитной (б) чувствительности элементов сенсора магнитного поля и температуры

изменения сопротивления для исследуемого диапазона температуры и вычисляет значение индукции магнитного поля. Чувствительность сенсора к магнитному полю составляет 20% от 1 Тл при 4,2 К, что позволяет измерять магнитное поле с точностью 5 мТл. В настоящее время для измерения слабых магнитных полей используются датчики Холла или серийные магниторезисторы (например, типа СМ4-1 [13]), а для сильных магнитных полей и низких температур могут найти широкое применение предложенные сенсоры.

Проведенные исследования показали, что легированные нитевидные нанокристаллы твердого раствора $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ диаметром 200 нм можно использовать в качестве чувствительных элементов сенсоров для одновременного измерения индукции магнитного поля и низкой температуры. Более толстые НК для этой цели непригодны, так как при низких температурах имеют отрицательное магнетосопротивление.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Дружинин А. О., Островский И. П., Когут Ю. Р. Ниткоподобні кристали кремнію, германію та їх твердих розчинів в сенсорній електроніці. — Львів: Вид. НУ "Львівська політехніка", 2010. [Druzhinin A. O., Ostrovskii I. P., Kogut Yu. R. L'viv: Vid. NU "L'viv's'ka politekhnika", 2010]
2. Лепіх Я. І., Гордієнко Ю. О., Дзядевич С. В. та ін. Інтелектуальні вимірювальні системи на основі мікроелектронних датчиків нового покоління. — Одеса: Астропринт, 2011. [Lepikh YA. I., Gordienko Yu. O., Dzyadevich S. V. та ін. Odesa: Astroprint, 2011]
3. Дружинин А. О., Островский И. П., Когут Ю. Р. Фізичні основи створення сенсорів низьких температур на базі ниткоподібних кристалів Si-Ge // Сенсорна електроніка та мікросистемні технології. — 2007. — № 1. — С. 8–13. [Druzhinin A. O., Ostrovskii I. P., Kogut Yu. R. // Sensorna elektronika ta mikrosistemni tekhnologiyi. 2007. N 1. P. 8]
4. Druzhinin A. A., Ostrovskii I. P., Kogut Iu. R., Warchulska J. K. Magnetoresistance and magnetic susceptibility of doped Si-Ge whiskers // Functional Materials. — 2007. — Vol. 14 (1). — P. 480–484.
5. Druzhinin A., Ostrovskii I., Liakh N. Magnetoresistance of Ge-Si whiskers // Physics of Solid State. — 2003. — Vol. 4 (1). — P. 485–490.
6. Shahovtsova S. I., Shahovtsov V. I., Belokurova I. N. The mobility of carriers and the magnetoresistance of Ge-Si alloys // Sol. St. Com. — 1982. — Vol. 44 (8). — P. 1169–1174.
7. Дружинин А. О., Островский И. П., Когут Ю. Р., Нічкало С. І. Магнетопір ниткуватих кристалів Si-Ge з концентрацією домішки в околі концентраційного переходу метал-діелектрик за криогенних температур // Вісник НУ "Львівська політехніка": Електроніка. — 2008. — № 619. — С. 127–134. [Druzhinin A. O., Ostrovskii I. P., Kogut Yu. R., Nichkalo S. I. // Visnik NU "L'viv's'ka politekhnika": Elektronika. 2008. N 619. P. 127]
8. Гиваргизов Е. И. Рост нитевидных и пластинчатых кристаллов из пара. — Москва: Наука, 1977. [Givargizov E. I. Rost nitevidnykh i plastinchatykh kristallov iz para. Moskva: Nauka, 1977]
9. Druzhinin A., Ostrovskii I. Investigation of Si-Ge whiskers growth by CVD // Phys. Stat. Sol. (C). — 2004. — Vol. 1 (2). — P. 333–336.
10. Базарова Ф. Ф., Колесова Л. С. Клеи в производстве радиоэлектронной аппаратуры. — Москва: Энергия, 1975. [Bazarova F. F., Kolesova L. S. Klei v proizvodstve radioelektronnoi apparatury. Moskva: Energiya, 1975]
11. Druzhinin A. O., Khoverko Yu. M., Ostrovskii I. P. et al. Investigation of Ga-In contacts to Si and Ge wires for sensor application // Materials of XIII International conference "Physics and Technology of Thin Films and Nanosystems". — Ukraine, Ivano-Frankivsk. — 2011. — Vol. 1. — P. 234.
12. Баранський П. І., Федосов А. В., Гайдар Г. П. Фізичні властивості кристалів кремнію та германію в полях ефективного зовнішнього впливу. — Луцьк: Надстир'я, 2000. [Baranskii P. I., Fedosov A. V., Gaidar G. P. Fizichni vlastivosti kristaliv kremniyu ta germaniyu v polyakh effektivnogo zovnishn'ogo vplivu. Luts'k: Nadstir'ya, 2000]
13. Викилина Л. Ф., Глауберман М. А. Физика сенсоров температуры и магнитного поля. — Одесса: Маяк, 2000. [Vikulina L. F., Glauberaman M. A. Fizika sensorov temperatury i magnitnogo polya. Odessa: Mayak, 2000]

Дата поступления рукописи
в редакцию 24.05 2012 г.

Druzhinin A. A., Ostrovskii I. P., Khoverko Yu. M., Nichkalo S. I., Koretskii R. M. **$\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ nanocrystals as sensitive elements for magnetic field and temperature sensors.**

Key words: nanowhiskers, magnetoresistance, sensor.

The paper deals with investigation of magnetic field effect on electrophysical properties of $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ nanowhiskers at low temperatures. It was shown that field dependence of resistance of $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ nanowhiskers samples doped to concentrations near the dielectric side of metal-insulator junction possesses the linear character. The concept of making sensors on the basis of $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ nanowhiskers detecting simultaneously magnetic field and temperature has been proposed.

Ukraine, Lviv, Lviv Polytechnic National University, Poland, Wroclaw, International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures

Дружинин А. О., Островский И. П., Ховерко Ю. М., Нічкало С. І., Корецький Р. М. **Нанокристали $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ як чутливі елементи сенсора магнітного поля та температури.**

Ключові слова: ниткоподібні нанокристали, магнетопір, сенсор.

Представлено результати досліджень електрофізичних властивостей ниткоподібних нанокристалів (НК) $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ під дією магнітного поля за низьких температур. Польова залежність опору зразків, легованих до концентрації носіїв, яка відповідає діелектричному боку переходу «метал—діелектрик», має лінійний характер. Запропоновано концепцію створення сенсорів на базі НК $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ для одночасного вимірювання індукції магнітного поля і температури.

Україна, НУ "Львівська політехніка"; Польща, м. Вроцлав, Міжнародна лабораторія сильних магнітних полів і низьких температур.

УДК 621.382.2

В. А. СОЛОДУХА, д. т. н. А. С. ТУРЦЕВИЧ, к. т. н. Я. А. СОЛОВЬЁВ,
к. т. н. И. И. РУБЦЕВИЧ, А. Ф. КЕРЕНЦЕВ

Республика Беларусь, г. Минск, ОАО «ИНТЕГРАЛ»

E-mail: AKerentsev@transistor.com.by

ПОВЫШЕНИЕ НАДЕЖНОСТИ ДИОДОВ ШОТТКИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ РАЗРЯДОВ СТАТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРИЧЕСТВА

Исследования диодов Шоттки с барьерной структурой на основе молибденовой пленки показали, что устойчивость структур к разрядам статического электричества зависит от параметров конструкции, а также от глубины охранного кольца. Установлено, что для повышения надежности диодов Шоттки необходимо использовать структуры с распределенным охранным кольцом, которое представляет собой матрицу ячеек р-типа. Это позволяет снизить напряженность электрического поля в критических зонах активной структуры за счет выравнивания потенциала по периметру охранного кольца и площади диода.

Ключевые слова: диод Шоттки, потенциальный барьер, разряд статического электричества.

Диоды Шоттки находят широкое применение в выходных каскадах импульсных источников электропитания компьютеров, серверов систем связи и передачи данных, а также в современных мобильных беспроводных устройствах и других блоках радиоэлектронной аппаратуры (**РЭА**). Использование диодов Шоттки в качестве выпрямительных элементов позволяет уменьшить динамические коммутационные потери, устранить режим короткого замыкания, уменьшить бросок тока через коллекторы силовых транзисторов в момент переключения диода. В современных системных блоках питания компьютеров диоды Шоттки представляют собой, как правило, сборки из двух диодов (диодные полумосты), что повышает технологичность и компактность блоков питания, а также улучшает условия охлаждения диодов. Вместе с тем, миниатюризация блоков РЭА и активных компонентов обостряет проблему надежности в условиях воздействия разрядов статического электричества (**РСЭ**) при которых увеличивается риск отказов.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния конструктивно-технологических факторов, таких как удельное сопротивление эпитаксиального слоя, площадь диода, а также геометрия охранного кольца, на устойчивость диодов Шоттки к воздействию РСЭ.

Как известно, диод Шоттки характеризуется потенциальным барьером, который определяется разностью работ выхода металла и полупроводника. Если работа выхода металла больше, чем работа выхода полупроводника, то контакт «металл — полупроводник» является выпрямляющим. Для выпрямляющего контакта вольт-амперная характеристика (**ВАХ**) в рамках об-

щепринятой теории термоэлектронной эмиссии описывается зависимостью

$$J = AT^2 \left[\exp \left(-\frac{q\phi_b}{k_B T} \right) \right] \left[\exp \left(-\frac{qV}{nk_B T} \right) - 1 \right], \quad (1)$$

где J — плотность тока;

A — постоянная Ричардсона;

T — абсолютная температура;

q — заряд электрона;

ϕ_b — высота барьера;

k_B — постоянная Больцмана;

V — напряжение смещения;

n — коэффициент неидеальности диода.

В реальных структурах на высоту барьера Шоттки влияют также поверхностные состояния полупроводника, дополнительное статическое понижение высоты барьера Шоттки, обусловленное наличием промежуточного слоя между металлом и полупроводником, а также силы зеркального отображения или эффект Шоттки [1]. Для изготовления диодов Шоттки с требуемыми характеристиками, как правило, необходимо сформировать контакт «металл — полупроводник» с заданной высотой потенциального барьера.

Типовая структура диода Шоттки представлена на **рис. 1**, а его эквивалентная электрическая схема — на **рис. 2** (C_{SD} — емкость диода; R_{SD} — сопротивление контакта «металл — полупроводник»; R_{ser} — суммарное сопротивление объема полупроводника и омического контакта).

Как правило, диод Шоттки формируют нанесением металлического контактного слоя 5 на слаболегированный эпитаксиальный слой 2 n -типа проводимости, сформированный на силь-

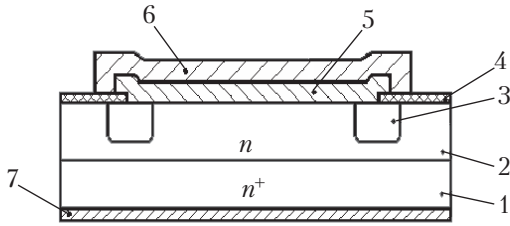


Рис. 1. Структура диода Шоттки [2]:

1 — подложка; 2 — эпитаксиальный слой; 3 — охранный слой; 4 — защитный слой; 5 — контактный слой; 6, 7 — слой металлизации, соответственно, анода и катода

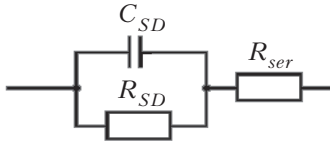


Рис. 2. Эквивалентная схема диода Шоттки [2]

нолегированной подложке 1 того же типа проводимости. Металлизацию анода 6, обеспечивающую внутрикорпусный монтаж, наносят поверх контактного слоя 5. Преимущественное использование полупроводниковых структур n -типа проводимости обусловлено их более низким удельным сопротивлением по сравнению со структурами p -типа проводимости при одних и тех же уровнях легирования. С целью исключения краевых токов утечки металлизация анода формируется в окне защитного слоя 4, по периметру которого сформировано охранный слой p -типа проводимости 3. Для обеспечения омического контакта к подложке и возможности монтажа структур в корпус на обратную сторону подложки наносят металлизацию катода 7.

Основными параметрами диодов Шоттки являются напряжение при прямом смещении V_F , максимальное обратное напряжение V_R и обратный ток I_R . Величина обратного тока диода Шоттки определяется выражением (1). Прямое напряжение с учетом последовательного сопротивления диодной структуры может быть представлено в следующем виде [2]:

$$V_F = \Phi_b + \frac{k_B T}{q} \ln \left(I_F / (A T^2 S) \right) + I_F R_{ser}, \quad (2)$$

где I_F — прямой ток;

S — площадь выпрямляющего контакта металл-полупроводник.

В свою очередь, максимальное обратное напряжение определяется напряжением лавинного пробоя $p-n$ -перехода охранный слой [1]:

$$V_R = 60 \left(\frac{E_g}{1,1} \right)^{3/2} \left(\frac{N_D}{10^{22}} \right)^{-3/4}, \quad (3)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника;
 N_D — концентрация легирующей примеси.

Таким образом, основные параметры диодов Шоттки определяются как высотой барьера Шоттки, так и конструктивно-технологически-

ми параметрами диодной структуры: ее площадью, толщиной и удельным сопротивлением слоев, входящих в ее состав, которое зависит от концентрации легирующей примеси.

Конструктивно-технологические способы повышения устойчивости к РСЭ

Воздействие РСЭ на диоды Шоттки может приводить к их катастрофическим или параметрическим отказам. При этом наиболее характерным является механизм отказа в виде увеличения обратного тока утечки и снижения пробивного напряжения барьерной структуры Шоттки, приводящий к деградации ее электрических свойств.

Диод Шоттки стандартной структуры (рис. 1) недостаточно надежен при воздействии РСЭ величиной более 4 кВ. Поскольку наибольшая напряженность электрического поля наблюдается по периметру в угловых областях контакта Шоттки [3], именно в этих местах наиболее вероятно возникновение лавинного пробоя, когда сквозь область с наиболее высокой напряженностью электрического поля начинает протекать электрический ток, направленный от высоколегированной области к краю контакта Шоттки вдоль силовых линий электрического поля. С другой стороны, электрическое поле концентрируется также на структурных дефектах на границе раздела «металл — полупроводник», которые являются причиной возникновения лавинного пробоя вследствие локального увеличения напряженности электрического поля. Протекание избыточного электрического тока вызывает локальный нагрев полупроводника и, в свою очередь, приводит к уменьшению его электрического сопротивления по пути протекания тока. Эта своеобразная положительная обратная связь приводит к эффекту «шнурования» электрического тока [4].

Методы защиты диодов Шоттки от воздействия РСЭ делятся на организационно-технические и конструктивно-технологические. Первые реализуются на этапе изготовления диодов Шоттки и направлены на предотвращение возникновения РСЭ и ускорение стекания электрических зарядов. Конструктивно-технологические методы можно условно разделить на три группы:

- шунтирование барьера контакта «металл — полупроводник» интегрированным $p-n$ -переходом с меньшим обратным пробивным напряжением (структуры с распределенным охранным кольцом [5], тренч-МОП-структуры [6]);

- уменьшение напряженности электрического поля, индуцированного РСЭ, в критических местах структуры (структуры с полевой обкладкой [7], структуры с резистивной полевой обкладкой [8]);

- уменьшение проводимости полупроводникового материала при обратном смещении диода Шоттки (структуры с дифференциальным легированием охранный слой и ячеек распре-

деленного охранного кольца [9], структуры с поверхностным каналом [10]).

Методика исследований

Структуры диодов Шоттки в образцах для исследований формировали на поверхности эпитаксиальных слоев толщиной 5–10 мкм с удельным сопротивлением 0,6, 1,2 и 2,5 Ом·см, обеспечивающих номинальное обратное напряжение 40, 60 и 100 В соответственно. Барьер «металл — полупроводник» формировали нанесением пленки молибдена толщиной 0,3 мкм методом магнетронного распыления вакуумной установке типа «Оратория 29» с криогенной системой откачки и предельным давлением менее 10^{-5} Па. В качестве рабочего газа использовали аргон чистотой не хуже 99,999%, давление которого в процессе распыления составляло 0,6–0,8 Па. Для исследований использовали структуры типового диода (рис. 1) и диода с распределенным охранным кольцом (рис. 3).

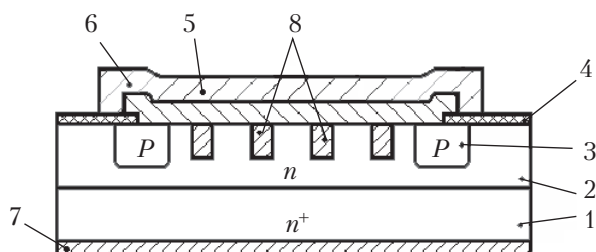


Рис. 3. Структура диода Шоттки с распределенным охранным кольцом:
1–7 — то же, что на рис. 1; 8 — локальные ячейки *p*-типа над барьером

Охранный кольцо (поз. 3 на рис. 3) глубиной от 1,3 до 2,1 мкм с поверхностным сопротивлением 50–70 Ом/□ формировали методом двухстадийной диффузии. Размеры структуры варьировали в пределах от 0,76×0,76 до 2,7×2,7 мм. Кристаллы диодных структур припаивали припоем ПОС-10 в среде водорода, а разварку проволочных межсоединений выполняли УЗ-сваркой с использованием проволоки АОЦПоМ-150. После формирования монолитного полимерного корпуса (КТ-90) и корпуса со свободным внутренним объемом (КТ-97В) проводили испытания на воздействие РСЭ по методу, который имитирует прикосновение к кристаллу металлического предмета. На испытуемое изделие подавали разряд статического электричества напряжением от 2 до 14 кВ с шагом 2 кВ. Для каждого уровня напряжения подавали по пять импульсов положительной и отрицательной полярности с интервалом между ними 5 с. После каждого этапа испытаний измеряли электрические параметры. Критерием годности диодов Шоттки после испытаний являлось отсутствие деградации электрических параметров. Диоды Шоттки, отказавшие в процессе испытаний, были разгерметизированы, а их активная структура исследована с использованием растровой электронной микроскопии.

Результаты и их обсуждение

Для удобства анализа был введен коэффициент структуры *k*, который определяется как отношение толщины свободной части эпитаксиального слоя ($h_{эс} - h_{ок}$) к глубине залегания охранного кольца $h_{ок}$ (рис. 4):

$$k = \frac{h_{эс} - h_{ок}}{h_{ок}}.$$

В процессе испытаний типовой структуры диода Шоттки в корпусах КТ-90 и КТ-97В было установлено, что воздействие РСЭ напряжением более 8 кВ приводит к отказу структур с коэффициентом $k > 1,2$.

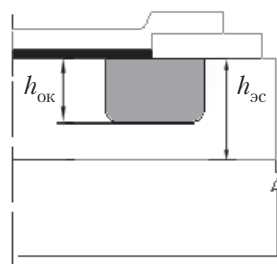


Рис. 4. Фрагмент структуры диода с охранным кольцом

Как видно из рис. 4, при уменьшении коэффициента структуры *k* пробой локализуется в объеме полупроводника, что способствует более равномерному протеканию обратного тока и повышает устойчивость диода к РСЭ. Однако уменьшение разности $h_{эс} - h_{ок}$ (увеличение глубины залегания охранного кольца) приводит к снижению обратного напряжения диода Шоттки.

Также было установлено, что для одинаковых структур устойчивость к РСЭ повышается при использовании металлокерамических корпусов КТ-97В (рис. 5). Это обусловлено тем, что в полимерном монолитном корпусе КТ-90 кристалл диода Шоттки подвергается дополнительным термическим деформациям из-за различия в температурных коэффициентах линейного расширения используемых материалов. Возникающие в полимерном корпусе механические напряжения способны снизить потенциальный барьер с 0,64 до 0,58 эВ, что приводит к росту протекающего через структуру тока [11]. С уменьшением площади структуры доля отказов зако-

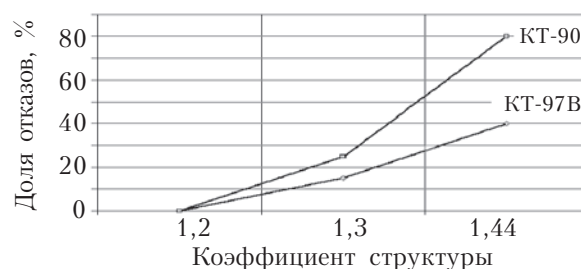


Рис. 5. Зависимость доли отказов диодов в различных корпусах от параметров структуры при величине РСЭ 14 кВ

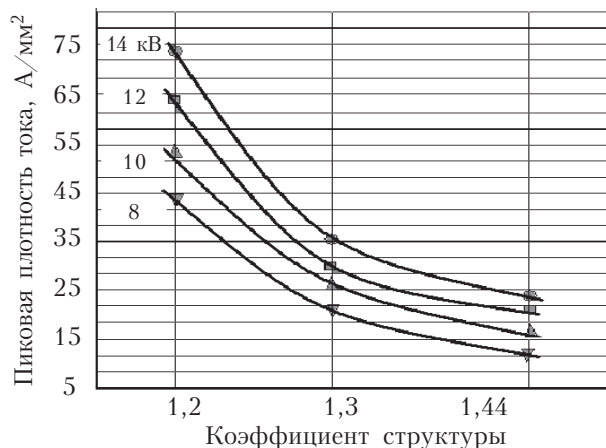


Рис. 6. Расчетная зависимость пиковой плотности тока в кристалле от его площади при воздействии РСЭ различной величины

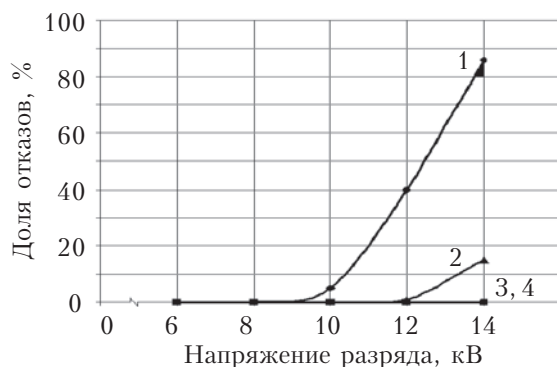


Рис. 7. Зависимость доли отказов от напряжения разряда для диодов Шоттки (площадь структуры 0,76×0,76 мм) со стандартным (1, 2) и распределенным (3, 4) охранным кольцом и различным удельным сопротивлением:

1, 3 – 2,5 Ом·см; 2, 4 – 0,6 Ом·см

номерно увеличивается в результате роста напряженности электрического поля в углах кристалла и увеличения пиковой плотности тока импульса РСЭ (рис. 6). Доля отказов также увеличивается с ростом удельного сопротивления (рис. 7), что связано с повышением напряженности электрического поля в охрannом кольце.

В результате анализа, проведенного с помощью растровой электронной микроскопии, были выявлены участки локального пробоя размером 0,8–4,7 мкм, расположенные в области охрannого кольца (рис. 8). Такой локальный пробой носит поверхностный характер, т. к. длительность разрядного импульса не превышает 30 нс. После стравливания металлизации участков структуры с расплавлением кремния обнаружено не было.

При исследовании статических ВАХ диодов с помощью измерителя Л2-56 обнаружено, что воздействие статического токового импульса (длительностью 5 с) в режиме пробоя также приводило к локальному пробую по периметру ох-

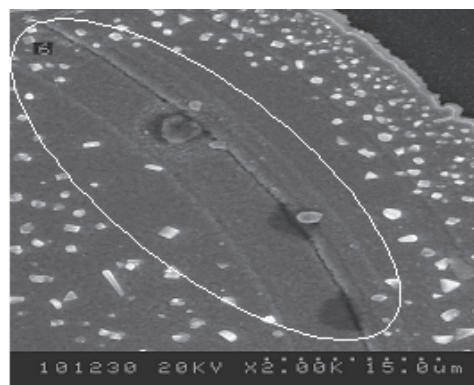


Рис. 8. РЭМ-фото фрагмента структуры диода Шоттки с локальным пробоем в области охрannого кольца после воздействия РСЭ (выделена область пробоя)

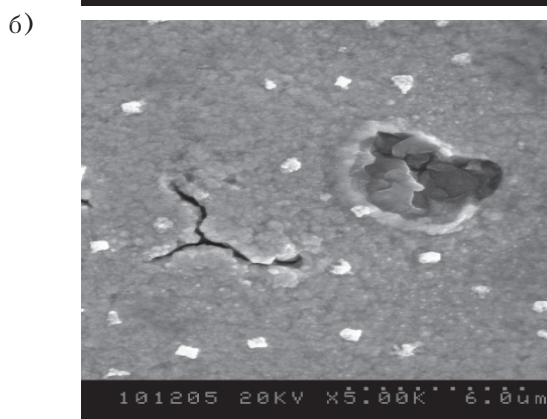
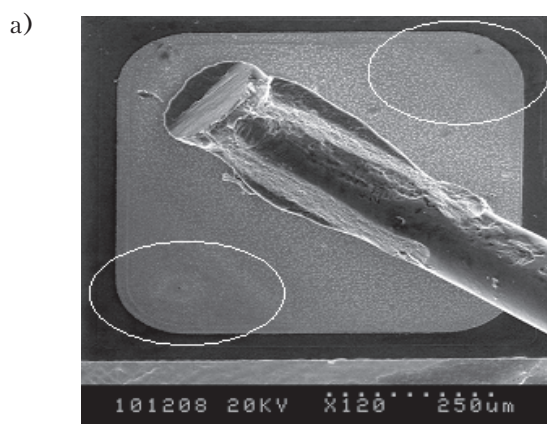


Рис. 9. РЭМ-фото структуры диода Шоттки, отказавшего после воздействия статического токового импульса в режиме пробоя:

а – общий вид (выделены области пробоя); б – локальный пробой структуры

ранного кольца (рис. 9), однако в этом случае выявлено место пробоя структуры с частичным ее проплавлением (рис. 9, б). Пробой структуры локализован преимущественно в области закругления охрannого кольца и обусловлен повышенной напряженностью электрического поля. Использование конструкции с распределенным охранным кольцом, содержащим матрицу ячеек р-типа размером от 3 до 8 мкм с шагом от 8 до

20 мкм, позволило обеспечить устойчивость диодов Шоттки к воздействию РСЭ напряжением 14 кВ. При этом средний уровень прямого напряжения увеличился на 2%, что связано с уменьшением эффективной площади активной структуры за счет формирования дополнительных ячеек *p*-типа.

В структуре с распределенным охранным кольцом импульс РСЭ проходит через металлизацию анода и рассеивается охранным кольцом и локальными ячейками *p*-типа проводимости. Наличие матрицы локальных областей *p*-типа проводимости обеспечивает дополнительные пути рассеивания импульса РСЭ и позволяет повысить надежность при воздействии РСЭ за счет снижения сопротивления и выравнивания потенциала по периметру охранный кольца и площади диода Шоттки.

Выводы

Таким образом, было установлено, что уменьшение коэффициента структуры *k* диодов Шоттки со стандартным охранным кольцом за счет увеличения глубины проникновения охранный кольца позволяет снизить долю отказов в результате снижения сопротивления свободной части эпитаксиального слоя и возникновения условий для пробоя в объеме полупроводника. Однако это может приводить к снижению пробивного напряжения диода Шоттки и к снижению выхода годных. Поэтому для повышения устойчивости диодов Шоттки к РСЭ напряжением до 14 кВ целесообразно использовать структуру с распределенным охранным кольцом, содержащую матрицу *p*-ячеек, что позволит снизить напряженность электрического поля в критических зонах активной структуры.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Кн. 1. — Москва: Мир, 1984. [Zi S. Fizika poluprovodnikovyykh priborov. Kn. 1. Moscow: Mir, 1984]
2. Попов С. Диоды Шоттки для преобразовательной техники // Электронные компоненты. — 2002. — № 3. — С. 35–38. [Popov S. // Elektronnyye komponenty. 2002. N 3. P. 35]
3. Laroche J. R., Ren F., Baik K. W. et al. Design of edge termination for GaN power Schottky diodes // Journal of Electronic materials. — 2005. — Vol. 34, N 4. — P. 370–374.
4. Anand Y., Crowe D. Latent ESD failures in Schottky barrier diodes. Electrical Overstress/Electrostatic Discharge Symposium Proceedings. — Orlando, Florida, 1999. — P. 160.
5. Pat. 6717229 US. Distributed reverse surge guard / Fabtech, Inc. — April 6, 2004.
6. Pat. 6078090 US. Trench-gated Schottky diode with integral clamping diode / Siliconix Technology C. V. — June 20, 2000
7. Pat. 4899199 US. Schottky diode with titanium or like layer contacting the dielectric layer / International Rectifier Corporation. — February 6, 1990.

8. Pat. 5027166 US. High voltage, high speed Schottky semiconductor device and method of fabrication / Sanken Electric Co., Ltd. — June 25, 1991.

9. Заявка Японии JP 2009059765. Schottky barrier diode, and manufacturing method thereof. — Panasonic corp, 2009.

10. Pat. 5258640 US. Gate controlled Schottky barrier diode / International Business Machines Corporation. — November 2, 1993.

11. Захаров Н. П., Багдасарян А. В. Механические явления в интегральных структурах. — Москва: Радио и связь, 1992. [Zakharov N. P., Bagdasaryan A. V. Mekhanicheskie yavleniya v integral'nykh strukturakh. Moscow: Radio i svyaz', 1992]

Дата поступления рукописи
в редакцию 05.06 2012 г.

Solodukha V. A., Turtsevich A. S., Solov'yov J. A., Rubtsevich I. I., Kerentsev A. F. **Improving the reliability of Schottky diodes under the influence of electrostatic discharges.**

Keywords: Schottky diode, potential barrier, electrostatic discharge.

Experimental studies of Schottky diodes with molybdenum barrier structure showed that resistance of the structures to electrostatic discharge depends on the design parameters, as well as on guard ring diffusion depth. It has been proven that to improve the reliability of Schottky diodes one should use the structures with distributed guard ring containing *p*-type cell matrix. This reduces the electric field strength in critical areas of the active structure due to potential balancing along the guard ring and the diode area perimeter.

The Republic of Belarus, Minsk, JSC «INTEGRAL».

Солодуха В. О., Турцевич А. С., Соловйов Я. О., Рубцевич І. І., Керенцев А. Ф. **Підвищення надійності діодів Шоттки при впливі розрядів статичної електрики.**

Ключові слова: діод Шоттки, потенційний бар'єр, розряд статичної електрики.

Дослідження діодів Шоттки з бар'єрною структурою на основі молибденової плівки показали, що стійкість структур до розрядів статичної електрики залежить від параметрів конструкції, а також від глибини охоронного кільця. Встановлено, що для підвищення надійності діодів Шоттки необхідно використовувати структури з розподіленим охоронним кільцем, яке являє собою матрицю осередків *p*-типу. Це дозволяє знизити напруженість електричного поля в критичних зонах активної структури за рахунок вирівнювання потенціалу по периметру охоронного кільця і площі діода.

Республіка Білорусь, м. Мінськ, ВАТ «ІНТЕГРАЛ».

УДК 535.215

К. ф.-м. н. А. В. СЕМЕНОВ, к. ф.-м. н. А. А. КОЗЛОВСКИЙ,
д. ф.-м. н. В. М. ПУЗИКОВ

Украина, г. Харьков, НТК «Институт монокристаллов»,
Институт монокристаллов НАНУ

E-mail: semenov@isc.kharkov.ua

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ $n\text{-SiC}/n\text{-Si}$

Исследован фотовольтаический эффект в изотипной гетероструктуре, образованной пленками нанокристаллического карбида кремния, осажденными на монокристаллические подложки из $n\text{-Si}$ (гетеропереход $n\text{-SiC}/n\text{-Si}$). Пленки получали методом прямого ионного осаждения. Для объяснения особенностей вольт-амперных и фотоэлектрических характеристик гетероструктуры $n\text{-SiC}/n\text{-Si}$ предложена модель, учитывающая присутствие в контактной области квантовых ям и потенциальных барьеров, обусловленных разрывами зон.

Ключевые слова: карбид кремния, фотовольтаический эффект, гетеропереход.

Основными проблемами, имеющимися сегодня в солнечной энергетике, являются повышение конверсионной эффективности и снижение стоимости солнечных элементов, а для устройств, функционирующих в космосе, — еще и повышение радиационной стойкости. Одним из самых перспективных материалов для солнечной энергетики может оказаться карбид кремния. Наряду с высокой радиационной стойкостью, устойчивостью к иным неблагоприятным факторам окружающей среды (тепловым, химическим и т. п.), немаловажным преимуществом использования SiC в солнечной электроэнергетике является большая, чем у кремния, ширина запрещенной зоны E_g . При создании двухслойной гетероструктуры SiC/Si излучение с энергией фотона $E_f > E_g(\text{SiC})$ поглощается в слое карбида кремния («верхней» части структуры), а излучение с $E_g(\text{Si}) < E_f < E_g(\text{SiC})$ — в слое кремния («нижней» части структуры). Это позволяет расширить поглощаемый спектр солнечной энергии и повысить интенсивность генерирования.

На сегодняшний день имеется ряд сообщений о создании фотоэлектропреобразователей на основе гетероструктуры $p\text{-SiC}/n\text{-Si}$ [1–3]. В зависимости от технологии получения гетероструктур и кристаллической структуры SiC эффективность фотоэлементов значительно варьируется: от 0,1% [1] для нанокристаллического SiC, полученного методом плазменного химического осаждения из пара, до 14% для нанокристаллического SiC, полученного химическим осаждением из пара с горячей нитью [2].

Следует отметить, что механизм возникновения фотовольтаического эффекта (ФВЭ) в гетеропереходе намного сложнее, чем в гомогенном $p\text{--}n$ -переходе. Кроме величины контактного поля E обедненного слоя, на параметры ФВЭ будут оказывать влияние и другие факторы, ха-

рактеризующие гетеропереход: разрывы в зоне проводимости ΔE_C и валентной зоне ΔE_V , возникновение заряженных состояний на границе раздела, туннелирование носителей и т. п. [4]. Исследованные в [1–3] анизотипные гетеропереходы характеризуются наибольшим значением контактной разности потенциалов V среди четырех возможных типов гетеропереходов: $p\text{-SiC}/n\text{-Si}$, $n\text{-SiC}/p\text{-Si}$, $p\text{-SiC}/p\text{-Si}$, $n\text{-SiC}/n\text{-Si}$ (в предположении одинакового уровня легирования). Эта особенность будет приводить к максимально возможной высоте потенциальных барьеров, создаваемых изгибами зоны проводимости и валентной зоны. При изменении типа проводимости любого из слоев гетероструктуры величины ΔE_C и ΔE_V остаются неизменными, тогда как величина E , определяемая разностью работ выхода, может изменяться очень значительно. Изменение зонной энергетической картины гетероперехода повлечет за собой изменение его фотоэлектрических характеристик и параметров. Поэтому представляет интерес исследование ФВЭ в изотипном гетеропереходе SiC/Si. Целью настоящей работы было получение гетероструктуры SiC/Si с электронным типом проводимости и изучение ее фотоэлектрических свойств. До настоящего времени возможности применения гетероструктур $n\text{-SiC}/n\text{-Si}$ в качестве фотоэлектропреобразователей не исследовались.

Технология получения гетероструктуры и методики исследования ФВЭ

Формирование гетероструктуры $n\text{-SiC}/n\text{-Si}$ выполняли осаждением пленок нанокристаллического карбида кремния (nc-SiC) на n -легированную монокристаллическую кремниевую подложку типа КЭФ 4 на установке прямого ионного осаждения [5]. Для генерации потока ионов углерода и кремния использовали вакуумно-дуго-

вой источник плазмы с холодным катодом из реакционноспеченного карбида кремния. Соотношение Si:C в потоке ионов составляло 1,12. Средняя энергия ионов углерода и кремния $\varepsilon \approx 120$ эВ. Для получения пленок карбида кремния с электронной проводимостью использовали способность карбида кремния к самолегированию. Поскольку избыток ионов кремния приводит к электронной проводимости, а ионов углерода — к дырочной [6], после формирования пленки SiC тип ее проводимости уточняли путем измерения термо-ЭДС.

В соответствии с ранее определенными технологическими условиями [7] были выращены пленки нанокристаллического карбида кремния ромбоэдрического политипа 21R. Выбор этого политипа обусловлен большей шириной запрещенной зоны, чем у кубического, и меньшими, чем у гексагональных политипов [7], температурами роста. Толщина пленок nc-21R-SiC варьировалась в диапазоне 200–1000 нм, средний размер нанокристаллитов, определенный ранее методами рентгеноструктурного и электронно-микроскопического анализов, составлял 10–15 нм [7].

На поверхности SiC формировали металлические контактные слои с последующим проведением процессов фотолитографии для создания рисунка необходимой конфигурации. В качестве металлического контакта использовали слой никеля толщиной $d_{Ni} = 0,1$ мкм, который создавался методом магнетронного напыления с последующим отжигом в вакууме. Затем методом термического напыления наносили слои титана ($d_{Ti} = 300$ Å) и золота ($d_{Au} = 1000$ Å) и гальванически осаждался слой золота ($d_{Au} = 1,5$ мкм). Перед процессом напыления проводилась химическая очистка пластин в органических растворителях. Для стравливания металлов использовались растворы специального состава. С целью улучшения качества контактного рисунка было проведено два процесса фотолитографии: по напыленному слою никеля до отжига контакта и по сформированным слоям титана и золота.

При исследовании ФВЭ в полученной гетероструктуре пленку освещали видимым полихроматическим излучением, источником которого являлась ксеноновая дуговая лампа. Фотовольтаические характеристики исследуемой гетероструктуры были измерены при освещенности 1800 лк. Величина нагрузочного сопротивления в измерительной цепи составляла 80 Ом. Для получения вольт-амперных характеристик исследованных гетероструктур на постоянном токе использовали обычный двухконтактный метод. При определении темновой ВАХ измерения проводили в условиях полного затемнения и при отсутствии источников тепла поблизости.

Диаграмма энергетических зон гетероперехода $n\text{-Si}/n\text{-21R-SiC}$

Для понимания физических процессов, приводящих к возникновению ФВЭ в исследуемой гетероструктуре, а также механизмов зарядового транспорта, обусловленного внешним электриче-

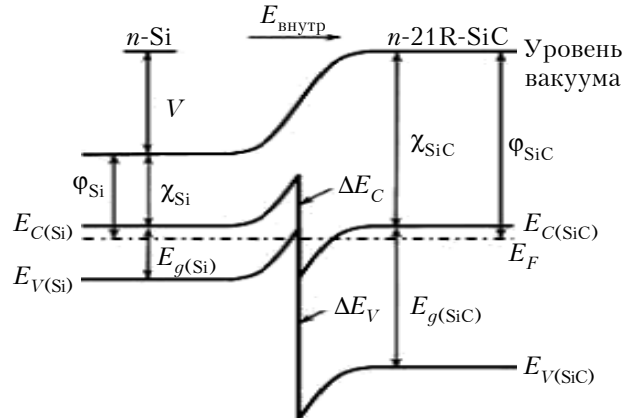


Рис. 1. Диаграмма энергетических зон гетероперехода $n\text{-Si}/n\text{-21R-SiC}$

ским полем, необходимо построить диаграммы энергетических зон гетероперехода $n\text{-Si}/n\text{-21R-SiC}$. Для построения такой диаграммы необходимы такие физические параметры, как ширина запрещенной зоны E_g и энергия электронного сродства χ материалов, формирующих гетеропереход. Для кремния $E_{g(Si)} = 1,1$ эВ, $\chi_{Si} = 1,4$ эВ [8], для карбида кремния $E_{g(SiC)} = 2,82$ эВ, $\chi_{SiC} = 3,5$ эВ [9].

Можно предложить следующую качественную энергетическую схему формирования гетероперехода $n\text{-Si}/n\text{-21R-SiC}$. Поскольку для материалов, образующих гетероструктуру, выполняется условие $\chi_{SiC} > \chi_{Si}$, то, учитывая, что при электронном легировании уровень Ферми E_F располагается вблизи дна зоны проводимости, можно сделать вывод, что работа выхода электронов ϕ в SiC будет больше, чем в Si, и поэтому электроны в контактном слое переходят из Si в SiC. Вследствие этого приконтактная область кремния заряжается положительно, а карбида кремния — отрицательно, и электрическое поле $E_{\text{внутр}}$ в контактном слое направлено от Si к SiC. Полярность внешнего электрического напряжения прямого смещения U , которое, по определению, должно уменьшать внутреннюю контактную разность потенциалов V и на ВАХ соответствует положительному значению U , будет положительной для SiC и отрицательной для Si.

Учитывая, что энергетические зазоры между уровнем Ферми и дном зоны проводимости в кремнии и карбиде кремния малы по сравнению с χ [8; 10, с. 416], можно оценить контактную разность потенциалов:

$$V = \phi_{SiC} - \phi_{Si} \approx \chi_{SiC} - \chi_{Si} = 2,1 \text{ эВ.}$$

Разрыв зоны проводимости составляет

$$\Delta E_C = \chi_{SiC} - \chi_{Si} = 2,1 \text{ эВ,}$$

а валентной зоны —

$$\Delta E_V = (E_{g(SiC)} - E_{g(Si)}) + (\chi_{SiC} - \chi_{Si}) = 3,8 \text{ эВ.}$$

С учетом этих расчетных параметров была построена диаграмма энергетических зон гетероперехода $n\text{-Si}/n\text{-21R-Si}$ (рис. 1).

Результаты эксперимента и их обсуждение

Вольт-амперные характеристики одной из полученных пленок приведены на рис. 2. Напряжение холостого хода U_{oc} положительно и

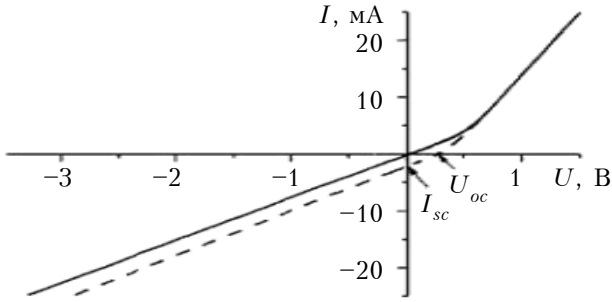


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики гетероструктуры $n\text{-Si}/n\text{-21R-SiC}$ в темноте (сплошная линия) и при освещении (пунктирная)

составляет 240 мВ, ток короткого замыкания I_{sc} равен 2 мА (при этом плотность тока короткого замыкания $j_{sc}=13 \text{ мА/см}^2$). Фактор заполнения вольт-амперной характеристики ff , определяемый как $\int_0^{U_{oc}} I(U) dU / (U_{oc} I_{sc})$, равен 52%.

Параметры U_{oc} , I_{sc} и ff характеризуют фотоэлектрическую эффективность полученного гетероперехода, и их значения сопоставимы со значениями соответствующих параметров современных фотоэлектрических материалов [11]. Характерными особенностями фотовольтаического эффекта во внешнем электрическом поле являются отсутствие влияния поля, соответствующего обратному смещению, на величину фото-ЭДС и исчезновение фото-ЭДС при прямом смещении. Зависимость $I(U < 0)$ линейна и для затемненной структуры, и при ее освещении.

Рассмотрим темновую ВАХ. Основными носителями заряда с обеих сторон рассматриваемого гетероперехода являются электроны. При прямом смещении гетероперехода барьером для электронов будет служить пик, образуемый изгибом зоны проводимости со стороны кремния (рис. 1). Внешнее электрическое поле прямого смещения понижает высоту этого пика. При обратном смещении барьером для электронов является разрыв зоны проводимости ΔE_C , который не зависит от величины приложенного поля. Различия в высоте этих барьеров приводят к асимметрии ВАХ. Независимость высоты барьера ΔE_C от внешнего поля является причиной линейности ВАХ при обратном смещении гетероперехода.

Фотоносители, возникающие при освещении гетероструктуры, в околосеконтактной области будут «скатываться» в потенциальные ямы: электроны — в квантовую яму в зоне проводимости со стороны SiC, дырки — в квантовую яму в валентной зоне со стороны Si. Дальнейшая их миграция путем туннелирования через потенциальный барьер невозможна из-за отсутствия разрешенных состояний для энергий, соответствующих дну потенциальных ям, по другую сторону барьера. Однако вследствие скопления дрейфующих фотоносителей противоположного знака в потенциальных ямах в приконтактной области в этой области будет возникать дополнительное электрическое поле. Причем направление этого

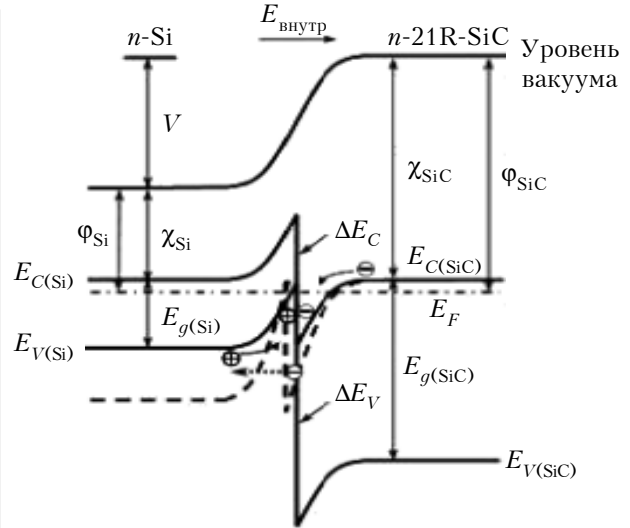


Рис. 3. Модель возникновения фото-ЭДС:

«— — —» — положение зоны проводимости под влиянием дополнительных электрических полей, создаваемых захваченными в квантовых ямах фотонесителями; «...» — туннелирование электронов из квантовой ямы; «- - -» — уровень Ферми

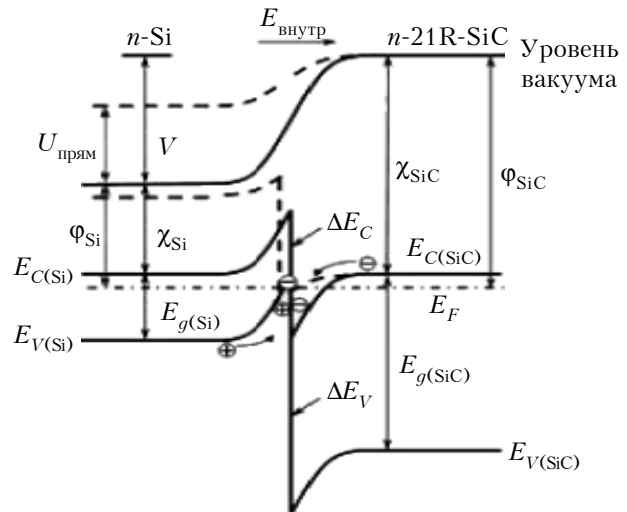


Рис. 4. Модель исчезновения фото-ЭДС:

«— — —» — энергетическая диаграмма гетероперехода $n\text{-Si}/n\text{-21R-SiC}$ в условиях прямого смещения

поля совпадает с направлением основного контактного поля гетероперехода, связанного с различиями в работах выхода электронов в полупроводниках. Возникновение дополнительного электрического поля будет приводить к результатам, аналогичным обратному смещению гетероперехода, т. е. к увеличению изгибов зон и опусканию краев зоны проводимости E_C и валентной зоны E_V кремния. В результате дно зоны проводимости кремния может оказаться ниже дна потенциальной ямы в зоне проводимости SiC (рис. 3). Такой процесс намного более вероятен для зоны проводимости и электронов, чем для валентной зоны и дырок. Это обусловлено тем, что в равновесных условиях энергетическое различие между энергией $E_{C(Si)}$ и дном потенциальной ямы для электронов в зоне проводимости SiC значительно меньше разности $E_{V(SiC)}$ и

энергии, соответствующей дну потенциальной ямы для дырок в валентной зоне кремния. Таким образом создаются условия для туннелирования фотоэлектронов из потенциальной ямы в SiC через барьер и дальнейшей их миграции вглубь кремниевого слоя. Это приводит к скоплению избыточного положительного заряда в слое SiC и отрицательного заряда в Si-слое, что соответствует положительному знаку фото-ЭДС.

При прямом смещении гетероперехода освещаемого образца изгибы зон уменьшаются, энергия края зоны проводимости в кремнии повышается, т. е. зонная картина становится подобна равновесной (рис. 4). А при таких условиях, когда уровень $E_{C(Si)}$ выше дна потенциальной ямы в зоне проводимости SiC, туннелирование электронов из квантовой ямы в область запрещенных энергий невозможно. Поэтому при прямом смещении гетероперехода фото-ЭДС исчезает, о чем свидетельствует отсутствие различий между ВАХ затемненной и освещенной пленки при $U > 0$ (рис. 2).

Обратное смещение гетероперехода за счет увеличения изгибов зон приводит к дополнительному понижению уровня $E_{C(Si)}$ и повышению $E_{C(SiC)}$, т. е. повысится «барьерная стена» квантовой ямы в зоне проводимости SiC справа. Однако это никак не скажется на характере туннелирования фотоэлектронов из квантовой ямы в область Si, поскольку величина барьера ΔE_C остается неизменной. Поэтому внешнее электрическое поле обратного смещения не влияет на величину фото-ЭДС, что подтверждается параллельностью ВАХ затемненной и освещенной пленки при $U < 0$.

Таким образом, показано, что изотипный гетеропереход между нанокристаллическим карбидом кремния и кремнием с электронной проводимостью можно использовать в качестве фотоэлектрореобразователя. Все наблюдаемые в эксперименте особенности вольт-амперных и фотоэлектрических характеристик обусловлены наличием квантовых ям и потенциальных барьеров в контактной области, связанных с разрывами энергетических зон.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Holt D. B., Napchan E., Reehal H., Toal S. SEM EBIC characterization of SiC/Si solar cells // Institute of Physics Conference Series. — 1999. — N 164. — P. 703–706.
2. Hsin-Yuan Mao, Dong Sing Wu, Bing-Rui Wu et al. Hot-wire chemical vapor deposition and characterization of p-type nanocrystalline SiC films and their use in Si heterojunction solar cell // Thin Solid Films. — 2012. — Vol. 520, N 6. — P. 2110–2114.
3. Shui-Yang Lien, Ko-Wei Weng, Jung-Jie Huang et al. Influence of CH_4 flow rate on properties of HF-PECVD a-SiC films and solar cell applications // Current Applied Physics. — 2011. — Vol. 11, N 1. — P. S21–S24.
4. Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы: Теория и эксперимент. — Москва: Энергоатомиздат, 1987. [Farenbrukh A., B'yub R. Solnechnye elementy: Teoriya i eksperiment. Moscow: Energoatomizdat, 1987]
5. Semenov A. V., Puzikov V. M., Dobrotvorskaya M. V. et al. Nanocrystalline SiC films prepared by direct deposition of

carbon and silicon ions // Thin Solid Films. — 2008. — Vol. 516, N 10. — P. 2899–2903.

6. Пасынков В. В., Сорокин В. С. Материалы электронной техники. — Москва: Высшая школа, 1999. [Pasynkov V. V., Sorokin V. S. Materialy elektronnoi tekhniki. Moscow: Vysshaya shkola, 1999]

7. Семенов А. В., Пузиков В. М., Е. П. Голубова и др. Низкотемпературное получение пленок карбида кремния различных политипов // Физика и техника полупроводников. — 2009. — Т. 43, № 5. — С. 714–718. [Semenov A. V., Puzikov V. M., E. P. Golubova i dr. // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. 2009. Vol. 43, N 5. P. 714]

8. Физические величины: Справочник / Под ред. И. С. Григорьевой, Е. З. Мейлихова. — Москва: Энергоатомиздат, 1991. [Fizicheskie velichiny: Spravochnik / Pod red. I. S. Grigor'eva, E. Z. Meilikhova. Moscow: Energoatomizdat, 1991]

9. Давыдов С. Ю. Об электронном сродстве политипов карбида кремния // Физика и техника полупроводников. — 2007. — Т. 41, № 6. — С. 718–720. [Davydov S. Yu. // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. 2007. Vol. 41, N 6. P. 718]

10. Неорганическое материаловедение: Энциклопед. изд. Т. 2, кн. 1. — Киев: Наукова думка, 2008. [Neorganicheskoe materialovedenie: Entsikloped. izd. T. 2, kn. 1. Kiev: Naukova dumka, 2008]

11. Martin A. Green, Keith Emery, Yoshihiro Hishikawa, Wilhelm Warta. Solar cell efficiency tables // Progress in Photovoltaics: Research and Applications. — 2011. — N 19. — P. 84–92.

Дата поступления рукописи
в редакцию 17.05 2012 г.

Semenov A. V., Kozlovskii A. A., Puzikov V. M. **Photoelectric properties of *n*-SiC/*n*-Si heterojunctions.**

Keywords: *silicon carbide, photovoltaic effect, heterojunction.*

Photovoltaic effect in isotype heterostructure formed by nanocrystalline silicon carbide films on single crystal *n*-Si substrates (*n*-SiC/*n*-Si heterojunction) was studied. The films were produced by direct ionic deposition method. The model that takes into account the quantum wells and potential barriers caused by band offsets was proposed to explain the current-voltage characteristics and photovoltaic properties of the heterostructure *n*-SiC/*n*-Si.

Ukraine, Kharkiv, STC "Institute for Single Crystals", Institute for Single Crystals NAS Ukraine

О. В. Семенов, А. А. Козловський, В. М. Пузіков. **Фотоелектричні властивості гетеропереходів *n*-SiC/*n*-Si.**

Ключові слова: карбід кремнію, фотовольтаїчний ефект, гетероперехід.

Досліджено фотовольтаїчний ефект в ізотипній гетероструктурі, утвореній плівками нанокристалічного карбиду кремнію, осадженими на монокристалічні підкладки з *n*-Si (гетероперехід *n*-SiC/*n*-Si). Плівки отримували методом прямого іонного осадження. Для пояснення особливостей вольт-амперних та фотоелектричних характеристик гетероструктури *n*-SiC/*n*-Si запропоновано модель, яка враховує присутність в контактній області квантових ям та потенційних бар'єрів, обумовлених розривами зон.

Україна, м. Харків, НТК «Інститут монокристалів», Інститут монокристалів НАНУ.

УДК 535.23:628.98:004.9:535-31:535.247

К. т. н. Ю. Г. ДОБРОВОЛЬСКИЙ

Украина, г. Черновцы, НПФ «Тензор»

E-mail: yuriydr@gmail.com

ФОТОДИОД НА ОСНОВЕ GaP С ПОВЫШЕННОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ В КОРОТКОВОЛНОВОЙ ОБЛАСТИ УФ-СПЕКТРА

Разработан алгоритм для компьютерного моделирования и анализа параметров, определяющих чувствительность фотодиодов с поверхностно-барьерной структурой на основе $n^+ - n - \text{GaP} - \text{SnO}_2(\text{F})$. Показано, что токовая монохроматическая чувствительность к излучению с длиной волны 250 нм у такой структуры может достигать 0,1–0,12 А/Вт.

Ключевые слова: фотодиод, фосфид галлия, компьютерное моделирование, чувствительность.

Фосфид галлия (GaP) — эффективный материал для создания фотодиодов с барьером Шоттки, чувствительных в ультрафиолетовой (УФ) области спектра, которая сегодня активно осваивается оптоэлектроникой. Этот материал практически прозрачен для оптического излучения с длиной волны более 0,5 мкм. Поэтому фотодиоды (ФД) на основе фосфида галлия не требуют применения сложных светофильтров для «отрезания» видимого и инфракрасного излучения. По сравнению с более эффективным с точки зрения чувствительности материалом — нитридом галлия, фосфид галлия имеет существенно меньшую стоимость, что позволяет ему оставаться актуальным на рынке ФД, чувствительных в ультрафиолетовой области спектра. Такие фотодиоды используются, в частности, при создании радиометров УФ-излучения. Особенностью работы ФД в этом случае является фотогальванический режим. ФД должен иметь широкий диапазон спектральной чувствительности (200–380 нм), высокую чувствительность к потокам УФ-излучения с мощностью до 10^{-4} Вт/м² и динамическим диапазоном не менее 7–8 порядков. Для этой цели наиболее эффективны фотодиоды на основе эпитаксиальных $n^+ - n$ -структур с концентрацией носителей в эпитаксиальном слое около 10^{16} см⁻³ [1]. В качестве активного электрода в них используется пленка металла (чаще всего — полупрозрачный слой золота) [2, 3] или тонкие проводящие слои ИТО (смесь SnO₂ и In₂O₃), а также FTO (слой SnO₂, легированный фтором) [4], которые можно получать методом пульверизации [5, 6]. При этом обеспечивается высокая чувствительность — до 0,2 А/Вт — к излучению с длиной волны 450 нм (в максимуме спектральной характеристики чувствительности). К недостаткам такой конструкции отно-

сится высокая неравномерность чувствительности по поверхности фоточувствительного элемента (более 10%) даже в случае нанесения пленки оксидов металлов магнетронным распылением. Причина такого явления состоит в том, что пленка начинает расти островками, и при толщине пленки менее 30 нм не удается получить слой равномерной толщины [7, 8]. По этой же причине до 30% изготовленных фотодиодов в каждом цикле бракуются по надежности. При этом чувствительность фотодиодов на длине волны около 250 нм составляет не более 0,05 А/Вт.

Целью данной работы является оптимизация конструкции фотодиодов на основе $n^+ - n - \text{GaP} - \text{SnO}_2(\text{F})$ для увеличения токовой монохроматической чувствительности к излучению с длиной волны 250 нм.

Предварительная оценка конструкции и технологии нового фотодиода проводилась с помощью программного продукта [9], предназначенного для поиска путей повышения чувствительности ФД, работающих в фотодиодном режиме. Сравнение результатов расчетов с результатами измерений токовой монохроматической чувствительности на длине волны 450 нм показало, что, несмотря на эффективность предлагаемого в [9] метода оптимизации, он не в полной мере подходит для случая, когда фотодиод работает в фотогальваническом режиме. И хотя несложными доработками его можно адаптировать к данному режиму, он все же не предусматривает случая, когда ФД сформирован на основе эпитаксиальной структуры. Кроме того, в алгоритме не предусмотрен и расчет влияния оптических свойств поверхности ФД на его чувствительность. Поверхность фотодиода можно рассматривать как последовательное соединение минимум трех сред: воздуха,

просветляющего покрытия и поверхности полупроводника.

В нашем случае в рабочем диапазоне длин волн (200–500 нм) практически полное поглощение (до 86%) оптического излучения, попавшего в слой полупроводника, происходит в слое толщиной до 1,5 мкм [9]. Именно поэтому наиболее эффективной является конструкция ФД на основе эпитаксиальной структуры n^+-n -типа, в которой рабочим слоем, поглощающим оптическое излучение, является высокоомный слой n -типа, расположенный на низкоомной подложке.

Для определения максимально возможного в этом случае значения чувствительности воспользуемся подходом, изложенным в [10], где предложено для обеспечения максимальной чувствительности фотодиодной структуры обеспечить выполнение системы неравенств, в состав которых входят основные параметры конструкции ФД и физические параметры материала.

Основной вклад в фотосигнал в такой структуре вносят неосновные носители заряда, потому определяющей величиной будет диффузионная длина дырок L_p . Следует отметить, что ширину области сбора фотогенерированных носителей заряда определяет не только L_p , но и ширина области объемного заряда в эпитаксиальном слое x_0 , созданного барьером между полупроводником и слоем проводящего оксида металла.

Концентрация примеси в эпитаксиальном слое толщиной $h_{эс}$ экспоненциально уменьшается от границы раздела «подложка — эпитаксиальный слой» в результате процессов автолегирования [11]. Потому распределение напряженности электрического поля в слое обусловлено профилем распределения концентрации примесей [12]. Глубину распространения этого поля (h) также необходимо учитывать при расчете $h_{эс}$. Таким образом, толщину эпитаксиального слоя можно определить из условия

$$x_0 < h_{эс} \leq L_p + x_0 + h. \quad (1)$$

Очевидно, что низкоомная подложка эпитаксиальной структуры не должна влиять на чувствительность прибора. Выполнение этого требования обеспечивается неравенством

$$L_p < h_{эс} - x_0. \quad (2)$$

Для обеспечения сбора носителей заряда, генерируемых коротковолновым оптическим излучением, необходимо, чтобы ширина области объемного заряда x_0 в высокоомном слое была больше глубины поглощения такого излучения, которая в свою очередь определяется коэффициентом поглощения этого излучения α_λ и которая меньше диффузионной длины неосновных носителей заряда (в нашем случае — дырок). Эти требования обеспечиваются выполнением условия

$$\alpha_\lambda < x_0 \leq L_p. \quad (3)$$

Условие (1) определяет область сбора носителей, которые генерируются в фотодиоде длинноволновой составляющей излучения, выполнение (2) обеспечивает изоляцию высокоомного эпитаксиального слоя от влияния носителей заряда, генерируемых в низкоомной подложке эпитаксиальной структуры, условие (3) позволяет учитывать вклад коротковолновой составляющей спектра падающего излучения.

Для обеспечения максимальной чувствительности ФД, кроме вышеперечисленных процедур, необходимо учесть явление отражения потока оптического излучения от поверхности оптически прозрачного проводящего электрода из оксида металла и от поверхности раздела пленки оксида металла и полупроводника (фосфида галлия). Правильный подбор толщины токопроводящей пленки (например, SnO_2) позволяет свести к минимуму потери фототока, связанные с тем, что часть потока оптического излучения, способного генерировать в полупроводнике неосновные носители заряда, отражается от поверхности оксида металла и от поверхности полупроводника. Толщина слоя оксида металла d подбирается такой, чтобы разность фаз ϕ излучения при двойном прохождении слоя была кратна $(2n+1)\pi$, то есть

$$d = \lambda(2n+1)/4, \quad (4)$$

где n — показатель преломления пленки оксида металла. В таком случае волны, отраженные от границ раздела «пленка — воздух» и «пленка — полупроводник», находятся в противофазе и подавляют друг друга [13, с. 426–430].

Следует учесть также площадь фоточувствительного элемента, поскольку от нее может зависеть величина фототока в случае, когда освещается вся площадка фотодиода:

$$I_{ph} \equiv \frac{S_{I\phi} P}{F} \quad \text{или} \quad I_{ph} F \equiv S_{I\phi} P, \quad (5)$$

I_{ph} — удельное значение фототока, генерируемого единичной площадкой, которая обеспечивает чувствительность S_{int} ;

$S_{I\phi}$ — токовая интегральная чувствительность, обусловленная интегральным потоком P оптического излучения, падающего на фотодиод;

F — площадь фоточувствительного элемента, освещаемая падающим на фотодиод оптическим излучением.

Объединение предложенных выражений (1)–(5) в систему позволяет оптимизировать конструкцию фотодиодов, которые работают в фотогальваническом режиме, для обеспечения максимальной чувствительности.

Используя полученные в [14] результаты, можно также оценить токовую монохроматиче-

скую чувствительность $S_{i\lambda}$ пленки толщиной d на определенной длине волны:

$$S_{i\lambda} = (1 - R_{i\lambda}) \frac{e_0 \gamma_{\lambda} \lambda}{hc} (1 - \exp(-\alpha_{\lambda} x_0)) / d =$$

$$= (1 - R_{i\lambda}) \frac{4e_0 \gamma_{\lambda}}{hc(2n + 1)} (1 - \exp(-\alpha_{\lambda} x_0)), \quad (6)$$

где $R_{i\lambda}$ — коэффициент отражения от структуры «воздух — оксид — полупроводник» для заданной длины волны;

e_0 — заряд электрона;

γ_{λ} — коэффициент использования фототока (внутренний квантовый выход);

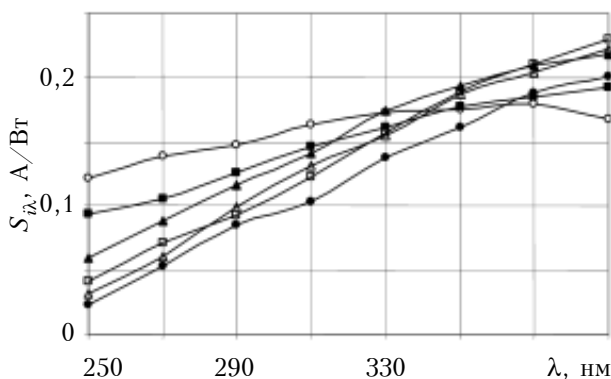
h — постоянная Планка;

c — скорость света в вакууме;

α_{λ} — коэффициент поглощения излучения с заданной длиной волны в полупроводнике.

Анализ полученных уравнений и неравенств (1)–(6), проведенный с помощью MS Office Excel 2003, показал, что максимальные значения чувствительности на длине волны 250 нм могут достигать 0,1–0,12 А/Вт при обеспечении толщины слоя диоксида олова, легированного фтором, около 20–30 нм. При расчете были использованы значения α_{λ} , γ_{λ} , $R_{i\lambda}$ и n , приведенные в [6]. Величина x_0 оценивалась в 0,1–0,3 мкм исходя из того, что фотодиод должен работать в фотогальваническом режиме без электрического смещения, и ширина области объемного заряда в этом случае обусловлена потенциальным барьером между слоем оксида металла и подложкой из GaP.

Как видно из результатов анализа, представленных на рисунке, наилучшие значения чувствительности можно получить при толщине пленки 20 нм. Однако это очень непростая технологическая задача, требующая сложного оборудования, к тому же пленка диоксида олова такой толщины очень плохо ложится на под-



Зависимость токовой монохроматической чувствительности фотодиода от длины волны излучения при разной толщине пленки $\text{SnO}_2(\text{F})$ (в нм):

○ — 20; ■ — 30; ▲ — 40; □ — 50; △ — 60; ● — 70

ложку ровным слоем. Лучшие из известных аналогов обладают на длине волны 250 нм токовой монохроматической чувствительностью 0,08–0,07 А/Вт. Причина такого явления, как указывалось выше, — маленькие островки, на которых начинается рост пленки, а также влияние плотности поверхностных состояний на границе «полупроводник — оксид металла». В предложенном расчете этот показатель — плотность поверхностных состояний на поверхности эпитаксиальной структуры фосфида галлия — не учитывается, и аналитический учет этого фактора требует дальнейших исследований.

Как известно, по физической природе различают четыре основных типа поверхностных состояний [15–17], которые так или иначе связаны с наличием дополнительного заряда, имеющегося на поверхности полупроводника или в его объеме в непосредственной близости от поверхности. Особенностью же эпитаксиальной структуры является то, что она создается в условиях естественного роста пленки полупроводника. При условии, что эта поверхность не нарушается перед нанесением барьерного слоя, наличие в ней поверхностных состояний по Тамму и Шокли маловероятно. Два других типа поверхностных состояний связаны практически с качеством технологической обработки поверхности эпитаксиального слоя (как правило — химико-динамической) перед нанесением проводящего электрода (барьерного слоя).

Наилучшие образцы фотодиодов типа $n^+ - n - \text{GaP} - \text{SnO}_2(\text{F})$, полученные в [7], обладают токовой монохроматической чувствительностью до 0,12 А/Вт на длине волны 250 нм при наличии просветляющего покрытия, рассчитанного на длину волны 300 нм, что учитывается в нашем случае уравнениями (1)–(3) и (6). Анализ представленных результатов показывает, что модифицированная система уравнений и неравенств позволяет более точно, чем в [7, 8], оценивать токовую монохроматическую чувствительность фотодиодов на основе эпитаксиального фосфида галлия. Кроме того, она позволяет получать оптимальные комбинации как конструктивных параметров структуры, так и фотоэлектрических свойств полупроводника и барьерного слоя для достижения максимальной токовой монохроматической чувствительности в коротковолновой области УФ-спектра оптического излучения.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Малик А. И., Грушка Г. Г. Оптоэлектронные свойства гетеропереходов окисел металла-фосфид галлия // Физика и техника полупроводников. — 1991. — Т. 25, вып. 10. — С. 1891–1895. [Malik A. I., Grushka G. G. // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. 1991. T. 25, iss. 10. P. 1891]

2. Анисимова И. Д., Стафеев В. И. Фотоприемники ультрафиолетового диапазона на основе широкозонных соединений A_3B_5 // Прикладная физика. — 1999. — Вып. 2. — С. 41–44. [Anisimova I. D., Stafeyev V. I. // Prikladnaya fizika. 1999. Iss. 2. P. 41]

3. Проспект фирмы «Hamamatsu Photonics K.K.» электронный ресурс. Режим доступа: <http://sales.hamamatsu.com/en/products/solid-state-division/compound-semiconductors/gaasp-gap/conductlist.php?&overview=13157904&view=productlist#productlist>

4. Malik A., Seco A., Fortunator E. et al. A new high ultraviolet sensitivity FTO-GaP Schottky photodiode fabricated by spray pyrolysis // *Semicond. Sci. Technol.* — 1998. — N 13. — P. 102–107.

5. Патент № 7145 України на корисну модель. Спосіб виготовлення поверхнево-бар'єрного фотодіоду / Шабашкевич Б. Г., Піроженко С. І., Добровольський Ю. Г. — 2005. — Бюл. № 6. [Patent № 7145 Ukrayini na korisnu model'. Spisib виготовлення поверхнево-бар'єрного фотодіоду / Shabashkevich B. G., Pirozhenko S. I., Dobrovol'skii Yu. G. 2005. Bull. N 6]

6. Биксей М. П., Добровольський Ю. Г., Шабашкевич Б. Г. Фотоприємник ультрафіолетового излучения на основе фосфида галлия // *Прикладная физика.* — 2005. — № 4. — С. 97–100. [Biksei M. P., Dobrovol'skii Yu. G., Shabashkevich B. G. // *Prikladnaya fizika.* 2005. N 4. P. 97]

7. Dobrovolskiy Yu. G., Perevertaylo V. L., Shabashkevich B. G., Pidkamin L. J. Clarifying coverages on the basis of tapes SnO_2 , SiO_2 , Si_3N_4 for photodiodes of ultraviolet and visible range // *SPIE Proc.* 2009. — Vol. 7388. — P. 63–69.

8. http://spie.org/x648.html?product_id=855112, Yu. Dobrovolskiy, L. Pidkamin and G. Prokhorov, «Photodiodes on the basis of gallium phosphide with increased sensitivity at a wavelength of 254 nm», *Proc. SPIE* 8338, 83380N (2011); doi:10.1117/12.920931 http://spie.org/x648.html?product_id=920931.

9. Воробець Г. І., Воропаєва С. Л., Добровольський Ю. Г., Іванушак М. Н. Алгоритм і програмне забезпечення оптимізації технічних параметрів фотодетекторів // *Науковий вісник Чернівецького університету: Збірник наук. праць.* — Вип. 446: Комп'ютерні системи та компоненти. — 2009. — С. 112–116. [Vorobets' G. I., Voropaeva S. L., Dobrovol'skii Yu. G., Ivanushak M. N. Algoritm i programne zabezpechennya optimizatsiyi tekhnichnikh parametriv fotodetektoriv // *Naukovii visnik Chernivets'kogo universitetu: Zbirnik nauk. prats'.* Iss. 446: Komp'yuterni sistemi ta komponenti. 2009. P. 112]

10. Добровольський Ю. Г. Фотодиод, устойчивый к фоновому освещению // *Sensor Electronics and Microsystem Technologies.* — 2006. — № 4. — С. 33–37. [Dobrovol'skii Yu. G. // *Sensor Electronics and Microsystem Technologies.* 2006. N 4. P. 33]

11. Джафаров Т. Д. Дефекты и дефектоскопия в эпитаксиальных слоях. — Москва: Наука, 1978. [Dzhafarov T. D. Defekty i defektoskopiya v epitaksial'nykh sloyakh. Moscow: Nauka, 1978]

12. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников Л. Г. Физика полупроводников. — Москва: Наука, 1977. [Bonch-Bruevich V. L., Kalashnikov L. G. *Fizika poluprovodnikov.* Moscow: Nauka, 1977]

13. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Том IV. Оптика. — Москва: Физматлит, 2005. [Sivukhin D. V. *Obshchii kurs fiziki. Tom IV. Optika.* Moscow: Fizmatlit, 2005]

14. Добровольський Ю. Г., Комаров Е. В., Биксей М. П. Двухспектральный фотоприемник // *Технология и конструирование в электронной аппаратуре.* — 2005. — № 3. — С. 18–22. [Dobrovol'skii Yu. G., Komarov E. V., Biksei M. P. // *Tekhnologiya i Konstruirovanie v Elektronnoi Apparature.* 2005. N 3. P. 18]

15. Nicollian E. H., Brews J. R. MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology. — New York: Wiley, 1982.

16. Sah C.-T. Fundamentals of solid-state electronics. — World Scientific, 1991.

17. Гуртов В. А. Твердотельная электроника: Учеб. пособие. — Москва, 2005. [Gurtov V. A. *Tverdotel'naya elektronika: Ucheb. posobie.* Moscow, 2005]

*Дата поступления рукописи
в редакцию 15.06 2012 г.*

Dobrovol'skii Yu. G. Photodiode based on GaP sensitized to short-wave region of UV spectrum.

Keywords: photodiode, gallium phosphide, computer design, sensitivity.

An algorithm for the simulation and analysis of the parameters that determine the sensitivity of the photodiode surface-barrier structures based on $n^+ - n$ -GaP — $\text{SnO}_2(\text{F})$ has been developed. It has been shown that the monochromatic current sensitivity to radiation at wavelength of 250 nm in such a structure can reach 0,1–0,12 A/W.

Ukraine, Chernovtsi, SPF «Tensor».

Добровольський Ю. Г. Фотодіоди на основі GaP з підвищеною чутливістю у короткохвильовій області УФ-спектра.

Ключові слова: фотодіод, фосфід галію, комп'ютерне моделювання, чутливість.

Розроблено алгоритм для комп'ютерного моделювання та аналізу параметрів, що визначають чутливість фотодіодів з поверхнево-бар'єрною структурою на основі $n^+ - n$ -GaP — $\text{SnO}_2(\text{F})$. Показано, що струмова монохроматична чутливість до випромінювання з довжиною хвилі 250 нм у такій структурі може досягати 0,1–0,12 А/Вт.

Україна, м. Чернівці, НПФ «Тензор».

УДК 621.315.592+621.384.2

К. т. н. Ю. Н. БОБРЕНКО, д. ф.-м. н. В. Н. КОМАЩЕНКО, Н. В. ЯРОШЕНКО,
Г. И. ШЕРЕМЕТОВА, к. ф.-м. н. Б. С. АТДАЕВ

Украина, г. Киев, ИФП им. В. Е. Лашкарёва НАНУ

E-mail: sheremet@isp.kiev.ua

ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИМЕСИ В БАЗЕ НА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫХ УФ-ФОТОПРИЕМНИКОВ

Изучены спектральные, вольт-фарадные и вольт-амперные характеристики тонкопленочных поверхностно-барьерных структур на основе соединений A^2B^6 с разным распределением концентрации носителей в области пространственного заряда, перспективных для использования в качестве ультрафиолетовых фотоприемников.

Ключевые слова: поверхностно-барьерные структуры, соединения A^2B^6 , УФ-фотоприемник, спектральные характеристики, ВФХ, ВАХ.

В последнее десятилетие стремительно развивается физика широкозонных полупроводников, неразрывно связанная с техническим прогрессом современной фотоэлектроники. Проблемы регистрации и измерения дозы ультрафиолетового излучения, особенно его наиболее биологически активной части с длиной волны $\lambda = 0,20 - 0,26$ мкм, вынуждают искать новые и совершенствовать имеющиеся способы создания приборов, работающих с жестким УФ-излучением и обладающих большой площадью. Такие приборы необходимы для медицины, мониторинга окружающей среды, военного дела и др. К перспективным материалам здесь следует отнести широкозонные соединения GaN, SiC, ZnO, ZnS, GaP, CdS, ZnSe и др., изготовленные по тонкопленочной технологии.

Уменьшение затрат на изготовление УФ-фотоприемников (**ФП**) — необходимое условие для создания их массового производства. К сравнительно недорогим ФП относятся приемники с гетеропереходами (**ГП**) $p\text{-Cu}_x\text{S}/n\text{-ZnS}/n\text{-CdSe}/\text{Mo}$ и $p\text{-Cu}_x\text{S}/n\text{-ZnSe}/n\text{-CdSe}/\text{Mo}$, созданные по тонкопленочной вакуумной технологии, где омическим контактом к широкозонному материалу служит структура с узкозонным полупроводником CdSe/Mo, а составляющая гетероперехода $p\text{-Cu}_{1,8}\text{S}$ — стабильная фаза сильновырожденного полупроводника. Качество тонкопленочных ФП с нанометровыми слоями ZnS зависит от технологии изготовления базового слоя CdSe, а также переходного слоя $(\text{ZnS})_{1-x}(\text{CdSe})_x$ толщиной в несколько нанометров, служащего основой для выращивания ZnS.

Целью настоящей работы было исследование влияния распределения концентрации носителей заряда в области пространственного заряда (**ОПЗ**) узкозонного полупроводника CdSe и условий формирования переходного слоя $(\text{ZnS})_{1-x}(\text{CdSe})_x$ на фотоэлектрические и электрофизические параметры УФ ФП.

Для исследования были изготовлены две партии ФП $p\text{-Cu}_x\text{S}/n\text{-ZnS}/n\text{-CdSe}/\text{Mo}$ с различным распределением концентрации носителей в ОПЗ CdSe. Образцы имели одинаковую толщину $L = 5$ мкм, площадь $S = 20$ мм² с фотоактивным слоем ZnS, полученным в одинаковых технологических условиях. Концентрация носителей заряда — ионизированных доноров N_d^+ и акцепторов N_a^- — в слое ОПЗ CdSe в образцах первой партии (образец 1) не зависела от координаты, в образцах второй партии (образец 2) — зависела.

Базовые слои ФП изготавливали по технологии, описанной в [1]. Отметим только, что нанесение слоев происходило без специального легирования в вакууме не хуже 10^{-5} мм рт. ст. в едином технологическом цикле с использованием закрытого кварцевого реактора с подогреваемыми стенками. Необходимая концентрация электрически активных центров достигалась подбором степени пересыщения осаждаемых паров в камере смешивания и температуры подложки.

Особая роль уделялась переходным варизонным прослойкам $(\text{ZnS})_{1-x}(\text{CdSe})_x$ толщиной несколько нанометров с целью уменьшения влияния дефектов на границе раздела двух фаз ZnS и CdSe и, как следствие, уменьшения потерь на рекомбинацию. Толщина слоя ZnS контролировалась по «свидетелю» и подбиралась из расчета максимального поглощения этим слоем УФ-излучения с энергией фотонов 4–6 эВ и составляла 100–150 нм.



Рис. 1. АСМ-изображение поверхности структуры $p\text{-Cu}_x\text{S}/n\text{-ZnS}/n\text{-CdSe}/\text{Mo}$ (10×10×1 мкм)

Пленка $p\text{-Cu}_x\text{S}$ наносилась в вакууме взрывным методом, имела толщину 30–50 нм и обладала хорошей сплошностью на текстурированной поверхности ZnS. Изображение поверхности одного из образцов, полученное на атомном силовом микроскопе, показано на **рис. 1**.

Контактная разность потенциалов U_k в ГП $p\text{-Cu}_x\text{S}/n\text{-ZnS}/\text{CdSe}$ определялась работой выхода трех используемых полупроводников и ионизированных зарядов на границах раздела. Основную роль в формировании ОПЗ играет распределение концентрации носителей заряда в слое CdSe. Тонкий слой ZnS и переходная область $(\text{ZnS})_{1-x}(\text{CdSe})_x$ также заметно влияют на ОПЗ слоя CdSe, и могут как понижать, так и повышать U_k . Следовательно, распределение концентрации ионизированных зарядов влияет на фотоэлектрические и электрофизические характеристики, а также на чувствительность ГП и в длинноволновой, и в коротковолновой областях спектра.

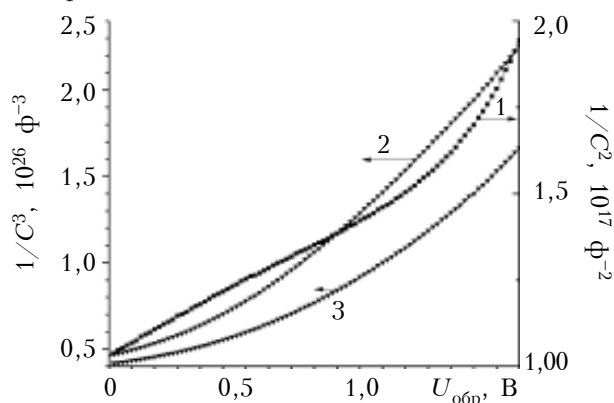


Рис. 2. Вольт-фарадные характеристики образца 1 (1) и образца 2 (2, 3 – прямая и обратная ветви гистерезиса соответственно)

Распределение носителей заряда изучалось по вольт-фарадной характеристике (**ВФХ**). На **рис. 2** показаны ВФХ для образцов двух партий в координатах $1/C^2$ и $1/C^3$ от напряжения обратного смещения $U_{обр}$. Следует отметить, что емкость исследуемых структур сложным образом зависит от частоты тестирующего сигнала и величины обратного тока, проходящего через структуру, а также скорости изменения величины напряжения. Частота тестирующего сигнала была равна 5 кГц, смещение подавалось автоматически с амплитудой сигнала 0,04 В и увеличивалась с шагом 0,02 В. На емкость влияет время перезарядки «глубоких» уровней, находящихся в ОПЗ [2, с. 118]. Поскольку ОПЗ состоит из двух последовательно расположенных частей, имеющих различную концентрацию доноров и диэлектрическую проницаемость, результирующая емкость равна

$$C = (C_d C_w) / (C_d + C_w) = C_w / (1 + C_w / C_d), \quad (1)$$

где C_w , C_d – емкость слоев CdSe и ZnS, соответственно.

Пренебрегая влиянием поверхностных зарядов на границах разделов и учитывая, что емкость C_d слабо меняется с изменением обратного напряжения и что она больше C_w , можно с незначительными поправками при обратных смещениях положить

$$C \approx C_w.$$

ВФХ образца 1 (**рис. 2**, кривая 1) в координатах $1/C^2$ от $U_{обр}$ в диапазоне напряжений до 1,5 В имела вид прямой, что характерно для резкого перехода. При напряжениях $U_{обр} > 1,5$ В на ток смещения накладывается туннельный ток, производная $d(1/C^2)/d(U_{обр})$ растет, а также оказывают влияние потенциальные барьеры на границах кристаллитов. Концентрация доноров в слое CdSe для образца 1, найденная из зависимости $d(1/C^2)/d(U_{обр})$ при $U_{обр} < 1,5$ В, составляла $1,02 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Исследования вольт-фарадных свойств образца 2 показали наличие гистерезиса, что характерно для структур с множеством глубоких уровней. Анализ кривых 2 и 3 на **рис. 2** показывает, что распределение концентрации носителей заряда в ОПЗ имеет сложный характер и ее оценка вызывает определенные трудности.

Последовательное сопротивление базы R_b для образцов 1 и 2 составило, соответственно, 2500 и 2620 Ом. Для образца 1 без слоя ZnS, полученного при тех же условиях, $R_b = 800$ Ом. Следовательно, R_b слоя ZnS составляет 1700 Ом. Эти данные позволили найти подвижность μ в поликристаллическом слое CdSe при толщине слоя 5 мкм, которая составила $1,56 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, и оценить концентрацию носителей в слое ZnS образца 2. Концентрация доноров в слое ZnS толщиной 150 нм составила приблизительно $(1,05 - 1,15) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при подвижности электронов $19,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ [3, стр. 112]. Низкую подвижность носителей в CdSe можно объяснить влиянием барьеров на межкуристаллических границах.

Для анализа представленных ниже ВАХ рассмотрим приведенную на **рис. 3** энергетическую зонную диаграмму. Для упрощения изгиб зон, который неизбежно присутствует в CdSe, здесь не показан. Стрелки указывают направления туннельно-рекомбинационных (3) и термоэмиссионных (4) токов через ГП при прямых смещениях. Из рассмотрения диаграммы можно предположить, что эмиссионный ток при прямом смещении определяется только электронной составляющей тока I . Поскольку разрыв валентной зоны больше, чем зоны проводимости ($\Delta E_v > \Delta E_c$), ток определяется либо термоэмиссией электронов из CdSe, либо перекрестным туннелированием и рекомбинацией на уровнях в ОПЗ. В случае «прямых» зон (при $U > 0,6$ В) ток определяется сопротивлениями базы и перехода.

Следует отметить, что механизмы прохождения токов через ГП зависят от температуры. Исследования показали, что при низких температурах преобладают туннельные токи, при высо-

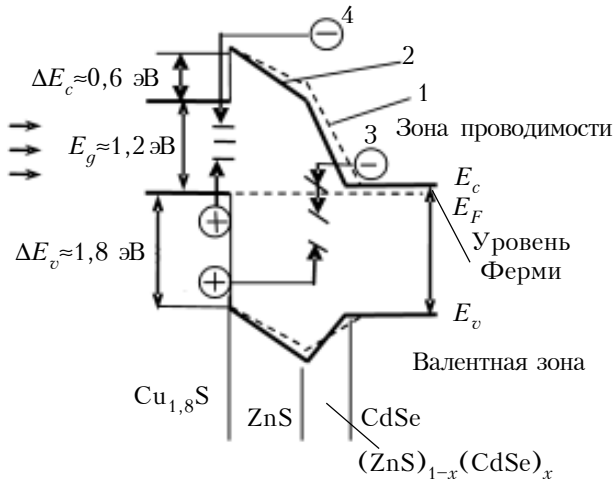


Рис. 3. Энергетическая зонная диаграмма ФП $\text{Cu}_x\text{S}/n\text{-ZnS}/n\text{-CdSe}/\text{Mo}$: 1 — ОПЗ образца 1; 2 — ОПЗ образца 2; 3 — туннельно-рекомбинационный ток по глубоким уровням; 4 — термоэмиссионные токи

ких — к туннельным токам добавляются термоэмиссионные. Измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) проводились в вакуумной ячейке, охлаждаемой водой постоянной температуры ($T=293\text{ K}$). При комнатной температуре в двух образцах преобладают туннельно-рекомбинационные токи с участием уровней в ОПЗ и на границе раздела. (Зависимость ВАХ от температуры в данной работе не рассматривается.) Туннелирование электронов происходит из зоны проводимости CdSe или дырок из валентной зоны Cu_xS на незанятые уровни в ОПЗ с возможной рекомбинацией на этих уровнях (см. рис. 3, поз. 3). Туннельный ток определяется плотностью концентраций носителей на глубоких уровнях, напряженностью поля и энергетическим положением уровней, на которые может туннелировать электрон или дырка. Зависимость тока от напряжения и температуры носит экспоненциальный характер [3]:

$$I = I_0 [\exp(AT)] [\exp(B(U-IR_0))-1],$$

а при постоянной температуре

$$I = I_t [\exp(B(U-IR_0))-1],$$

где I_0 , I_t — токи насыщения диодов, соответственно, не зависящие и зависящие от температуры;

A — коэффициент, слабо зависящий от температуры диода;

B — коэффициент, зависящий от механизма туннелирования носителей по глубоким уровням в зоне и от количества уровней в зоне.

Как видно из рис. 4, а, зависимость $\lg I$ от напряжения при прямом смещении U для образца 1 сублинейна, что объясняется увеличением рекомбинации в переходном слое $(\text{ZnS})_{1-x}(\text{CdSe})_x$. Ток этого образца определяется туннельно-рекомбинационной компонентой с током насыщения $5,5 \cdot 10^{-6}\text{ A}$ и коэффициентом $B = 3,3$.

Кривая зависимости $\lg I$ от напряжения при прямом смещении U для образца 2 имеет излом при $U=0,45\text{ V}$, что указывает на два параллельно идущих механизма протекания тока. При $U<0,45\text{ V}$ в прохождении тока участвуют центры рекомбинации в прослойке $(\text{ZnS})_{1-x}(\text{CdSe})_x$ и в ОПЗ CdSe. Для этого участка $I_t=4,4 \cdot 10^{-6}\text{ A}$, $B=5,07$. При $U>0,45\text{ V}$ второй участок кривой 2 имеет большее значение $d(\lg I)/dU$ и здесь $I_t=9,6 \cdot 10^{-8}\text{ A}$, $B=4,5$. Низкое значение I_t в этом случае обусловлено сменой механизма прохождения тока. Учитывая, что на ВФХ образца 2 наблюдается гистерезис при смене направления измерения, можно предположить, что в данном образце при $U>0,45\text{ V}$ больше проявляется термоэмиссионная составляющая тока, что подтверждается проведенными температурными измерениями. Таким образом, можно считать, что при комнатной температуре в образце 2 при $U<0,45\text{ V}$ преобладает туннельно-рекомбинационный механизм токопрохождения, а при $U>0,45\text{ V}$ на него накладывается термоэмиссионный. Поскольку излом имеется только на ВАХ образца с градиентом концентрации носителей при напряжении $0,45\text{ V}$, которое приближенно совпадает с диф-

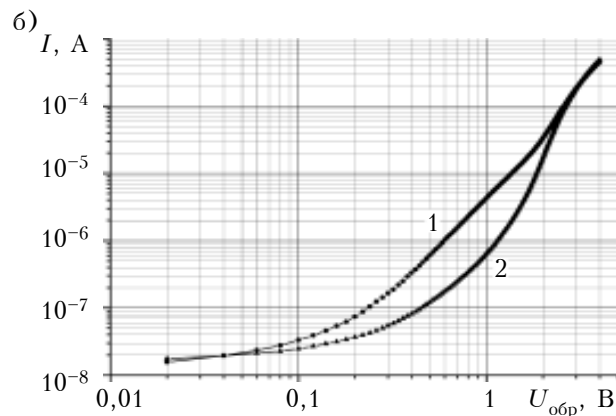
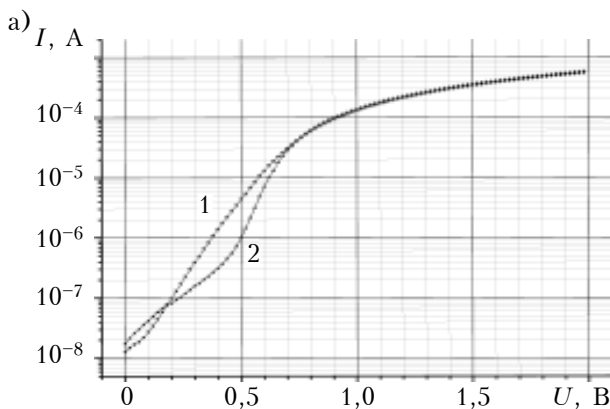


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики первого (1) и второго (2) образцов при прямом (а) и обратном (б) напряжении смещения

фузионным потенциалом в CdSe, когда влиянием ОПЗ CdSe можно пренебречь (прямые зоны), различие в характере ВАХ двух образцов можно объяснить различием значений энергетической концентрации рекомбинационных центров в прослойке $(\text{ZnS})_{1-x}(\text{CdSe})_x$ и толщины этой прослойки. В образце 1 этот слой содержит больше рекомбинационных центров и, исходя из технологических условий осаждения, имеет меньшую толщину.

Как следует из рис. 4, б, где показаны токи обратносмещенных переходов, при $U_{\text{обр}} < 2,5$ В в обоих образцах наблюдается туннельно-рекомбинационный механизм прохождения тока: здесь темновой ток образца 2 меньше, чем образца 1. Как показывают температурные измерения, при $U_{\text{обр}} > 2,5$ В в обоих образцах преобладает механизм «мягкого» туннельного пробоя, в отличие от туннельного пробоя, имеющего точку излома на ВАХ (как в туннельных диодах). Участок кривой ВАХ образца 1 в диапазоне $U_{\text{обр}}$ от 1,2 до 2,5 В хорошо описывается зависимостью $I=f(U^{1,8})$. ВАХ образца 2 в данном интервале нелинейна. При повышении напряжения выше 2,5 В происходит «мягкий» туннельный пробой в обоих образцах, который может смениться на лавинный или тепловой. Туннелирование электронов при обратных смещениях происходит с заполненных состояний валентной зоны Cu_xS ниже уровня Ферми на незанятые уровни в ZnS и CdSe с последующей рекомбинацией. Дырочный генерационный ток из CdSe и ZnS в Cu_xS дает незначительную прибавку к обратному току.

На рис. 5 показаны спектральные характеристики фоточувствительности образцов при пересчете на один падающий фотон. Изготовленные ФП относятся к поверхностно-барьерным гетероструктурам, в которых фоточувствительность в УФ-области спектра сильно зависит от напряженности поля у поверхности. Из рисунка видно, что в коротковолновой области более чувствителен первый образец, а в длинноволновой — второй. Напряженность поля в слое ZnS образца 1 выше, чем образца 2, что способствует лучшему собиранию фотоносителей на ГП в коротковолновой области спектра и уменьшает рекомбинацию на границе раздела, но увеличивает рекомбинационные потери в длинноволновой области. Фоточувствительность в длинноволновой области (0,36–0,72 мкм) за краем поглощения ZnS на 3–3,5 порядка меньше фоточув-

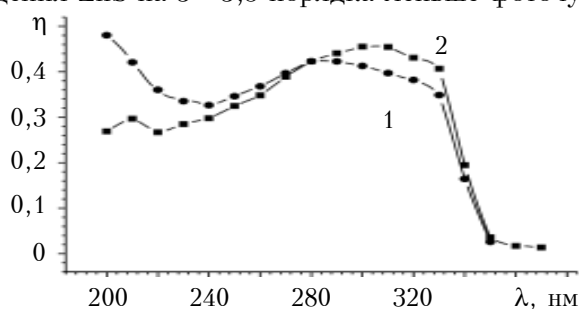


Рис. 5. Квантовая эффективность η спектральных характеристик первого (1) и второго (2) образцов

ствительности в точке максимума для первого образца и на 2–3 порядка меньше для второго.

Таким образом, исследования показали, что спектральная чувствительность и механизмы прохождения токов тонкопленочных поверхностно-барьерных УФ-фотоприемников $p\text{-Cu}_x\text{S}/n\text{-ZnS}/n\text{-CdSe}/\text{Mo}$ в значительной степени определяются распределением концентрации носителей заряда в переходном слое $(\text{ZnS})_{1-x}(\text{CdSe})_x$ на границе раздела, влияющем на осаждение широкозонного полупроводника ZnS_x , и слабо зависит от распределения концентрации носителей в области пространственного заряда CdSe.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Бобренко Ю. Н., Павелец С. Ю., Павелец А. М. Эффективные фотоэлектрические преобразователи ультрафиолетового излучения с варизонными слоями на основе ZnS // ФТП. — 2009. — Т. 43, вып. 6. — С. 830–835. [Bobrenko Yu. N., Pavelets S. Yu., Pavelets A. M. // FTP. 2009. Vol. 43, iss. 6. P. 830]
2. Ламперт М. Инжекционные токи в твердых телах. — Москва: Мир, 1978. [Lampert M. Inzhektionsionnye toki v tverdykh telakh. Moscow: Mir, 1978]
3. Шарма Б. Л., Пурухит Р. К. Полупроводниковые гетеропереходы. — Москва: Советское радио, 1979. [Sharma B. L., Purokhit R. K. Poluprovodnikovye geteroperekhody. Moscow: Sovetskoe radio, 1979]

Дата поступления рукописи
в редакцию 28.03 2012 г.

Bobrenko Yu. N., Komashenko V. N., Yaroshenko N. V., Sheremetova G. I., Atdaev B. S. **Influence of base impurity distribution on the photoelectric properties of surface-barrier UV photodetectors.**

Keywords: surface-barrier structures, A_2B_6 compounds, UV photodetector, spectral characteristics, CVC, CVC.

The article presents the study on spectral, capacitance-voltage and current-voltage characteristics of surface-barrier structures based on A_2B_6 composition with different carrier concentration profiles in space-charge region sensitive to ultraviolet range and perspective for ultraviolet sensor application.

Ukraine, Kiev, V. E. Lashkaryov ISP.

Бобренко Ю. Н., Комашенко В. М., Ярошенко Н. В., Шереметова Г. И., Агдаев Б. С. **Вплив розподілу домішки в базі на фотоелектричні властивості поверхнево-бар'єрних УФ-фотоприймачів.**

Ключові слова: поверхнево-бар'єрні структури, з'єднання A_2B_6 , УФ-фотоприймач, спектральні характеристики, ВФХ, ВАХ.

Вивчено спектральні, вольт-фарадні та вольт-амперні характеристики тонкоплівкових поверхнево-бар'єрних структур на основі сполук A_2B_6 з різним розподілом концентрації носіїв в області просторового заряду, перспективних для використання як ультрафіолетових фотоприймачів.

Україна, м. Київ, ІФН ім. В. Є. Лашкар'єва.

УДК 621.382.3

К. ф.-м. н. К. Н. ЗЯБЛЮК¹, д. ф.-м. н. А. Ю. МИТЯГИН¹, к. ф.-м. н. Н. Х. ТАЛИПОВ¹,
д. ф.-м. н. Г. В. ЧУЧЕВА¹, М. П. ДУХНОВСКИЙ², к. ф.-м. н. Р. А. ХМЕЛЬНИЦКИЙ³

Россия, г. Фрязино, ¹Фрязинский филиал ИРЭ им. академика В. А. Котельникова РАН;

²ФГПУ НПП «Исток»; г. Москва, ³Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН

E-mail: alexandr-mityagin@yandex.ru

ТЕХНОЛОГИЯ СОЗДАНИЯ ЛЕГИРОВАННЫХ БОРОМ СЛОЕВ НА АЛМАЗЕ

Исследовались природные кристаллы алмаза типа IIa и CVD алмазные пленки. Представлены электрофизические параметры структур, полученных при различных режимах ионной имплантации бора в кристалл и последующего отжига. Параметры кристаллов с высокой концентрацией примесного азота указывают на то, что их можно использовать для изготовления СВЧ полевых транзисторов, работающих при комнатной температуре. Алмазные CVD-пленки, легированные бором в процессе роста, также обладают требуемой для изготовления полевых транзисторов подвижностью носителей заряда, однако, вследствие высокой энергии активации бора, требуемая проводимость канала достигается при высокой рабочей температуре.

Ключевые слова: алмаз, легирование бором, ионная имплантация, СВЧ-транзистор.

Прогресс в освоении СВЧ-диапазона при использовании алмазных материалов связан с применением бора в качестве легирующей примеси. Эта задача сложная, но ее решение необходимо для создания реальных устройств, таких как транзисторы с поверхностным дельта-каналом, легированным бором [1].

Целью данной работы являлось исследование электрофизических параметров природных кристаллов алмаза, в которые были имплантированы ионы бора при различных режимах, и тонких CVD-пленок алмаза, легированных бором в процессе роста.

Ионная имплантация

Серьезной проблемой в технологии приборных структур на алмазе остается формирование проводящих слоев, например при легировании бором в процессе роста алмаза методом CVD в ВЧ-плазме [2]. В легированном бором CVD-алмазе наблюдается низкая проводимость p -слоя вследствие достаточно высокой энергии активации бора ($E_a = 0,37$ эВ) при малых концентрациях, а с ростом концентрации атомов бора энергия активации существенно уменьшается [2, 3]. Ионная имплантация является в настоящее время основным методом создания приборных структур в кремниевой микроэлектронике. Однако для алмазной электроники этот метод требует своего дальнейшего развития в части оптимизации режимов ионной имплантации бора и активационного отжига для создания как поверхно-

стных, так и скрытых проводящих p -слоев с необходимым удельным сопротивлением. Поверхностные проводящие слои могут использоваться для создания СВЧ-транзисторов с барьером Шоттки, а скрытые слои — для МДП СВЧ-транзисторов, у которых подзатворным диэлектриком может служить непроводящий поверхностный слой алмаза, лежащий над скрытым слоем.

В экспериментах по ионной имплантации бора использовались природные кристаллы алмаза типа IIa размерами 3×3 и 4×4 мм. Концентрация азота (n_N) в алмазе, измеренная по спектрам ИК-поглощения, имела значение от $2,1 \cdot 10^{17}$ до $1,5 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Были проведены эксперименты двух видов.

Первый эксперимент заключался в проведении полиэнергетической имплантации ионов В⁺ с целью получения однородно легированного слоя. В четыре кристалла алмаза с близким содержанием азота $n_N = (0,5-1) \cdot 10^{18}$ см⁻³ были имплантированы ионы бора со значениями энергии E , равными 25, 36, 50, 71 и 95 кэВ. Образцы предварительно не нагревали. На каждом этапе имплантации доза D ионов В⁺ была равна $2 \cdot 10^{15}$ см⁻², а суммарная для кристалла доза составляла $1 \cdot 10^{16}$ см⁻². После имплантации образцы отжигали в вакууме при температуре 1450°С в течение 30 мин.

Образцы помещали в вакуумный термостабилизированный азотный криостат и методом Ван-дер-Пау исследовали температурную зависимость удельной проводимости σ в интервале температур 78—413 К. Результаты измерений представлены на **рис. 1** (перед проведением экс-

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ № 11-07-00288.

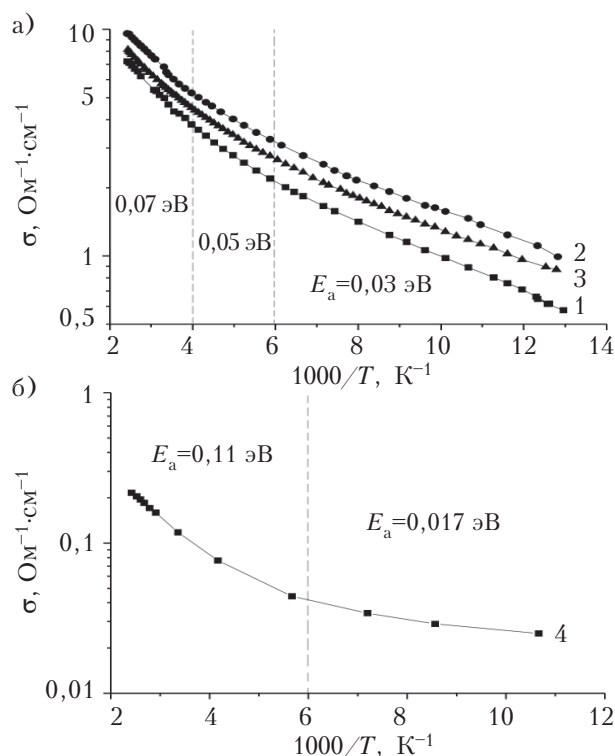


Рис. 1. Зависимости удельной проводимости алмаза, легированного бором в режиме полиэнергетической имплантации ионов B^+ , от температуры, измеренные в исходных образцах 1–3 (а) и в образце с частично стравленной поверхностью (б)

перимента легированная поверхность четвертого образца была частично стравлена).

Образцы 1–3 имеют близкие значения проводимости. На рис. 1 явно видно, что на зависимости $\sigma(T)$ наблюдаются три участка, которым соответствуют различные низкие значения энергий активации бора E_a (от 0,03 эВ при низких температурах до 0,07 эВ — при высоких). Аналогичная зависимость проводимости от температуры с низкой энергией активации (0,05–0,11 эВ) ранее наблюдалось в легированном ионами бора поликристаллическом CVD-алмазе [5]. Значительное уменьшение энергии активации бора в алмазе при его больших концентрациях — эффект хорошо известный, и существуют подробные расчеты данного эффекта [6]. Именно с помощью ионной имплантации можно получать мелкие акцепторные уровни бора в алмазе, энергия активации которых значительно меньше, чем в природных кристаллах алмаза, легированных бором ($E_a = 0,37$ эВ). Это позволяет получать легированные бором слои алмаза, высокопроводящие уже при комнатной температуре.

Увеличение энергии активации бора с ростом температуры, на наш взгляд, связано с размытием акцепторного уровня бора в легированном слое, что вызвано неоднородностью распределения атомов бора по глубине (слоистая структура). Это, в свою очередь, связано с перекрытием значений свободного пробега ионов B^+ при

разных значениях энергии. Области с более низкой концентрацией бора залегают глубже, чем с высокой, поэтому при низкой температуре вначале активируется бор на мелких уровнях, а с ростом температуры концентрация электрически активного бора и, следовательно, проводимость, растет за счет более глубоких центров. Подтверждением этому, по видимому, служит температурная зависимость проводимости образца 4 с частично стравленным легированным слоем (см. рис. 1, б). Здесь проводимость почти на два порядка ниже, чем у образцов 1–3. Это обусловлено распределением бора в «хвосте» концентрационного профиля с более низкой концентрацией, поэтому при высоких температурах энергия активации у данного образца ($E_a = 0,11$ эВ) намного выше, чем у нетравленных образцов ($E_a = 0,07$ эВ).

Второй эксперимент заключался в использовании различных доз ионов с одинаковой энергией. В семь кристаллов алмаза с большим различием концентрации азота (от $2,1 \cdot 10^{17}$ до $1,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) имплантировали ионы B^+ с энергией $E = 60$ кэВ дозами $5 \cdot 10^{14}$ и $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ без нагрева образцов. Постимплантационный активационный отжиг образцов с дозой имплантации $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ проводили в вакууме при температуре $T_0 = 1500 - 1510^\circ\text{C}$ в течение времени $t_0 = 1$ ч. Кристаллы с имплантированной дозой ионов $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ отжигались в среде азота при температуре 1380°C , время быстрого отжига составляло 60 с, время нагрева — 200 с. После отжига все кристаллы проходили процедуру химического травления графитизированного слоя и очистки в насыщенном растворе CrO_3 и H_2SO_4 при температуре 200°C , с последующей промывкой в растворе 30% H_2O_2 и NH_4OH в соотношении 1:1 при 90°C .

Для проведения измерений электрофизических параметров кристаллы алмаза наклеивали на сапфировую подложку, по углам образца к легированному бором слою с помощью индия присоединяли тонкие золотые провода, которые затем распаивались на холловский держатель. Холловские измерения проводили методом Ван-дер-Пау [4]. Индукция магнитного поля составляла 1 Тл, ток через образцы в зависимости от сопротивления изменялся в пределах 0,1–10 мА.

Результаты Холловских измерений электрофизических параметров образцов, легированных во втором эксперименте, представлены в табл. 1 (номера образцов соответствуют паспортным номерам на кристаллы алмаза).

Из таблицы видно, что концентрация и подвижность дырок незначительно зависят от режимов имплантации и отжига. Однако концентрация азота сильно влияет на электрофизические параметры, поскольку азот является донором в алмазе и компенсирует акцепторные уровни бора. В связи с высокой концентрацией азота в природном алмазе трудно судить об эффективности активации внедренных атомов бора и

Таблица 1

Электрофизические параметры кристаллов алмаза, легированных различными дозами ионов В⁺ с энергией 60 кэВ и отожженных при различных режимах

Образец	Концентрация азота, 10 ¹⁸ см ⁻³	Слоевая концентрация дырок p_s , 10 ¹³ см ⁻²	Объемная концентрация дырок p , 10 ¹⁸ см ⁻³	Подвижность дырок μ_p , см ² ·В ⁻¹ ·с ⁻¹	Слоевое сопротивление R_s , кОм/см ²
$D=3 \cdot 10^{15}$ см ⁻² , отжиг в вакууме, $T_0=1500-1510^\circ\text{C}$, $t_0=1$ ч					
A-043	0,21	280	280	2	1
A-256	1,28	9,2	9,2	5	14
A-236	2,72	2,6	2,6	86	3
A-206	5,13	50	50	2	5
A-234	15	0,31	0,31	520	4
$D=5 \cdot 10^{14}$ см ⁻² , отжиг в азоте, $T_0=1380^\circ\text{C}$, $t_0=60$ с					
A-240	6,59	2,0	2,0	12	25
A-303	6,95	0,89	0,89	30	24

определить степень компенсации, поскольку бор может быть связан в нейтральные донорно-акцепторные комплексы. Образец A-043 имеет самую низкую концентрацию азота и наибольшую концентрацию дырок, образец A-234, напротив, имеет самую высокую концентрацию азота и самую низкую концентрацию дырок. В этом образце произошла сильная компенсация электрически активного бора азотными донорными центрами. Вследствие низкой концентрации дырок в образце A-234, существенно выросла их подвижность по сравнению с другими кристаллами (520 см²·В⁻¹·с⁻¹). Следует отметить, что в [7] в CVD-пленках алмаза, легированных ионами бора, отожженных при тех же режимах, что и образцы A-303 и A-240, была достигнута рекордная для легированных слоев подвижность дырок 1150 см²·В⁻¹·с⁻¹ (при слоевой концентрации на порядок ниже, чем у образца A-234).

С практической точки зрения представляет особый интерес пространственное распределение в алмазе внедренных ионной имплантацией атомов бора. На рис. 2 приведены рассчитанные по программе SRIM-2012 профили распределения внедренных атомов бора при имплантации с энергией 60 и 350 кэВ дозами 3·10¹⁵ и 5·10¹⁵ см⁻² соответственно. Отсюда видно, что имплантация

ионов бора с высокой энергией $E=350$ кэВ (в [8] показано, что и с более высокой — 2 МэВ) позволяет создавать скрытые проводящие слои, а низкоэнергетическая имплантация — приповерхностные проводящие слои. В случае имплантации бора при высокой энергии, отжиг после имплантации создаст проводящий скрытый слой толщиной порядка 100 нм. Этот слой можно использовать в качестве канала МДП-транзистора, а диэлектриком в данном случае будет служить непроводящий приповерхностный слой алмаза толщиной порядка 200 нм, на котором можно сформировать металлический затвор по стандартной технологии. Реализуемость такой технологии обусловлена тем, что алмаз типа Па обладает огромным удельным сопротивлением, как правило, 10¹²–10¹³ Ом·см, поэтому утечки через алмазный подзатворный диэлектрик будут незначительные. Области стока и истока в этом случае формируются с помощью локальной полиэнергетической имплантации бора с энергией в интервале 25–350 кэВ. Как показали наши эксперименты (рис. 1), такая технология позволяет создавать высокопроводящие слои в алмазе.

Из рис. 2 видно, что поверхностный проводящий канал можно создавать и с помощью низкоэнергетической имплантации ионов бора (60 кэВ), как это было реализовано в [9] и в наших экспериментах (см. табл. 1). Однако в таком случае необходимо либо формировать затвор на диэлектрике (SiO₂+Si₃N₄, Al₂O₃), нанесенном на поверхность алмаза, либо формировать затвор Шоттки (Au, Pt), что в настоящее время является трудноразрешаемой задачей.

Технология формирования легированных бором дельта-слоев методом CVD

Хотя нанометровые алмазные дельта-слои, легированные бором, были получены еще в 1997 году, оказалось сложно сравнить физико-химические свойства профиля дельта-слоя с профилем свободных носителей заряда. Применяемые для этого физические методы являются разру-

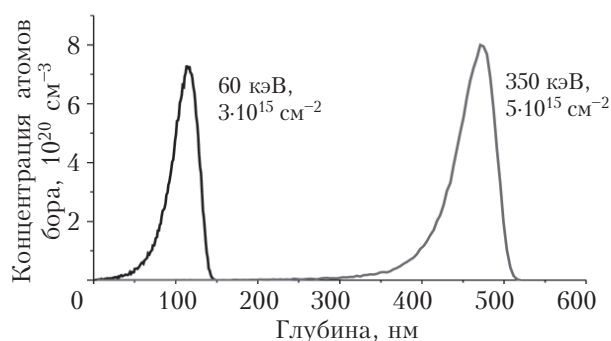


Рис. 2. Распределение атомов бора в кристалле алмаза при разных режимах имплантации

Таблица 2

Электрофизические параметры CVD-алмазных структур, выращенных при различных режимах в ВЧ-плазме водорода, и энергия активации бора в пленках

Образец	Время выращивания / толщина слоя	Слоевая концентрация дырок p_s , 10^{11} см^{-2}	Объемная концентрация дырок p , 10^{16} см^{-3}	Подвижность дырок μ_p , $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	Слоевое сопротивление R_s , $\text{кОм} / \text{см}^2$	Энергия активации, эВ, в интервалах температуры	
						24–120°C	120–270°C
A-145	8 мин/80 нм	25	25	8	330	0,10	0,23
A-047	11 мин/100 нм	7,4	0,74	100	810	0,21	0,37
A-144	20 мин/200 нм	4,1	1,0	33	470	0,19	0,37
DB-2	40 мин/400 нм	3,6	0,9	82	210	0,25	0,34

шающими (например вторичная ионная масс-спектропия или резерфордское обратное рассеяние ионов), поэтому сравнить разные характеристики одного образца невозможно. С другой стороны, электрофизические измерения в основном производятся методом эффекта Холла, который дает только интегральные значения слоев проводимости и концентрации носителей заряда без их распределения по глубине легированного дельта-слоя, поскольку в настоящее время отсутствует технология однородного травления слоев толщиной менее 1 нм. Необходимо получать резкий дельта-профиль, т. к. высокая подвижность носителей заряда требует крутизны менее чем длина Дебая $L_D = (\epsilon kT / (q^2 N_A))^{1/2}$, где N_A — концентрация носителей в пике профиля. Для $N_A = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ величина L_D составляет всего 0,3 нм.

Опишем технологию изготовления легированного бором дельта-слоя, которая использовалась в процессе нанесения алмаза методом CVD. Прежде всего, была подготовлена поверхность алмазной подложки, гладкая на атомарном уровне. Исходный кристалл природного алмаза типа IIa, полированный по плоскости (100), обладал шероховатостью менее 2 нм. Далее проводился предварительный отжиг кристаллов алмаза в вакууме при 1500°C в течение 1 ч и травление графитового слоя. Следующая операция — CVD-выращивание алмазных пленок в ВЧ-плазме водорода с парами спирта и триметилборана при температуре 850°C (за счет нагрева образца в плазме). Время роста варьировалось от 8 до 40 мин. Заключительный отжиг выращенных CVD-структур алмаза проводился в вакууме при 1500°C в течение 1 ч с последующим химическим травлением графитизированного слоя. Холловские измерения электрофизических параметров CVD-пленок алмаза проводили при комнатной температуре методом Ван-дер-Пау. Температурные измерения сопротивления структур проводили двухзондовым методом в интервале $T = 295 - 723 \text{ К}$.

В табл. 2 приведены электрофизические параметры выращенных CVD алмазных структур, измеренные при комнатной температуре.

Из таблиц 1 и 2 видно, что легированные бором CVD-пленки при комнатной температуре

обладают гораздо большим сопротивлением, чем слои алмаза с имплантированными ионами B^+ , вследствие более низкой концентрации дырок при близких значениях подвижности. Очевидно, и энергия активации бора в этих CVD-структурах должна быть выше энергии активации акцепторных уровней имплантированного бора в слоях.

Из представленной на рис. 3 температурной зависимости сопротивления CVD алмазных структур видно, что активационный процесс проводимости в CVD-структурах можно разбить на три температурных интервала с различными значениями энергии активации: $\Delta T_1 = 24 - 120^\circ\text{C}$, $\Delta T_2 = 120 - 270^\circ\text{C}$ и $\Delta T_3 = 270 - 450^\circ\text{C}$. В интервале ΔT_1 активационный процесс идет с мелких уровней бора, в интервале ΔT_2 начинается активация с более глубоких уровней, и при температуре выше 400°C наступает практически насыщение проводимости. Сопротивление слоев при этом уменьшается на порядок по сравнению с комнатной температурой. В табл. 2 представлены также значения энергии активации бора для двух температурных интервалов, рассчитанные линейной аппроксимацией кривых на рис. 3. Как видно из таблицы, в образцах A-047, A-144 и DB-2, у которых концентрация электрически активного бора существенно ниже, чем в образце A-145, в интервале ΔT_2 энергия активации составляет 0,34–0,37 эВ, что характерно для кристаллов

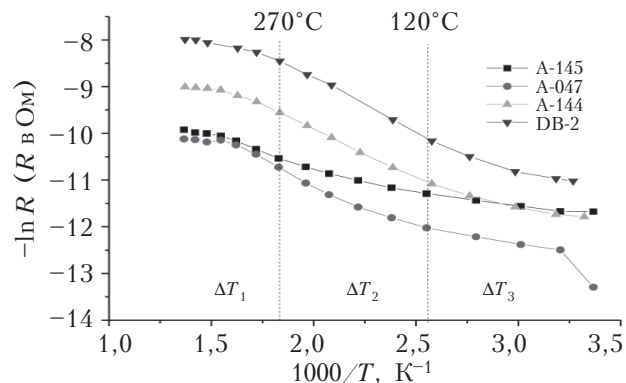


Рис. 3. Логарифмическая температурная зависимость сопротивления легированных бором CVD-пленок алмаза

природного алмаза, легированного бором. Наличие более мелких примесных уровней бора, которые активируются на начальной стадии нагрева в температурном интервале ΔT_1 , свидетельствует, на наш взгляд, о неоднородном легировании CVD-пленок по толщине в процессе роста. В них имеются слои с различной концентрацией бора. Для проверки данного предположения необходимы дальнейшие исследования, в частности проведение дифференциальных Холловских измерений.

По результатам измерений параметров легированных бором CVD алмазных пленок видно, что их можно использовать для изготовления полевых транзисторов, однако рабочая температура таких транзисторов должна быть в интервале 200–300°C, когда проводимость легированных слоев будет существенно выше (более чем на порядок), чем при комнатной температуре.

Заключение

В результате проведенных исследований процесса легирования природного алмаза методом ионной имплантации бора было установлено, что этот метод позволяет получать проводящие слои с высокой подвижностью дырок и высокой проводимостью уже при комнатной температуре, что обусловлено низкой энергией активации имплантированного бора. Это означает, что алмазные структуры с имплантированным бором можно использовать для изготовления СВЧ полевых транзисторов, работающих при комнатной температуре. Алмазные CVD-пленки, легированные бором в процессе роста, также обладают требуемой для полевых транзисторов подвижностью носителей заряда, однако, вследствие высокой энергии активации бора, требуемая проводимость достигается при высокой рабочей температуре.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Алтухов А. А., Бугаев А. С., Гуляев Ю. В. Перспективы создания СВЧ-элементов на основе полупроводниковых алмазных материалов // Успехи современной радиоэлектроники. — 2011. — № 6. — С. 3–18. [Altukhov A. A., Bugaev A. S., Gulyaev Yu. V. // Uspekhi sovremennoi radioelektroniki. 2011. N 6. P. 3]
2. Borst T. H., Weis O. Boron-doped homoepitaxial diamond layers: fabrication, Characterization, and electronic application // Phys. stat. sol. A. — 1996. — Vol. 154. — P. 423.
3. Алтухов А. А., Митягин А. Ю., Талипов Н. Х. Особенности активации бора имплантированного при больших дозах в природные кристаллы алмаза // Тез. докл. Российской конфер. "Фотоника 2011". — Россия, г. Новосибирск. — 2011. — С. 91. [Altukhov A. A., Mityagin A. Yu., Talipov N. Kh. Osobennosti aktivatsii bora implantirovannogo pri bol'shikh dozakh v prirodnye kristally almaza // Tez. dokl. Rossiiskoi konfer. "Fotonika 2011". Russia, Novosibirsk. 2011. P. 91]
4. Кучис Е. В. Методы исследования эффекта Холла. — Москва: Советское радио, 1974. [Kuchis E. V. Metody issledovaniya efekta Kholla. Moscow: Sovetskoe radio, 1974]
5. Kalish R., Uzan-Sague C., Samoiloff A. et al. Doping of polycrystalline diamond by boron ion implantation // Appl. Phys. Lett. — 1994. — Vol. 64. — P. 2532–2534.
6. Fontaine F. Calculation of the hole concentration in boron-doped diamond // Journal of Appl. Phys. — 1999. — Vol. 85. — P. 1409–1422.
7. Алтухов А. А., Вихарев А. Л., Горбачёв А. М. и др. Исследование свойств монокристаллического алмаза, выращенного из газовой фазы на подложках из природного алма-

за // Физика и техника полупроводников. — 2011. — Т. 45, вып. 3. — С. 403–407. [Altukhov A. A., Vikharev A. L., Gorbachyov A. M. i dr. // Fizika i tekhnika poluprovodnikov. 2011. Vol. 45, iss. 3. P. 403]

8. Uzan-Sague C., Kalish R., Walker R. et al. Formation of delta-doped, buried conducting layers in diamond, by high-energy, B-ion implantation // Diamond and Related Materials. — 1998. — Vol. 7. — P. 1429–1432.

9. Kenji Ueda, Makoto Kasu. High temperature operation of boron-implanted diamond field-effect transistors // Japanese Journal of Applied Physics. — 2010. — Vol. 49. — P. 04DF16-1–04DF16-4.

*Дата поступления рукописи
в редакцию 17.07 2012 г.*

Zyablyuk K. N., Mityagin A. Yu., Talipov N. H., Chucheva G. V., Duhnovskii M. P., Khmel'nitskii R. A. **Technology for boron-doped layers formation on the diamond.**

Keywords: diamond, boron doping, ion implantation, microwave transistor.

The authors investigated natural type IIa diamond crystals and CVD diamond films. The article presents electrophysical parameters of the structures obtained in different modes of ion implantation of boron into the crystal with further annealing. Parameters of the crystals with a high nitrogen impurity density indicate that they can be used for the manufacture of microwave field-effect transistors operating at room temperature. CVD diamond films doped with boron during the growth process also have the required for MOSFET manufacture carrier mobility. However, due to the high activation energy of boron, the required channel conductivity is achieved at high operating temperatures.

Russia, Fryazino Branch of V.A. Kotelnikov IRE, FSUE "Istok", Lebedev Physical Institute of RAS.

Зяблук К. М., Митягин О. Ю., Талипов Н. Х., Чучева Г. В., Духновський М. П., Хмельницький Р. А. **Технологія створення легованих бором шарів на алмазі.**

Ключові слова: алмаз, легування бором, іонна імплантація, СВЧ-транзистор.

Досліджувалися природні кристали алмазу типу IIa та CVD алмазні плівки. Представлено електрофізичні параметри структур, отриманих при різних режимах іонної імплантації бору в кристал і подальшого відпалу. Параметри кристалів з високою концентрацією домішкового азоту вказують на те, що їх можна використовувати для виготовлення НВЧ польових транзисторів, що працюють при кімнатній температурі. Алмазні CVD-плівки, леговані бором в процесі росту, також мають необхідну для виготовлення польових транзисторів рухливість носіїв заряду, однак, внаслідок високої енергії активації бору, необхідна провідність досягається при високій робочій температурі.

Росія, Фрязінська філія ІРЕ ім. академіка В. А. Котельникова; ФДПУ НВП «Істок»; м. Москва, Фізичний інститут ім. П. М. Лебедева РАН

УДК 621.382: 535.376

Д. т. н. А. С. ТУРЦЕВИЧ¹, к. т. н. И. И. РУБЦЕВИЧ¹, к. т. н. Я. А. СОЛОВЬЕВ¹,
О. С. ВАСЬКОВ², д. ф.-м. н. В. К. КОНОНЕНКО², к. т. н. В. С. НИСС², А. Ф. КЕРЕНЦЕВ¹Республика Беларусь, г. Минск, ¹ОАО «ИНТЕГРАЛ», ²БНТУ

E-mail: AKerentsev@transistor.com.by

ИССЛЕДОВАНИЕ КАЧЕСТВА ПАЙКИ КРИСТАЛЛОВ МОЩНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ РЕЛАКСАЦИОННЫМ ИМПЕДАНС-СПЕКТРОМЕТРОМ

Исследованы дифференциальные профили распределения теплового сопротивления «переход — корпус» транзисторов КП723Г в зависимости от условий монтажа кристаллов в корпус. Спектры тепловых сопротивлений рассчитывались из анализа временной зависимости динамического теплового импеданса, полученной новым неразрушающим методом дифференциальной спектроскопии. Представлена зависимость внутреннего теплового сопротивления компонентов транзисторной структуры от постоянной времени тепловой релаксации.

Ключевые слова: транзистор, тепловое сопротивление, релаксационный импеданс-спектрометр, посадка кристалла.

Работа мощного транзистора в экстремальных режимах эксплуатации при токах более 20 А приводит к развитию тепловых потоков в объеме полупроводникового кристалла, которые служат основной причиной отказов. Прогнозирование возможных механизмов деградации связано с закономерностями распространения теплоты в кристалле. При этом дефекты формирования паяного соединения (особенно в условиях пассивного процесса монтажа кристаллов, когда на них действуют только силы гравитации и поверхностного натяжения расплава припоя) оказывают значительное влияние на теплоэлектрическое состояние мощного транзистора, вызывая перегрев структуры, изменение электрических параметров и снижение его надежности [1–3].

При существующем уровне технологии посадки кристаллов на теплоотводящее основание отвод тепла от кристаллов мощных полупроводниковых приборов является одним из основных факторов, сдерживающих развитие силовой электроники, т. к. перегрев кристалла приводит к быстрой деградации его характеристик и к резкому снижению времени работы или отказу приборов.

Последние исследования в этой области показывают, что определяющий вклад в тепловое сопротивление слоистых структур вносит anomalно высокое сопротивление тонкой области (менее 50 нм) вблизи интерфейсной границы структуры. Это приводит к необходимости анализа составляющих внутреннего теплового сопротивления для силовых полупроводниковых приборов.

Наиболее передовые позиции в разработке и внедрении методов, позволяющих определить составляющие теплового сопротивления полупроводниковых приборов, занимает с тепловым тестером T3Ster компания MicReD, входящая в

консорциум Mentor Graphics. Метод, разработанный MicReD, основывается на рассчитываемых из временной релаксации измеряемого теплового сопротивления так называемых кумулятивной и дифференциальной структурных функций [4, 5]. Затем из их анализа определяются эквивалентные модели теплофизических процессов по схемам Фостера и Кауэра, которые, как считается, соответствуют реальной физической природе теплового сопротивления прибора. Данный метод основан на сложных многоступенчатых преобразованиях, что приводит к накоплению систематических ошибок и, как следствие, к появлению ложных пиков теплового сопротивления и к потере точности. Кроме того, метод требует сложной вычислительной техники и, соответственно, больших временных затрат на обработку результатов. Поэтому была поставлена задача — разработать и апробировать простую эффективную методику определения основных тепловых параметров и характеристик мощных полевых МОП-транзисторов.

Релаксационная спектроскопия

Метод релаксационной дифференциальной спектроскопии тепловых процессов, разработанный в БНТУ, позволяет достичь более высокой информативности и точности. В частности, при анализе теплового сопротивления слоя припоя под кристаллом («посадки») достигнуто более высокое спектральное разрешение (минимум в три раза) в сравнении с известными методами, что позволяет идентифицировать субмикронные интерфейсные границы «полупроводник — металл».

Перегрев ΔT активной области прибора определяется полным тепловым сопротивлением его элементов и межэлементных соединений между p – n -переходом и теплоотводом. Согласно элек-

тротепловой аналогии, переходные процессы в полупроводниковой структуре описываются эквивалентными схемами в виде RC -цепочек — схемами Фостера и Кауэра [6]. При остывании прибора временная зависимость перегрева следует простому закону:

$$\Delta T(t) = P_T \sum_i^n R_i \exp(-t/\tau_i), \quad (1)$$

где P_T — тепловая мощность, рассеиваемая прибором;
 R_i — тепловое сопротивление i -го структурного элемента;
 τ_i — постоянная времени тепловой релаксации,
 $\tau_i = R_i C_i$;
 C_i — теплоемкость i -го элемента конструкции;
 n — число компонентов.

В общем случае тепловое сопротивление структуры R_T равно сумме значений R_i всех структурных компонентов прибора. Динамическое тепловое сопротивление задается как $R_T^*(t) = \Delta T(t)/P_T$ и находится из функциональной зависимости [6]

$$R^*(t) = \sum_i^n R_i \exp(1 - t/\tau_i) t/\tau_i. \quad (2)$$

Как видно, в случае когда постоянные времени тепловой релаксации τ_i для ближайших компонентов структуры различаются достаточно сильно, величина $R^*(t)$ при $t \approx \tau_i$ дает значения теплового сопротивления R_i для i -го компонента.

Однако для сложных многослойных структур, к которым относятся современные полупроводниковые приборы, дифференциальная зависимость (2) малоинформативна, поэтому ее целесообразно преобразовать в функцию более высокого порядка, например m -го, в виде

$$R_m^*(t) = \sum_i^n R_i \left(\frac{t}{m\tau_i} \right)^m \exp \left(m \left(1 - \frac{t}{m\tau_i} \right) \right). \quad (3)$$

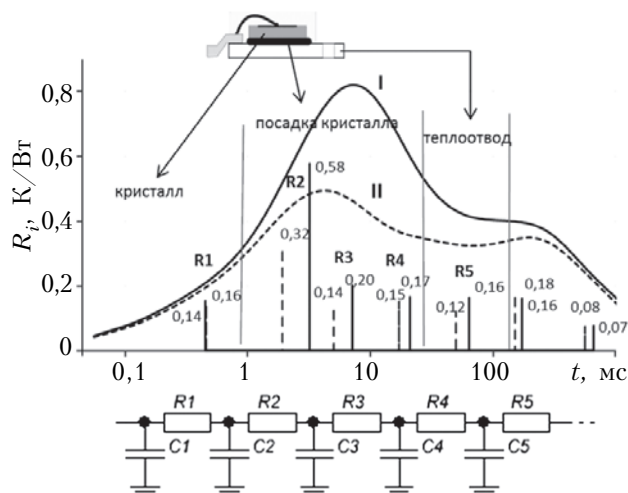


Рис. 1. Непрерывные и дискретные спектры теплового сопротивления транзисторов при разных режимах пайки кристалла (I и II)

Переход от (2) к (3) позволяет, используя цифровые данные измерений, наиболее точно определить тепловые параметры R_i и τ_i структурных элементов.

Для представления дифференциального спектра теплового сопротивления $R_T^*(t)$ достаточно ограничиться порядком $m=3$. При задании достаточно большого числа n структурных компонентов можно определить также дискретный спектр теплового сопротивления. Обычно число анализируемых структурных элементов определяется мощностью программных симуляторов или эффективностью используемых нестационарных тепловых тестеров и ограничивается значением 3–5 (из-за технических трудностей проведения измерений и сложности анализа) [4, 5]. Развита дифференциальная методика дает возможность расширить число исследуемых тепловых структурных элементов до 10.

Пример спектров теплового сопротивления транзисторов приведен на рис. 1. Здесь использована семизвенная схема Кауэра.

Экспериментальные результаты

Распространение теплового потока от активного слоя кристалла к корпусу в транзисторе КП723Г в первом приближении описывается одномерной моделью, показанной на рис. 2. Внутреннее тепловое сопротивление транзистора R_{jc} (сопротивление «переход — корпус») равно сумме тепловых сопротивлений компонентов структуры и аппроксимируется цепью из трех сопротивлений: R_1 — тепловое сопротивление кристалла; R_2 — сопротивление границы «кристалл — припой»; R_3 — сопротивление припоя. При измерениях выбиралась временная область, в которой спектры аппроксимировались семизвенной (7-го порядка) RC -цепью, где R_4 — тепловое сопротивление границы «припой — теплоотвод», R_5 — сопротивление теплоотвода (основания), а R_6 и R_7 — усеченная часть сопротивления «корпус — внешняя среда». Тепловое сопротивление «переход — внешняя среда» составляет порядка 75 К/Вт для корпуса КТ28 (ТО220).

Исследование качества монтажа кристаллов транзистора КП723Г на припой в среде водорода при температурах 360–440°C проведено с использованием разработанного релаксационного

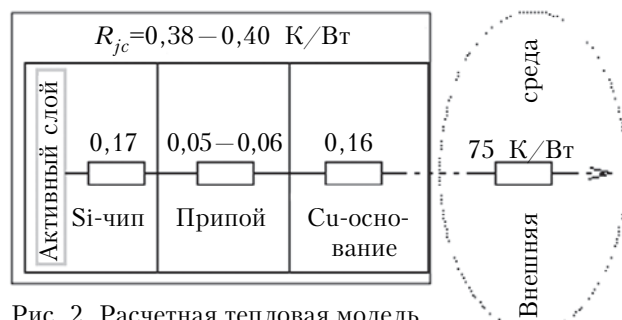


Рис. 2. Расчетная тепловая модель теплового сопротивления транзистора КП723Г

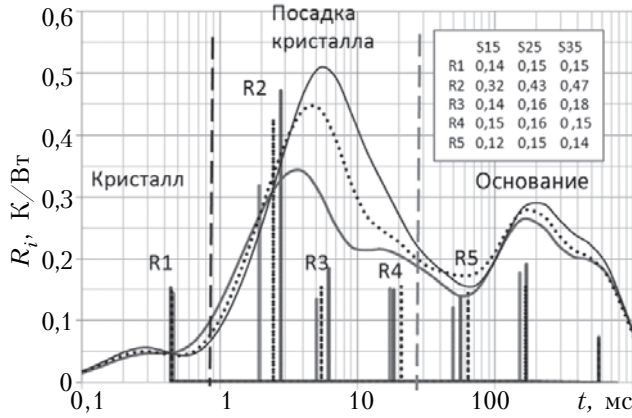


Рис. 3. Спектры теплового сопротивления транзисторов S15, S25 и S35 в представлении схемы Кауэра

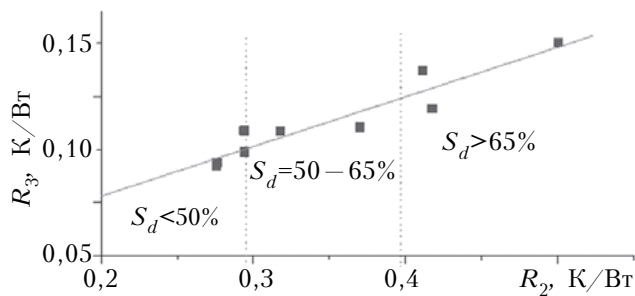


Рис. 4. Оценка площади дефектов (воздушных карманов) границы «кристалл — припой» из анализа взаимосвязи компонентов R_3 и R_2 теплового сопротивления транзисторов КП723Г

импеданс-спектрометра [7]. Спектрометр, предназначенный для комплексного анализа полупроводниковых структур, измеряет температуру активной области приборов и ее временную зависимость при различных значениях прямого тока, определяет внутреннее тепловое сопротивление прибора и его составляющие в виде временного спектра (зависимости от тепловых постоянных времени), что позволяет проводить в том числе и анализ качества посадки кристалла на теплоотводящее основание.

Анализ спектров девяти партий транзисторов КП723Г показывает, что наиболее существенный вклад (порядка 50%) в тепловое сопротивление R_{jc} вносит anomalно высокое сопротивление границы «кристалл — припой» R_2 , как видно из рис. 3. Причин этого несколько — рассогласование фоновых подсистем по обе стороны границы «металл — полупроводник», возникновение скачка температуры из-за граничных термогальваномангнитных эффектов, наличие воздушных карманов на границе «кристалл — припой».

Анализ разброса значений теплового сопротивления R_{jc} для различных транзисторов показывает, что основной вклад в изменения вносят сопротивления границы R_2 и слоя припоя R_3 (73 и 18 % соответственно), остальные компоненты — порядка 10%.

Взаимозависимости R_2 , R_3 и R_{jc} — линейные с индексом корреляции 0,99 для R_2 и 0,96 для

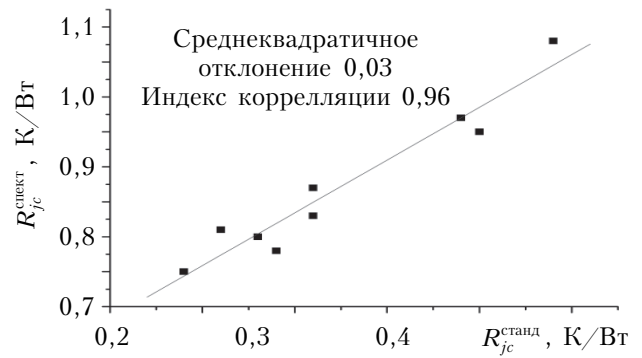


Рис. 5. Результаты измерений теплового сопротивления стандартным методом ($R_{jc}^{\text{станд}}$) и методом релаксационной импеданс-спектрометрии ($R_{jc}^{\text{спект}}$) для девяти транзисторов КП723Г с разными режимами посадки кристаллов

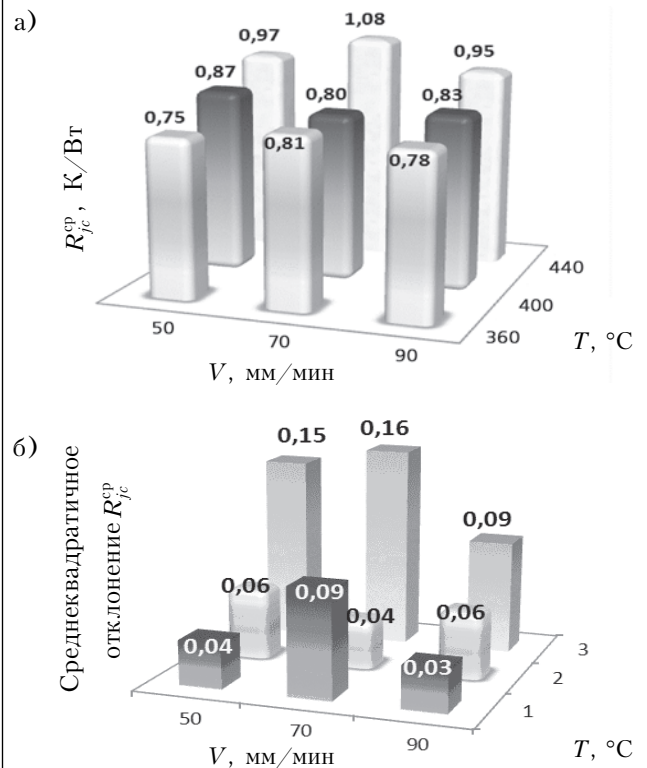


Рис. 6. Изменение среднего значения теплового сопротивления R_{jc}^{cp} (a) и его среднеквадратичного отклонения (б) для девяти партий транзисторов КП723Г, полученных при разных режимах посадки кристаллов (V — скорость конвейера водородной печи и T — температура пайки кристаллов)

R_3 . Поскольку воздушные карманы относятся к основному типу дефектов границы «кристалл — припой», изменение всех компонентов теплового сопротивления транзистора в первом приближении определяется изменением сечения теплового потока от активного слоя к корпусу прибора.

Зависимость $R_3(R_2)$ следует линейному закону (рис. 4) с высокой достоверностью аппроксимации (индекс корреляции равен 0,94). Примечательно, что при отсутствии дефектов (воздушных карманов) на границе «кристалл — припой»,

т. е. при $R_2=0$, эффективное сопротивление слоя припоя $R_{30}=0,056$ К/Вт совпадает с его расчетным значением.

Следовательно, можно предположить, что эффективное сопротивление слоя припоя R_3 линейно связано с площадью дефектов (воздушных карманов) S_d границы «кристалл — припой». Отсюда можно оценить их относительную площадь: $S_d/S_a=1-R_{30}/R_3=1-0,056/R_3$ (S_a — активная (рабочая) площадь транзистора).

Режимы посадки кристаллов были разными для разных партий транзисторов, что отражалось на измеренных значениях теплового сопротивления. Методами разрушающего контроля были экспериментально определены пустоты в слое припоя. По новой методике определяли тепловое сопротивление припоя. Результаты определения теплового сопротивления транзисторов с использованием независимых методик достаточно хорошо коррелируют между собой (рис. 5). Совпадение результатов демонстрирует надежность полученных данных. При этом тенденции изменения среднего R_{jc} и среднеквадратического отклонения теплового сопротивления в партии транзисторов совпадают для групп, полученных при одинаковых режимах (рис. 6).

Выводы

Анализ спектров для девяти партий транзисторов КП723Г показал, что наиболее существенный вклад в тепловое сопротивление «переход — корпус» вносит тепловое сопротивление границы «кристалл — припой». Разброс теплового сопротивления транзисторов определяется площадью дефектов границы «кристалл — припой», а их площадь составляет 45–65% от площади кристалла. Основным типом дефектов являются воздушные карманы (пустоты) в слое припоя. При этом тепловое сопротивление транзисторов возрастает с ростом температуры пайки кристалла для заданных режимов посадки.

Таким образом показано, что с помощью релаксационного спектрометра тепловых процессов можно не только исследовать дифференциальные профили распределения теплового сопротивления «переход — корпус» транзисторов, но и проводить анализ качества посадки кристаллов на теплоотводящее основание неразрушающим методом.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Бумай Ю. А., Васьков О. С., Ануфриев Л. П. и др. Проблемы посадки кристаллов мощных кремниевых MOSFET транзисторов // Сб. науч. тр. II Конгресса физиков Беларуси. — РБ, Минск. — 2008. — С. 97–98. [Bumai Yu. A., Vas'kov O. S., Anufriev L. P. i dr. // Sb. nauch. tr. II Kongressa fizikov Belarusi. RB, Minsk. 2008. P. 97]
2. Ануфриев Л. П., Керенцев А. Ф., Ланин В. Л. Автоматизированный монтаж кристаллов транзисторов вибрационной пайкой // Технологии в электронной промышленности. — 2006. — № 3. — С. 47–50. [Anufriev L. P., Kerentsev A. F., Lanin V. L. // Tekhnologii v elektronnoi promyshlennosti. 2006. N 3. P. 47]
3. Керенцев А. Ф., Ланин В. Л. Конструктивно-технологические особенности MOSFET-транзисторов // Компоненты и

технологии. — 2007. — № 4. — С. 100–104. [Kerentsev A. F., Lanin V. L. // Komponenty i tekhnologii. 2007. N 4. P. 100]

4. Szekely V., Bien T. V. Fine structure of heat flow path in semiconductor devices: A measurement and identification method // Solid-State Electron. — 1988. — Vol. 31, N 9. — P. 1363–1368.

5. Schweitzer D., Pape H., Chen L. Transient measurement of the junction-to-case thermal resistance using structure functions: chances and limits // Proc. of 24th IEEE SEMI-THERM Symposium. — San Jose, California, USA. — 2008. — P. 193–199.

6. Bumai Yu. A., Vaskou A. S., Kononenko V. K. Measurement and analysis of thermal parameters and efficiency of laser heterostructures and light-emitting diodes // Metrology and Measurement Systems. — 2010. — Vol. 17, N 1. — P. 39–46.

7. Бумай Ю. А., Васьков О. С., Кононенко В. К., Ломако В. М. Релаксационный импеданс-спектрометр тепловых процессов // Электроника инфо. — 2010. — № 3. — С. 58–59. [Bumai Yu. A., Vas'kov O. S., Kononenko V. K., Lomako V. M. // Elektronika info. 2010. N 3. P. 58]

8. Васьков О. С., Кононенко В. К., Нисс В. С. Метод тепловой релаксационной спектрометрии и определение параметров светодиодов // Докл. БГУИР. — 2011. — № 4. — С. 74–79. [Vas'kov O. S., Kononenko V. K., Niss V. S. // Dokl. BGUIR. 2011. N 4. P. 74]

Дата поступления рукописи
в редакцию 05.06 2012 г.

Turtsevich A. S., Rubtsevich I. I., Solov'yov Ya. A., Vas'kov O. S., Kononenko V. K., Niss V. S., Kerentsev A. F. **The investigation of quality of power-transistor crystals soldering by a transient impedance-spectrometer.**

Keywords: transistor, thermal resistance, transient impedance-spectrometer, crystal attachment.

Differential distribution profiles of the thermal «junction-to-case» resistance of KP723G transistors in accordance with the attachment of the crystals into the package have been investigated. Spectra of thermal resistances were calculated from the analysis of the temporal dependence of the dynamic thermal impedance obtained by a new non-destructive method of differential spectroscopy. The dependence of internal thermal resistance of transistor structure components on the thermal relaxation time constant is presented.

Belarus, Minsk, JSC «INTEGRAL», BNTU.

Турцевич А. С., Рубцевич І. І., Соловйов Я. О., Васьков О. С., Кононенко В. К., Нісс В. С., Керенцев А. Ф. **Дослідження якості паяння кристалів потужних транзисторів релаксацийним імпеданс-спектрометром.**

Ключові слова: транзистор, тепловий опір, релаксацийний імпеданс-спектрометр, посадка кристалу.

Досліджено диференціальні профілі розподілу теплового опору «перехід — корпус» транзисторів КП723Г залежно від умов монтажу кристалів у корпус. Спектри теплового опору розраховувалися через аналіз часової залежності динамічного теплового імпедансу, який отримано новим неруйнівним методом диференціальної спектроскопії. Наведено залежність внутрішнього теплового опору компонентів транзисторної структури від сталої часу теплової релаксації.

Білорусія, м. Мінськ, ВАТ «ІНТЕГРАЛ», БНТУ.

УДК 621.362:621.383

 К. т. н. С. Н. ДРАНЧУК¹, к. т. н. В. А. ЗАВАДСКИЙ¹, д. т. н. В. А. МОКРИЦКИЙ²

 Украина, ¹Одесская национальная морская академия,

²Одесский национальный политехнический университет

E-mail: vaaz@ukr.net, mokrickiy@mail.ru

МАССОПЕРЕНОС ПРИ ЖИДКОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ ДВУХСЛОЙНЫХ СИСТЕМ

Разработана диффузионная модель жидкофазной эпитаксии двухслойной системы в условиях изменения скорости охлаждения раствора-расплава. Обнаружено, что после прекращения охлаждения переходный процесс продолжается, за счет чего продолжается и рост слоя. Этот эффект связан с предполагаемой инерционностью процесса диффузии. Показано практическое применение обнаруженного явления.

Ключевые слова: эпитаксия, массоперенос, диффузия, раствор-расплав, подложка, режим, слои, температура.

С развитием твердотельной электроники совершенствуются технологические процессы жидкостной эпитаксии. Широкое применение получили способы эпитаксии слоев в условиях изменения скорости охлаждения раствора-расплава, улучшающие качества слоев. При этом уменьшается плотность дислокаций [1], увеличивается квантовый выход приборов [2], увеличивается толщина слоев [3].

Для управления процессами роста многослойных систем в этих способах необходимо учитывать особенности массопереноса в жидкой фазе при резком изменении скорости охлаждения раствора-расплава. Изучению этих особенностей посвящена настоящая работа.

Методика эпитаксии

Для получения качественных слоев из жидкой фазы был выбран метод эпитаксии при резком изменении скорости охлаждения раствора-расплава из узкого промежутка между двумя горизонтально расположенными подложками (рис. 1, а). Рассмотрим разработанную диффузионную модель эпитаксии слоя в данном методе.

Для времени роста слоя t_p выполняется условие

$$t_p > \tau_2 = \delta^2 / (4D), \quad (1)$$

где τ_2 — характеристическое время;

δ — величина промежутка между подложками;

D — коэффициент диффузии растворенного вещества в растворе-расплаве.

Из (1) следует, что возмущения в распределении концентрации вещества в жидкой фазе, связанные с кристаллизацией на подложках, за время роста успевают распространиться по всему конечному объему жидкой фазы, что является критерием понятия «узкий промежуток» [4].

В начальный момент времени происходит контакт подложки с раствором, предварительно насыщенным до концентрации C_1 , которая является равновесной при начальной температуре эпитаксии T_1 (рис. 1, б). После этого раствор принудительно охлаждают до температуры T_2 со скоростью a_1 в течение времени от 0 до t_1 . За это время происходит рост первой части слоя, и концентрация изменяется до значения C_2 . При $t=t_1$ резко изменяется скорость охлаждения с a_1 на a_2 , и в течение времени от t_1 до t_2 раствор охлаждается со скоростью a_2 до конечной тем-

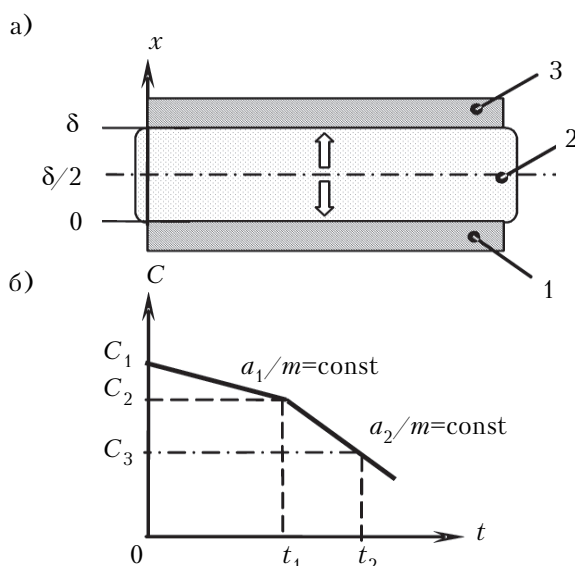


Рис. 1. Схема проведения эпитаксии в узком промежутке между подложками (а) и изменение во времени концентрации растворенного вещества в жидкой фазе (б):

1, 3 — подложки; 2 — раствор-расплав; стрелками обозначен поток растворенного вещества, обусловленный диффузией

пературы эпитаксии T_3 . За этот период происходит рост второй части эпитаксиального слоя, а концентрация изменяется до значения C_3 , равновесного при температуре T_3 . Примем, что снижение температуры при росте как первой, так и второй части слоя происходит по линии ликвидуса соответствующей диаграммы состояния:

$$a_1/m = \text{const}, \quad a_2/m = \text{const},$$

где $1/m = dC/(dT)$ — тангенс угла наклона линии ликвидуса диаграммы состояния.

Модель массопереноса

Принимаем, что массоперенос в жидкой фазе осуществляется только диффузией (свободная конвекция в объеме раствора отсутствует), а поверхность подложек — поглощающая, т. е. кинетические ограничения на ней отсутствуют [4]. Учтем, что протяженность поверхности подложек существенно больше расстояния между ними. Пренебрегаем расстоянием, на которое продвигается фронт кристаллизации и которое мало по сравнению с расстоянием между подложками. Тогда для роста обеих частей эпитаксиального слоя справедливо одномерное уравнение Фика:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}, \quad (2)$$

t — время диффузии; x — глубина диффузии.

Начальное и граничные условия при росте первой части слоя имеют вид

$$C_{|t=0} = C_1, \quad (3)$$

$$C_{|x=0} = C_{|x=\delta} = C_1 - \frac{a_1}{m} t \quad \text{при } 0 \leq t \leq t_1 \quad (4)$$

Тогда процесс роста первой части слоя будет описываться выражением [4]

$$C(x, t) = C_1 - \frac{a_1}{m} t + \frac{a_1(\delta - x)x}{2mD} - \frac{2a_1\delta^2}{\pi^3 m D} \sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp[B_n t] \sin\left(\frac{n\pi}{\delta} x\right), \quad (5)$$

$$\text{где } t_1 = \frac{C_1 - C_2}{(a_1/m)};$$

$$A_n = [1 - (-1)^n] / n^3; \quad B_n = -D(n\pi/\delta)^2.$$

Это уравнение при $t=t_1$ будет начальным условием для уравнения роста второй части слоя, а граничные условия примут вид

$$C_{|x=0} = C_{|x=\delta} = C_1 - \frac{a_1}{m} t_1 - \frac{a_2}{m} (t - t_1) \quad \text{при } t_1 \leq t \leq t_2. \quad (6)$$

Решение уравнения Фика (2) с начальным условием (5) при $t=t_1$ и граничными условиями (6), описывающее процесс роста второй части слоя, можно получить разделением переменных [5]:

$$C(x, t) = C_1 - \frac{a_1}{m} t_1 - \frac{a_2}{m} (t - t_1) + \frac{a_2(\delta - x)x}{2mD} - \frac{2a_2\delta^2}{\pi^3 m D} \left[\sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp[B_n(t - t_1)] \sin\left(\frac{n\pi}{\delta} x\right) - \sum_{n=1}^{\infty} A_n \{ \exp[B_n(t - t_1)] - \exp[B_n t] \} \times \sin(n\pi x / \delta) \right], \quad (7)$$

где $t_1 \leq t \leq t_2$; $t_2 = t_1 + (C_2 - C_3)/(a_2/m)$.

Скорость роста первой части слоя V_1 можно определить из условия баланса масс:

$$VC_S = D \frac{\partial C}{\partial x} \Big|_{x=0} = D \frac{\partial C}{\partial x} \Big|_{x=\delta},$$

где C_S — концентрация растворенного вещества в твердой фазе, $C_S = \gamma_S N_A / M_S$; γ_S , M_S — плотность и молекулярный вес твердой фазы;

N_A — число Авогадро.

Тогда

$$V_1 = \frac{D}{C_S} \frac{\partial C}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{D}{C_S} \frac{\partial C}{\partial x} \Big|_{x=\delta} = \frac{a_1 \delta}{2mC_S} \left\{ 1 - \frac{4}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} A_n n \exp[B_n t] \right\}. \quad (8)$$

Толщину первой части слоя h_1 определим путем интегрирования скорости V_1 :

$$h_1 = \int_0^{t_1} V_1 d\tau = \frac{a_1 \delta}{2mC_S} \times \left\{ t - \frac{4\delta^2}{D\pi^4} \sum_{n=1}^{\infty} A_n / n \cdot \{1 - \exp[B_n t]\} \right\}, \quad (9)$$

где $0 \leq t \leq t_1$.

Аналогично можно определить скорость роста V_2 и толщину h_2 второй части слоя:

$$V_2 = \frac{D}{C_S} \frac{\partial C}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{D}{C_S} \frac{\partial C}{\partial x} \Big|_{x=\delta} = \frac{a_1 \delta}{2mC_S} \times \left\{ \frac{a_2}{a_1} - \frac{4}{\pi^2} \left[\frac{a_2}{a_1} - 1 \right] \sum_{n=1}^{\infty} A_n n \exp[B_n(t - t_1)] - \frac{4}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} A_n n \exp[B_n t] \right\}; \quad (10)$$

$$h_2 = \int_0^t V_2 d\tau = \frac{a_1 \delta}{2mC_S} \left\{ \frac{a_2}{a_1} (t - t_1) - \frac{4\delta^2}{D\pi^4} \left[\frac{a_2}{a_1} - 1 \right] \sum_{n=1}^{\infty} A_n / n \cdot \{1 - \exp[B_n(t - t_1)]\} - \frac{4\delta^2}{D\pi^4} \left[\frac{a_2}{a_1} - 1 \right] \sum_{n=1}^{\infty} A_n / n \cdot \{ \exp[B_n t_1] - \exp[B_n t] \} \right\}, \quad (11)$$

где $t_1 \leq t \leq t_2$.

Применение модели

На основании выражений (8) и (10) получены графики зависимости относительной скорости роста слоя $V_{\text{отн}}$ от относительного времени $t_{\text{отн}}$, представленные на **рис. 2**. Здесь

$$V_{\text{отн}} = V/[a_1\delta/(2mC_s)], \quad t_{\text{отн}} = \delta^2/D.$$

Если рост первой части слоя происходит за время

$$t > \tau_1 = \frac{3}{\pi^2} \frac{\delta^2}{D} \approx 0,3 \frac{\delta^2}{D}, \quad (12)$$

то в выражениях (8), (10) члены $\exp[B_n t_1]$ и $\exp[B_n(t-t_1)]$ стремятся к нулю, скорость роста слоя достигает своего постоянного значения (с точностью до 5%) и не будет зависеть от времени наращивания (рис. 2, а). В этом случае, если при $t=t_1$ скорость охлаждения не меняется (т. е. $a_2=a_1$), то скорость роста слоя остается прежней. Если же $a_2 \neq a_1$, то скорость роста изменяется в a_2/a_1 раз. При $a_2=0$ (раствор перестает охлаждаться) рост слоя прекращается через некоторое переходное время, которое можно оценить по выражению (12). При $a_2 < 0$ (нагрев раствора) вместо роста второй части слоя будет происходить растворение его первой части.

Если время наращивания первой части слоя меньше $0,3\delta^2/D$, то скорость его роста не достигает своего постоянного значения до момента времени t_1 (рис. 2, б). В этом случае, если не меняется скорость охлаждения, постоянное значение скорости достигается в период роста второй части слоя.

Время установления стационарного значения скорости роста второй части слоя зависит только от величины промежутка между подложками и

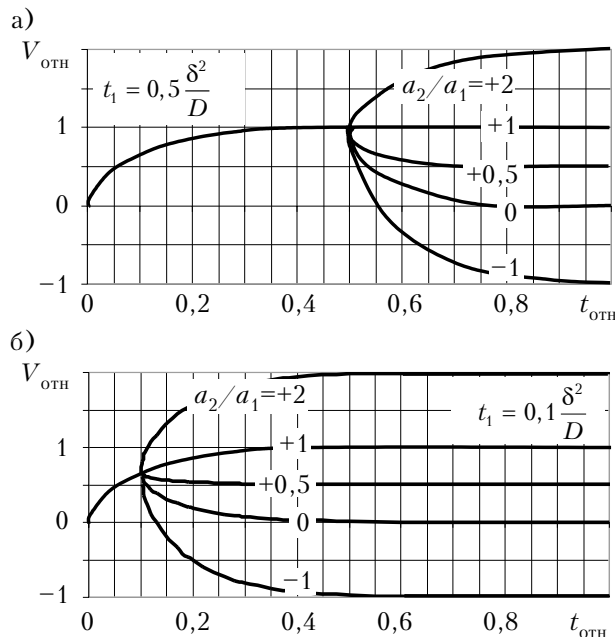


Рис. 2. Зависимость относительной скорости роста слоя от относительного времени роста при различных значениях отношения a_2/a_1

от коэффициента диффузии и не зависит от отношения a_2/a_1 . Длительность переходных процессов в растворе, вызванных изменением скорости его охлаждения, не превышает $2D/(\pi\delta)^2$ с точностью 5%.

Зависимость относительной толщины эпитаксиального слоя $h_{\text{отн}} = h/[a_1\delta^3/(2mDC_s)]$ от относительного времени его роста $t_{\text{отн}}$ приведена на **рис. 3**. Если при росте первой части слоя выполняется условие (12), то экспоненциальный членом в выражении (9) можно пренебречь, и оно упрощается к виду

$$h_1 = \frac{a_1\delta}{2mC_s} \left[t - \frac{\delta^2}{12D} \right]. \quad (13)$$

При выполнении условия $t_1 > 2\delta^2/D$ в выражении (13) можно пренебречь вторым слагаемым в скобках. Таким образом, после достижения скоростью роста стационарного значения при росте первой части эпитаксиального слоя, его толщина будет линейно зависеть от времени наращивания (рис. 3, а).

В этом случае при изменении скорости охлаждения от a_1 до a_2 в выражении (11) можно пренебречь последними двумя экспонентами. Анализ упрощенного выражения показывает, что темп роста толщины второй части слоя будет также линейно зависеть от времени наращивания, причем темп изменения h_2 будет в a_2/a_1 раз отличаться от темпа роста h_1 (при $a_2 \neq a_1$). В случае $a_2=a_1$ такого изменения не наблюдается, и вторая часть слоя продолжает расти аналогично его первой части.

С помощью предложенной модели массопереноса обнаружено новое явление при эпитак-

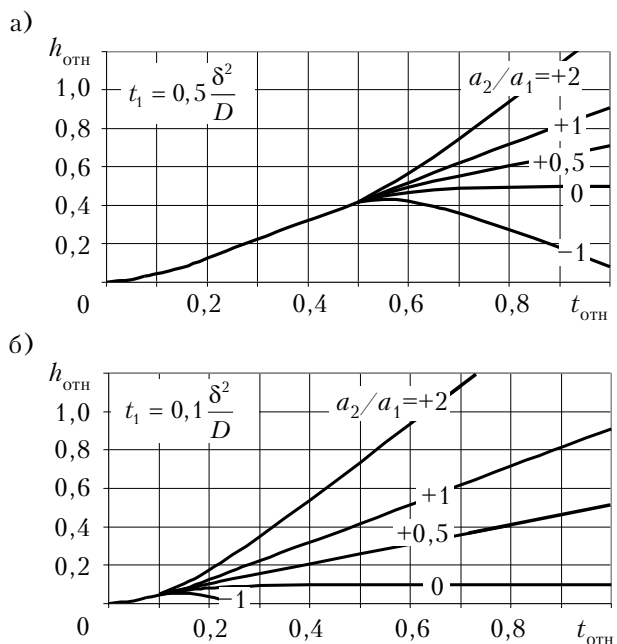


Рис. 3. Зависимость относительной толщины слоя от относительного времени роста при различных значениях отношения a_2/a_1

сии двухслойных систем в данных условиях. При $a_2=0$, несмотря на прекращение охлаждения раствора, наблюдается дальнейший рост слоя, т. е. существует некоторый переходной процесс, во время которого скорость роста второй части слоя отлична от нуля. При этом толщина слоя достигает своего максимального значения:

$$h_1 = \frac{a_1 \delta}{2mC_s} t_1. \quad (14)$$

При нагреве раствора ($a_2 < 0$) также в течение некоторого переходного периода будет продолжаться рост слоя, и только потом начнется его растворение с постоянной скоростью. Подобное явление можно объяснить инерционностью диффузионных процессов в объеме раствора. Время такого переходного периода можно оценить из выражения

$$t_{\text{пер}} \approx t - t_1 = \frac{\delta^2}{D\pi^2} \ln \left[\frac{8}{\pi^2} \left(1 - \frac{a_1}{a_2} \right) \right]. \quad (16)$$

Если время наращивания первой части слоя меньше $0,38^2/D$, то скорость его роста не достигает постоянного значения, а значит, зависимость толщины слоя от времени наращивания будет нелинейной, и рост второй части слоя начнется в нестационарных условиях (рис. 3, б). В этом случае линейная зависимость толщины слоя от времени установится только через некоторое время, связанное с инерционностью процессов диффузии в объеме раствора. При этом, если раствор начать нагревать, то время продолжения роста слоя несколько уменьшится. В остальном характер зависимости толщины второй части слоя от времени будет аналогичен случаю роста в стационарных условиях.

Выводы

Обнаруженное явление инерционности диффузионных процессов и связанное с ней продолжение роста эпитаксиального слоя при смене скорости охлаждения необходимо учитывать в ряде практических случаев, например при определении скорости роста слоев в условиях изотермической выдержки. Разработанная модель массопереноса арсенида галлия в системе Ga—GaAs с начальной температурой эпитаксии 800°C. Несмотря на прекращение охлаждения раствора ($a_2=0$), рост слоя продолжался еще в течение 50–60 с. Это привело к дополнительному увеличению толщины слоя (сверх расчетной) до 0,2–0,5 мкм, что вносит существенный вклад в общее значение толщины слоя. Полученные графические зависимости, указывающие на влияние изменения скорости охлаждения на толщину получаемых эпитаксиальных слоев, могут иметь практическое применение при разработке и корректировке режимов эпитаксии одно- и многослойных полупроводниковых структур на основе соединений A^3B^5 .

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Saul R. H. Reduced dislocation densities in liquid-phase epitaxy layers by intermittent growth // J. Electrochem. Soc. — 1971. — Vol. 118, N 5. — P. 793–796.
2. Ивлева О. Н., Якубеня М. Н., Вилисова И. Д., Чернов Н. А. Рентгенографическое исследование многослойных автоэпитаксиальных слоев арсенида галлия // Электронная техника. Сер. Материалы. — 1980. — Вып. 4. — С. 71–72. [Ivleva O. N., Yakubeniya M. N., Vilisova I. D., Chernov N. A. // Elektronnaya tekhnika. Ser. Materialy. 1980. Iss. 4. P. 71]
3. Дранчук С. Н., Завадский В. А., Дранчук А. С. Кинетика роста толстых слоев полупроводников при резком изменении скорости охлаждения раствора-расплава // В сб.: Труды Одесского политехнического университета. — 2001. — Вып. 1. — С. 152–157. [Dranchuk S. N., Zavadzskii V. A., Dranchuk A. S. // V sb.: Trudy Odesskogo politekhnicheskogo universiteta. 2001. Iss. 1. P. 152]
4. Болховитянов Ю. Б. Кинетика роста полупроводниковых пленок из раствора-расплава // В кн.: Полупроводниковые пленки для микроэлектроники. — Новосибирск: Наука, 1977. — С. 170–192. [Bolkhovityanov Yu. B. Kinetika rosta poluprovodnikovykh plenok iz rastvora-raspava // V kn.: Poluprovodnikovye plenki dlya mikroelektroniki. Novosibirsk: Nauka, 1977. P. 170]
5. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. — Москва: Наука, 1964. [Karslou G., Eger D. Teploprovodnost' tverdykh tel. Moscow: Nauka, 1964]

Дата поступления рукописи
в редакцию 19.06 2012 г.

Dranchuk S. M., Zavadzskii V. A., Mokritskii V. A.
Mass transfer in liquid-phase epitaxy of two-layer systems.

Keywords: epitaxy, mass transfer, diffusion, solution-melt, substrate, mode, layers, temperature.

A liquid phase epitaxy diffusion model of a two-layer system at instable cooling speed of the solution-melt has been developed. It was discovered that the transition process continues even after the termination of cooling, due to which the layer growth continues as well. This effect is connected with to the hypothetical inertia of the diffusion process. The practical application of this phenomenon is shown.

Ukraine, Odessa, ONMA, ONPU.

Дранчук С. М., Завадський В. А., Мокрицький В. А.
Массоперенос при рідиннофазній епітаксії двошарових систем.

Ключові слова: епітаксія, масоперенос, дифузія, розчин-розплав, підкладка, режим, шари, температура.

Розроблено дифузійну модель рідиннофазної епітаксії двошарової системи в умовах зміни швидкості охолодження розчину-розплаву. Виявлено, що після припинення охолодження перехідний процес продовжується, за рахунок чого продовжується і зростання шару. Цей ефект пов'язаний з припущеною інерційністю процесу дифузії. Показано практичне застосування виявленого явища.

Україна, м. Одеса, ОНМА, ОНПУ.

РЕЦЕНЗЕНТЫ НОМЕРА

- Алиева Алмаз Паша-кызы*, канд. техн. наук, доцент кафедры «Электроника», Азербайджанский технический университета, г. Баку
- Воробець Георгий Иванович*, канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры компьютерных систем и сетей, Черновицкий национальный университет имени Юрия Федьковича, г. Черновцы
- Ефименко Анатолий Афанасьевич*, канд. техн. наук., доцент кафедры электронных средств и информационно-компьютерных технологий, Одесский национальный политехнический университет, г. Одесса
- Каримов Абдулазиз Вахитович*, докт. физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник, Физико-технический институт НПО «Физика-Солнце» АН РУз, г. Ташкент
- Ковалюк Захарий Дмитриевич*, докт. физ.-мат. наук, директор Черновицкого отделения Института проблем материаловедения им. И. Н. Францевича НАНУ, г. Черновцы
- Курак Владислав Владимирович*, канд. техн. наук, доцент кафедры общей и прикладной физики, Херсонский национальный технический университет, г. Херсон
- Николаенко Юрий Егорович*, докт. техн. наук, ведущий научный сотрудник НТУУ «Киевский политехнический институт», г. Киев
- Одинец Григорий Семенович*, канд. техн. наук, главный специалист, ОАО «Меридиан» им. С. П. Королёва, г. Киев
- Панов Леонид Иванович*, канд. техн. наук, профессор кафедры электронных средств и информационно-компьютерных технологий, Одесский национальный политехнический университет, г. Одесса
- Перевертайло Владимир Леонтьевич*, канд. физ.-мат. наук, зам. директора по научной работе, НИИ микроприборов НТК «ИМК» НАНУ, г. Киев
- Рюхтин Вячеслав Васильевич*, канд. техн. наук, зам. председателя правления по научной работе ЦКБ «Ритм», г. Черновцы
- Стевич Зоран*, докт. техн. наук, профессор, Технический факультет Бора Белградского университета
- Шеремет Владимир Николаевич*, канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник, Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкарёва НАНУ, г. Киев
-

Комплект малогабаритных вакуумных установок для плазменного травления пленок и материалов



МВУ ТМ Плазма-РИТ



МВУ ТМ Плазма-ПХТ



МВУ ТМ Плазма-ПХТ ICP

Назначение:

Мелкосерийное производство, технологическое обучение, отработка технологических процессов, научные исследования.

Специализация:

- «МВУ ТМ Плазма-РИТ» Малогабаритная вакуумная установка травления слоёв и материалов методом реактивно-ионной обработки.
- «МВУ ТМ Плазма-ПХТ» Малогабаритная вакуумная установка плазмохимического травления слоёв и материалов в плазме диодного разряда.
- «МВУ ТМ Плазма-ПХТ ICP» Малогабаритная вакуумная установка плазменного травления слоёв и материалов с ICP источником плазмы.

Схемы реакторов МВУ



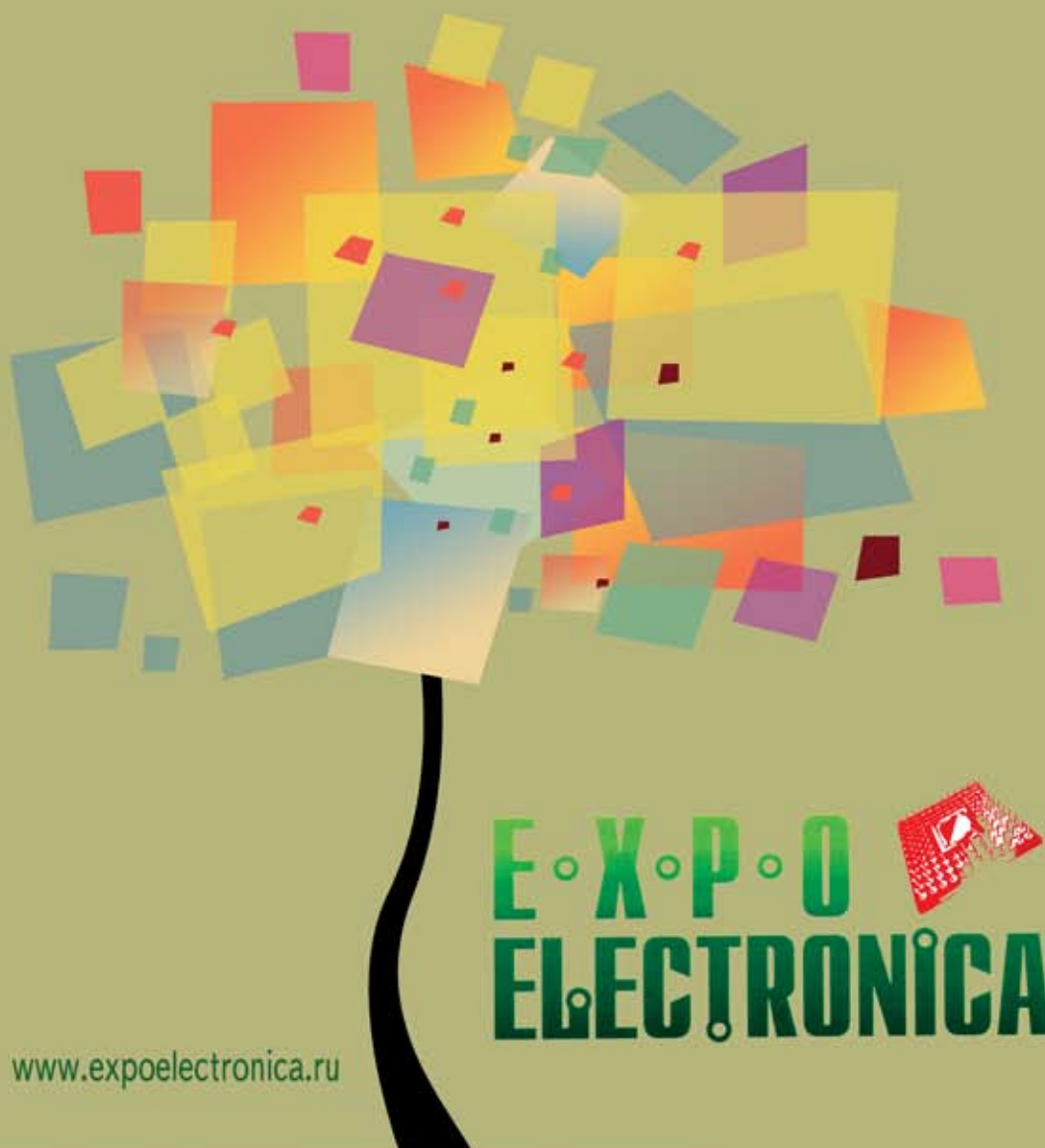
МВУ ТМ Плазма-РИТ



МВУ ТМ Плазма-ПХТ ICP



МВУ ТМ Плазма-ПХТ



16-я МЕЖДУНАРОДНАЯ
ВЫСТАВКА ЭЛЕКТРОННЫХ
КОМПОНЕНТОВ И КОМПЛЕКТУЮЩИХ

10—12 АПРЕЛЯ 2013
МОСКВА,
КРОКУС ЭКСПО

Номер готовили
Алчевск, Арзамас, Баку, Белград, Вроцлав, Киев,
Львов, Минск, Москва, Одесса, Ташкент,
Фрязино, Харьков, Херсон, Черновцы



Пишите
Подписывайтесь
Читайте