

ТРА

ТЕХНОЛОГИЯ И КОНСТРУИРОВАНИЕ В ЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЕ



6(66) 2006

НОЯБРЬ — ДЕКАБРЬ

СОДЕРЖАНИЕ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ
ЖУРНАЛ

Год издания 30-й

Год регистрации 1992

Регистрационный номер
КВ 12059-930Р от 04.12 2006 г.

Зарегистрирован в ВАК по разделам
"Физико-математические науки",
"Технические науки"

Реферируется
в Украинском РЖ "Джерело" (г. Киев)
и в Реферативном журнале ВИНТИ
(г. Москва)

ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР

К.т.н. В. М. Чмиль

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

К.т.н. Н. М. Вакив
Д.т.н. В. Н. Годованюк
К.т.н. А. А. Даишковский
Д.т.н. Л. С. Лутченков
Д.т.н. В. П. Малахов
Д.ф.-м.н. В. Ф. Мачулин
В. А. Мингалёв
В. А. Проценко
Е. А. Тихонова

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Д.т.н. А. А. Ащеулов
Д.т.н. В. В. Баранов
К.т.н. Э. Н. Глушеченко,
зам. гл. редактора
Д.т.н. В. В. Данилов
Д.т.н. В. Т. Дейнеца
Д.ф.-м.н. В. А. Дроздов
К.т.н. И. Н. Еримичой,
зам. гл. редактора
К.т.н. А. А. Ефименко,
ответственный секретарь
Л. М. Лейдерман
Д.т.н. С. Ю. Лузин
К.т.н. И. Л. Михеева
К.т.н. Ю. Е. Николаенко
Д.ф.-м.н. В. В. Новиков
К.ф.-м.н. А. В. Рыбка
К.т.н. В. В. Рюхтин
Д.ф.-м.н. П. В. Серба
Д.х.н. В. Н. Томашик
Д.ф.-м.н. О. И. Шпотьок

УЧРЕДИТЕЛИ

Институт физики полупроводников
им. В. Е. Лашкарёва,
Научно-производственное
предприятие «Сатурн»,
Одесский национальный
политехнический университет,
Редакция журнала «ТКЭА»

Техническая политика

Ростовое оборудование для производства полуизолирующего GaAs методом Чохральского. *Ковтун Г. П., Щербань А. П.* 3

Бесвинцовая технология: последний отчет. *Фьелстад Дж.* 7

Электронные средства: исследования, разработки

Взаимовлияние объектов малых размеров в микросхеме. *Конников И. А.* 9

Электрическое сопротивление контакта тонкопленочных резисторов. *Лугин А. Н., Оземша М. М.* 15

Компьютерная система отбора кремниевых диодов для генераторов случайных числовых последовательностей. *Барановский О. К., Кучинский П. В., Рутковский И. З.* 21

Системы передачи и обработки сигналов

Формирование нелинейного сигнала для воздействия на материальные объекты. *Сергеев В. И., Чаплыгин А. А.* 24

Комбинированный подход к кодированию изображений на основе нечеткой классификации фрагментов. *Иванов В. Г., Радивоненко О. С.* 26

Биомедицинская электроника

Полупроводниковый генераторный модуль для медико-биологических применений. *Плаксин С. В., Погорелая Л. М., Соколовский И. И.* 30

Измеритель мощности излучения в диапазонах УФ-А, УФ-В, УФ-С и их комбинаций. *Бобренко Ю. Н., Колежук К. В., Комащенко В. Н., Шереметова Г. И., Ярошенко Н. В., Майстренко А. С.* 34

Радиометр ультрафиолетового излучения "Тензор-31". *Бутенко В. К., Юрьев В. Г., Добровольский Ю. Г., Шабашкевич Б. Г.* 36

Функциональная микро- и нанoeлектроника

Нестационарные электронные процессы в барьерных структурах и приборы на их основе. *Джафарова Э. А.* 39

Механизм управления фоточувствительностью полевого фототранзистора. *Ёдгорова Д. М.* 43

Технологические процессы и оборудование

Наноструктурированные пленки ZnO для устройств микроэлектроники и оптики. *Белянин А. Ф., Кривченко В. А., Лопав Д. В., Павлушкин Л. В., Пащенко П. В., Пирогов В. Г., Поляков С. Н., Суетин Н. В., Сушенцов Н. И.* 48

Повышение адгезионной прочности никелевых контактов ветвей термоэлектрических модулей. *Ащеулов А. А., Добровольский Ю. Г., Романюк И. С.* 56

Материалы электроники

Мощные резисторы нового поколения на основе углеродных (алмазоподобных) пленок. *Ротнер С. М., Мокрицкий В. А., Лагутин В. В., Медведенко Ю. С.* 58

Метрология. Стандартизация

Излучатель переменной яркости на основе сопряженных интегрирующих сфер. *Михеенко Л. А., Боровицкий В. Н.* 61

Библиография

Новые книги 8, 29

В портфеле редакции 6, 14

Выставки. Конференции 42, 64, 3-я и 4-я стр. обл

2006 № 6 (66)

ЗМІСТ

Технічна політика

Обладнання для вирощування в виробництві напівізолюючого GaAs за методом Чохральського. *Ковтун Г. П., Щербань О. П.* (3)
Безсвинцева технологія: останній відлік. *Ф'єлстад Дж.* (7)

Електронні засоби: дослідження, розробки
Взаємодія об'єктів малих розмірів в мікросхемі. *Конніков І. А.* (9)

Електричний опір контакту тонкоплівкових резисторів. *Лугін О. М., Оземша М. М.* (15)

Комп'ютерна система відбору кремнієвих діодів для генераторів випадкових чисельних послідовностей. *Барановський О. К., Кучинський П. В., Рутковський І. З.* (21)

Системи передачі та обробки сигналів

Формування нелінійного сигналу для впливу на матеріальні об'єкти. *Сергєєв В. І., Чаплигін О. О.* (24)

Комбінований підхід до кодування зображень на основі нечіткої класифікації фрагментів. *Іванов В. Г., Радивоненко О. С.* (26)

Біомедицинська електроніка

Напівпровідниковий генераторний модуль для медико-біологічних застосувань. *Плаксін С. В., Погоріла Л. М., Соколовський І. І.* (30)

Вимірювач потужності випромінювання у діапазонах УФ-А, УФ-В, УФ-С та їх комбінацій. *Бобренко Ю. М., Колежук К. В., Комащенко В. М., Шереметова Г. І., Ярошенко М. В., Майстренко А. С.* (34)

Радиометр ультрафіолетового випромінювання "Тензор-31". *Бутенко В. К., Юр'єв В. Г., Добровольський Ю. Г., Шабашкевич Б. Г.* (36)

Функціональна мікро- та наноелектроніка

Нестационарні електронні процеси у бар'єрних структурах та прилади на їх основі. *Джафарова Е. А.* (39)

Механізм керування фоточутливістю польового фототранзистора. *Йодгорова Д. М.* (43)

Технологічні процеси та обладнання

Наноструктуровані плівки ZnO для пристроїв мікроелектроніки та оптики. *Белянін О. Ф., Кривченко В. О., Лопасєв Д. В., Павлушкин Л. В., Пащенко П. В., Пирогов В. Г., Поляков С. М., Суетін М. В., Сушецов Н. І.* (48)

Підвищення адгезійної міцності нікелевих контактів гілок термоелектричних модулів. *Ашеулов А. А., Добровольський Ю. Г., Романюк І. С.* (56)

Матеріали електроніки

Потужні резистори нового покоління на основі вуглецевих (алмазоподібних) плівок. *Ротнер С. М., Мокрицький В. А., Лагутін В. В., Медведенко Ю. С.* (58)

Метрологія. Стандартизація

Випромінювач змінної яскравості на основі спряжених інтегруючих сфер. *Михєєнко Л. А., Боровицький В. М.* (61)

CONTENT

Technical polytic

The equipment for production SI-GaAs by LEC method. *Kovtun G. P., Shcherban' A. P.* (3)
Without leaden technology: last readout. *Fjelstad J.* (7)

Electronic means: investigations, development

The cross-talk of small-dimension objects in an integrated circuit. *Konnikov I. A.* (9)

Resistance of the contact of thin film resistors. *Lougin A. N., Ozemsha M. M.* (15)

Computer system for selection of silicon diodes used in random number generator. *Baranouski A. K., Kuchinski P. V., Rutkowski I. Z.* (21)

Systems of transfer and processing of a signals

Nonlinear signal formation for impact on material objects. *Sergeev V. I., Chaplygin A. A.* (24)

Combined approach to coding the images on the basis of fuzzy classification of fragments. *Ivanov V. G., Radivonenko O. S.* (26)

Biomedical electronics

The semiconductive generative module for medical-biological applications. *Plaksin S. V., Pogorelaja L. M., Sokolovskij I. I.* (30)

UV radiation power sensor in A-, B- and C-ranges and their combinations. *Bobrenko N. Yu., Kolezhuk K. V., Komashchenko V. N., Sheremetova G. I., Yaroshenko N. V., Maystrenko A. S.* (34)

Radiometer of the ultraviolet radiation "Tensor-31". *Butenko B. K., Yurev V. G., Dobrovolskiy Yu. G., Shabashkevich B. G.* (36)

Functional micro- and nanoelectronics

Non-stationary electronic processes in barrier structures and devices on their basis. *Jafarova E. A.* (39)

The control mechanism of photosensitivity of the field phototransistor. *Yodgorova D. M.* (43)

Technological processes and development

Nano-structured ZnO films for microelectronics and optical devices. *Belyanin A. F., Krivchenko V. A., Lopaev D. V., Pavlushkin L. V., Paschenko P. V., Pirogov V. G., Polyakov S. N., Suetin N. V., Sushentsov N. I.* (48)

Rise of adhesion durability of nickel contacts of the thermo-electric modules branches. *Ashuevov A. A., Dobrovolskiy Yu. G., Romanyuk I. S.* (56)

Materials of electronics

Powerfull resistors of new generation on base carbon (diamondlike) films. *Rotner S. M., Mokritskiy V. A., Lagutin V. V., Medvedenko Y. S.* (58)

Metrology. Standartization

Illumination unit with brightness variation based on optically-coupled integration spheres. *Mikheenko L. A., Borovytsky V. N.* (61)

В этом номере, последнем номере 30-го года издания журнала, редакция обращается к авторам журнала и к его читателям.

Без ложной скромности, мы отдаем себе отчет, какую большую роль в жизни любого журнала, в том числе журнала "ТКЭА", играет редакция. Это сюда, в редакцию, сходятся все нити, которые должны составить ткань каждого нового номера. И тем не менее, отдавая должное и нашим собственным усилиям, и усилиям всех, кто причастен к журналу, — от финансистов до типографских рабочих, мы выделяем первое и главное условие жизни любого издания: наличие авторов и — читателей, которые этих авторов читают.

И сегодня, поздравляя с тридцатилетием журнала всех, кто имеет к нему отношение, редакция "ТКЭА" в первую очередь поздравляет именно вас, дорогие авторы и дорогие читатели. Редакция и впредь готова быть посредником между теми, кто ищет и находит, и теми, кто находит и ищет дальше. Редакция и впредь готова предоставлять страницы журнала тем, кто имеет что сказать. Мы и впредь готовы делать все, доступное нашим силам, чтобы каждый, желающий быть читателем "ТКЭА", — таки имел такую возможность.

Мы желаем журналу долгой жизни, которая вполне возможна при условии творческого долголетия его авторов и читателей.

Успехов вам!

Д. ф.-м. н. Г. П. КОВТУН, А. П. ЩЕРБАНЬ

Украина, Харьковский Физико-технический институт
E-mail: gkovtun@kipt.kharkov.ua

Дата поступления в редакцию
25.09 2006 г.

Оппонент д. т. н. В. К. КОМАРЬ
(Ин-т монокристаллов, г. Харьков)

РОСТОВОЕ ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА ПОЛУИЗОЛИРУЮЩЕГО GaAs МЕТОДОМ ЧОХРАЛЬСКОГО

Рассмотрены современные достижения в создании ростового оборудования для производства ПИ-GaAs методом ЖГЧ. Приведены сравнительные характеристики и анализ установок нового и предшествующего поколений.

Полуизолирующий арсенид галлия (ПИ-GaAs) с удельным сопротивлением $>10^7$ Ом·см является наиболее перспективным материалом, используемым в микроэлектронике при производстве высокочастотных интегральных схем и дискретных приборов. На сегодняшний день рынок монокристаллов ПИ-GaAs составляет примерно 50% от всего объема производства монокристаллов GaAs. Приборы на основе GaAs многократно превосходят кремниевые аналоги по быстродействию, обладают высокой радиационной стойкостью и способностью функционировать в широком интервале температур.

Для создания устройств с высокими характеристиками необходимы монокристаллы ПИ-GaAs большого диаметра с низкой плотностью дислокаций и равномерным их распределением в радиальном направлении. Использование полуизолирующего арсенида галлия в виде пластин большого диаметра значительно расширяет функциональные возможности устройств и снижает их стоимость.

Существуют три метода промышленного производства монокристаллов ПИ-GaAs:

- метод Чохральского с жидкостной герметизацией расплава слоем борного ангидрида (ЖГЧ);
- метод горизонтальной направленной кристаллизации (ГНК) или “кристаллизации в движущемся градиенте температуры” — Horizontal Gradient Freeze — HGF;
- метод вертикальной направленной кристаллизации в тех же двух модификациях (ВНК или Vertical Gradient Freeze — VGF).

Интенсивное развитие технологии получения ПИ-GaAs основывается на методе ЖГЧ. Тенденцией становится внедрение в промышленное производство и метода ВНК. С помощью этого метода возможно получение как легированных элементами In, Si, Te, S, V, Cr, Zn в количестве $10^{17} \dots 10^{18}$ см⁻³ монокристаллов GaAs с пониженной плотностью дислокаций, так и нелегированных монокристаллов ПИ-GaAs.

В производстве ПИ-GaAs обе технологии выращивания имеют свои плюсы и минусы. Материал, полученный методом ВНК, обладает более низкой плотностью дислокаций, а ЖГЧ-материал — более однородным распределением дислокаций по площади пластины. Кроме того, монокристаллы, выращенные методом ВНК, имеют более высокую себестоимость, чем выращенные методом ЖГЧ. Это обусловлено в 4—5 раз меньшей скоростью кристаллизации и исключением операции повторного затравливания.

Сравнивая совокупность характеристик, присутствующих различным методам выращивания, можно полагать, что в ближайшие годы оба метода будут присутствовать на рынке в приблизительно равных долях. Так, в 2004 г. немногим более 60% от общего количества продаваемого GaAs произведено методом ВНК и ~40% — методом ЖГЧ [1].

Для обеспечения необходимых электрофизических параметров ПИ-GaAs используют Ga и As чистотой не менее 6N—7N, тигли из пиролитического нитрида бора, а управление содержанием фонового углерода осуществляют либо методом автоматического контроля парциального давления CO в ростовой камере, либо подбором влажности борного ангидрида. Важная особенность ЖГЧ-метода заключается в достаточности высоких осевых и радиальных градиентах температуры вблизи фронта кристаллизации. Это приводит к повышенной плотности дислокаций N_D (от $1 \cdot 10^4$ до $2 \cdot 10^5$ см⁻²). Типичные значения диаметров выращиваемых кристаллов составляют 100—150 мм, появились также коммерческие кристаллы диаметром 200 мм (впервые предложены фирмой Freiburger Compound Materials в 2000 г.) [2].

Целью данной работы является представление научно-технической информации о современных разработках ростового оборудования, реализующего задачи получения ПИ-GaAs большого диаметра методом ЖГЧ.

В статье представлен анализ результатов поиска патентной и научно-технической информации по данной теме за период 1985—2005 гг. по Украине, РФ, Великобритании, Германии, США, Франции, Японии. Рассмотрены сравнительные характеристики ростовых установок нового и предшествующего поколений.

Предшествующее поколение установок (диаметр выращиваемых кристаллов до 100 мм включительно) представлено отечественными образцами машиностроительной фирмы электронной промышленно-

Таблица 1

Современное ростовое оборудование для производства *III-VaAs* методом ЖГЧ

Характеристика	Страна, фирма, модель, год освоения						
	Украина, ПО "Донец", "Сигма-2", 1996, [3]	Украина, ПО "Донец", "Астра-2", 1996, [3]	Великобритания, SGC, SG 15/25, 1988, [4]	Япония, Hitachi Cable, SED, SPD, 1993, [5]	Япония, Hitachi Cable, SED, SPD, 1999, [6]	Германия, Freinberger Compound Materials, GmbH, 1999, [7]	Германия, Freinberger Compound Materials, GmbH, 2001, [2]
Масса загрузки, кг	5	15	10	20—25	40—45	50	30
Диаметр монокристалла, мм	100	125	100	100	150	160	200
Длина, мм	...	350	...	350—400	300—350	100	60
Диаметр тигля, мм	150	250	200	280	400	300	400
Материал	SiO ₂ , pBN	SiO ₂ , pBN	pBN	pBN	pBN	pBN	pBN
Давление, МПа: синтез	10	...	7	6	6	≈8	≈8
рост	0,3	0,5	0,3	1	1	≈1	≈1
Количество зон нагрева	2	2	3	3	3	3	3
Скорость роста, мм/ч	3—7	4—8	3—9	8	8	7	7
Оснастка магнитом	Магнит, индукция 0,2 Тл	—	Сверхпроводящий магнит	—	—	—	—
Определение содержания и автоматический контроль парциального давления СО	—	—	—	Есть	Есть	Есть	Есть
Управление процессом роста	Частичная автоматизация	Частичная автоматизация	Автоматическое с компьютерным контролем	Автоматическое с компьютерным контролем	Полная автоматизация с компьютерным контролем	Полная автоматизация с компьютерным контролем	Полная автоматизация с компьютерным контролем

Таблица 2

Стоимость пластин *GaAs* различного диаметра [8]

Метод выращивания	Диаметр, мм	Тип проводимости	Легирующая примесь	Ориентация	Удельное сопротивление, Ом·см	Толщина, мкм	Объем партии, пластин	Цена, \$
ЖГЧ	72,6	ПИ*	Нет	(100)	$(1...4) \cdot 10^7$	475—525	1	250
ЖГЧ	72,6	ПИ	"	(100)	$<10^8$	610—660	5	750
ЖГЧ	72,6	<i>n</i>	Te	(100)	0,0094	475—525	5	2000
ЖГЧ	72,6	<i>n</i>	Te	(100)	0,0094	475—525	1	400
ЖГЧ	72,6	<i>p</i>	Zn	(100)	0,0317	500—550	1	300
ЖГЧ	72,6	<i>p</i>	Zn	(110)	0,0588	600—650	5	2000
ВНК	100,0	ПИ	Нет	(100)	10^7	575—625	5	500
ВНК	100,0	ПИ	"	(100)	10^7	575—625	100	5000
ВНК	100,0	ПИ	"	(100)	$<10^8$	610—660	5	1000
ВНК	150,0	ПИ	"	(100)	10^7	600—650	5	1000
ВНК	150,0	ПИ	"	(100)	10^7	600—650	25	2500
ВНК	150,0	ПИ	"	(100)	10^8	650—700	5	2500

* ПИ — полупроводник.

сти ПО “Донец” (г. Луганск, Украина, 2002 г.), а также соответствующими типами установок зарубежных фирм — SGC (Великобритания, 1988 г.), Hitachi Cable Ltd (Япония, 1993 г.) (табл. 1). В установках предшествующего поколения нагрузка составляла от 5 до 25 кг при использовании тиглей диаметром до 200 мм — как одноразовых из кварца (SiO_2), так и тиглей из пиролитического нитрида бора (pBN), выдерживающих до 20 циклов выращивания. В установках использовался двух- или трехзонный нагрев, предусматривалась возможность дополнительной оснастки магнитом и достигнута высокая автоматизация управления процессом выращивания.

Новое поколение ростовых установок представлено образцами фирм Freiburger Compaund Materials GmbH (Германия, 1999—2001 гг.), Hitachi Cable Ltd (Япония, 1999 г.). Отличительной особенностью вытягивающих установок нового поколения является использование тиглей диаметром до 400 мм и повышенные загрузки до 50 кг, что позволило увеличить диаметр и протяженность кристалла.

На рисунке приведена типичная схема теплового узла ростовых установок нового поколения. Основная их особенность заключается в использовании трехзонных тепловых узлов. Характерным для этих установок является также следующее: использование тиглей только из pBN; совмещение в одном цикле синтеза и выращивания; измерение содержания и автоматический контроль парциального давления CO в окружающем инертном газе; полная автоматизация с компьютерным контролем (табл. 1). При разработке ростового оборудования наблюдается тенденция к увеличению диаметра выращиваемых кристаллов. С момента получения первого кристалла GaAs методом

ЖГЧ (1964 г.) такое увеличение составляет примерно 50 мм за 10 лет.

Необходимо отметить, что в последние годы в отношении ростового оборудования стал преобладать подход, при котором производители монокристаллов предпочитают сами выступать в качестве основных “идеологов” при создании оборудования, привлекая “машиностроителей” только как исполнителей своих разработок. Это привело к тому, что, в отличие от промышленного производства кремния, основные объемы продукции полупроводников $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ производятся на “авторском” оборудовании. Так, предприятие “Тиредмет” (г. Москва), выпускающее монокристаллы для оптоэлектроники, разработало свое оборудование для ВНК. Так же предпочитает работать Freiburger Compaund Materials (Германия) и другие компании.

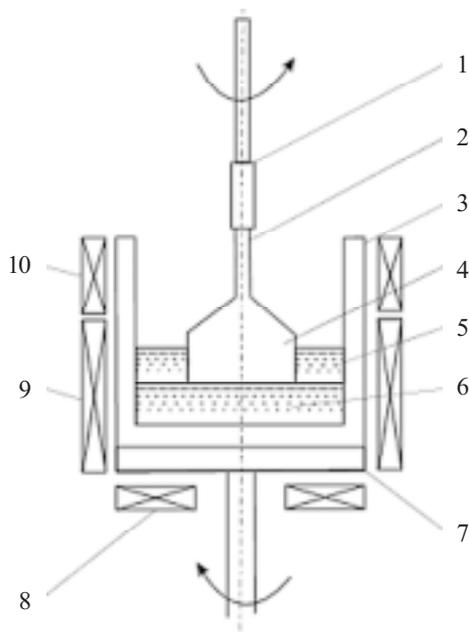
Производителями стандартизованного оборудования остаются американская фирма Kayex с установкой CG850B для выращивания методом Чохральского и немецкая фирма Crystal Growing Systems GmbH с установкой Kronos для выращивания методом Бриджмена [1].

В табл. 2 представлена стоимость пластин GaAs различного диаметра по данным компании Wafer World Inc. [8]. Видно, что стоимость пластин растет с увеличением диаметра и колеблется, например для 150-мм-пластин ПИ-GaAs, от 200 до 400\$ за штуку. Пластины из легированного GaAs в два раза дороже аналогичных нелегированных ПИ-GaAs.

Потребление пластин GaAs различного диаметра в 2000 г. распределялось следующим образом: 76,2 мм — 9,1%; 100 мм — 64,4%; 150 мм — 26,3% [1].

До настоящего времени предложений на рынке GaAs-пластин диаметром 200 мм еще не было, поскольку только в этом году (14 февраля 2006 г.) Институтом полупроводникового оборудования и материалов (SEMI, США) опубликованы технические условия SEMI M9.8 на свойства особых GaAs-подложек. Технические условия SEMI M9.8 определяют различные свойства для 200-мм-пластин GaAs: ориентацию поверхности, величину и допуски на диаметр и толщину пластин, положение и глубину меток и местоположение лазерной маркировки [9].

В Украине промышленное производство GaAs можно охарактеризовать как кризисное, что приводит к отсутствию заказов производителей монокристаллов GaAs на разработки и создание оборудования нового поколения. Серийное оборудование для синтеза и выращивания монокристаллов GaAs, ранее производимое ПО “Донец”, морально устарело и не отвечает современным требованиям. Вместе с тем ПО “Донец” — предприятие с широкими технологическими возможностями. За 40 лет существования фирмы создано и выпущено несколько поколений различного оборудования: выращивания монокристаллов кремния, соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{IV}}$, сапфира, оксидных и других материалов; получения эпитаксиальных структур; резки монокристаллических слитков на пластины; шлифовки и полировки пластин. Фирма имеет опыт создания и возможности промышленного выпуска современного оборудования для производства монокристаллов GaAs.



Типичная схема теплового узла ростовых установок нового поколения:

- 1 — заправкодержатель; 2 — заправка; 3 — pBN-тигель; 4 — кристалл GaAs; 5 — флюс B_2O_3 ; 6 — расплав GaAs; 7 — подставка; 8 — нагреватель донный; 9 — нагреватель боковой основной; 10 — нагреватель боковой дополнительный

Модернизация установок типа «Арсенид-1М» позволяет выращивать 100-мм-монокристаллы GaAs, что в настоящее время осуществлено на ГП «ЗЧМ» (г. Светловодск, Украина), но улучшения качества кристаллов при этом не наблюдается. Необходимо отметить, что на этом предприятии сосредоточен огромный потенциал бывшего Советского Союза для промышленного производства GaAs и получения исходных компонентов (Ga, As). В Украине — при надлежащей заинтересованности государства и бизнеса и зарубежных инвестиций — возможно быстрое восстановление до современного уровня основных звеньев производства GaAs — материаловедческих исследований, промышленного производства ПИ- и легированного GaAs, создания оборудования для выращивания, получения высокочистых исходных Ga и As.

В ННЦ "ХФТИ" создана ростовая установка, отвечающая (по заложенной идеологии) требованиям к установкам нового поколения ЖГЧ-метода [10]. В установке используется 4-зонный тепловой узел, позволяющий при пониженных ($<40^\circ\text{C}/\text{см}$) осевых градиентах температуры вблизи фронта кристаллизации выращивать монокристаллы GaAs под слоем флюса с диаметром, близким к диаметру тигля (до 100 мм). Регулирование диаметра кристалла осуществляется путем согласования скорости выращивания кристалла, скорости и времени подъема тигля и скорости снижения температуры нижнего нагревателя для поддержания постоянного температурного градиента на фронте кристаллизации. Заложена возможность после ростового отжига кристалла в слое флюса обеспечивает снижение неоднородности распределения электрофизических и структурных параметров. Процесс выращивания кристалла осуществляется в автоматическом режиме от микропроцессора с возможным переходом к полному компьютерному контролю и управлению.

В настоящее время при финансовой поддержке Минпромполитики Украины осуществляется усовершенствование теплового узла установки, разработка автоматизированного программируемого управления процессом роста с компьютерным контролем и оптимизация технологических режимов выращивания кристаллов. По окончании этих работ установка будет сдана в эксплуатацию с отработкой на ней технологии получения монокристаллов ПИ-GaAs с высокими электрофизическими параметрами и более совершенной структурой по сравнению с кристаллами, выращенными «обычным» методом ЖГЧ.

Таким образом, из анализа последних разработок по созданию ростового оборудования для производства GaAs-монокристаллов методом Чохральского с жидкостной герметизацией расплава слоем борного ангидрида видна тенденция к увеличению диаметра монокристаллов. Более половины пластин из арсенида галлия изготавливаются диаметром 100 мм. Достижение необходимых электрофизических и структурных свойств монокристаллов больших диаметров реализуется путем использования многозонных нагревателей, обеспечивающих низкие температурные градиенты на фронте кристаллизации, полной автоматизации процесса выращивания, применения высокочистых исходных и вспомогательных материалов.

В Украине к настоящему времени еще сохранились условия для возрождения всей инфраструктуры производства монокристаллов арсенида галлия — от создания ростового оборудования до получения продукции на основе GaAs.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Наумов А. В. Обзор мирового рынка арсенида галлия // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2005.— № 6.— С. 53—57.
2. Seide A., Eicher S., Flade T. et al. 200 mm GaAs crystal growth by the temperature gradient controlled LEC method // J. Cryst. Growth.— 2001.— Vol. 225.— P. 561—565.
3. Оборудование для синтеза и выращивания монокристаллов.— Каталог ПО «Донец».— Луганск, 1992.
4. Проспект фирмы Special Gas Control, Великобритания.— 1988.
5. Inada T., Komata S., Ohnishi M. et al. Development of mass production line for 150 mm GaAs wafers // GaAs MANTECH Conferens 1999, Digest of Press.— P. 205—208.
6. Otoki Y., Kamogawa H., Ohnishi M. et al. Large volume production of large size GaAs substrates and epitaxial wafers for microwave devices // GaAs 99 — Munich 1999, Conference Proceedings.— P. 314—319.
7. Flade T., Jurisch M., Kleinwechter A. et al. State of the art 6 SI GaAs wafers made of conventionally grown LEC-crystals // J. Cryst. Growth.— 1999.— Vol. 198/199.— P. 336—342.
8. Wafer World Inc.— Silicon Wafer Manufacturer 06.03.06 at URL. <http://www.waferworld.com>.
9. SEMI unveils 200 mm GaAs substrate standard (February 2006).— News—Compound... 21.02.06 at URL. <http://www.compoundsemiconductor.net/articles/news/>.
10. Ковтун Г. П., Кравченко А. И., Щербань А. П. Установка для выращивания малодислокационных монокристаллов GaAs большого диаметра // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2001.— № 6.— С. 52—53.

в портфеле редакции

в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции

- Технологии изготовления устройств на основе фотонных кристаллов. (Украина, г. Киев)
- Получение поверхностно-барьерных структур на основе четырёхкомпонентных твёрдых растворов A^4B^6 . (Украина, г. Кировоград)
- Исследование влияния механических напряжений на свойства полупроводниковых структур. (Россия, г. Калуга)
- Малошумящий усилитель диапазона частот 7,525—8,025 ГГц с допустимой входной мощностью 7 Вт. (Украина, г. Киев)
- Исследование процессов нанесения пленок электроплазменным воздействием. (Украина, г. Запорожье)



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

в портфеле редакции

Дж. ФЬЕЛСТАД

США, Калифорния, г. Саннивейл, Silicon Pipe Inc.
E-mail: JosephFjelstad@aol.com, JFjelstad@sipipe.com

Перепечатано из журнала
"Печатный монтаж"
(CircuitTree"), № 4'2006, с согласия автора

БЕССВИНЦОВАЯ ТЕХНОЛОГИЯ: ПОСЛЕДНИЙ ОТСЧЕТ

С 1 июля Евросоюз запретил в законодательном порядке применение свинца в припоях, используемых в производстве электроники. Озаглавленный как «Ограничение на вредные вещества» (RoHS), документ ограничивает использование ряда природных элементов, которые могут быть ядовитыми при определенных условиях, а также некоторых искусственных органических соединений — замедлителей горения (ампирены), используемых для огнезащиты различных материалов, — как возможных источников заболеваний раком.

Ограничения RoHS были задуманы как перспективные средства защиты окружающей среды и здоровья граждан Европы. Но основная кампания прошла под знаменем «без свинца» — возможно, потому, что свинец был довольно сильно очернен прессы как потенциально ядовитое вещество, которое, как это часто подразумевалось, сильно влияет на детей. Или, возможно, потому, что удаление свинца из припоя должно было нанести производителям ощутимый удар как в промышленном, так и в экономическом отношении, и, таким образом, предоставило бы хорошую возможность заработать большие деньги тем, кто стоял за этой кампанией. Жизненный опыт заставляет полагать, что именно последняя причина является самой главной. Существует немного вещей, более предсказуемо выгодных, чем издание законов.

Следившие за развитием событий знают о попытках представить и обсудить разумные доводы <...> в пользу рационального мышления и логичного решения этого вопроса. Поскольку часы отсчитывают обратный ход, наверное, стоит перечислить все причины, по которым не должна была законодательно приниматься бессвинцовая технология.

Причина 1. Свинец в припое составляет приблизительно полпроцента от мирового объема его использования. Вести огонь по такому ничтожному объему стремительными, все сметающими, мощными законодательными мерами равносильно пальбе из пушки по воробьям.

Причина 2. До сих пор не было ни одного доказанного случая того, что свинец в припое при его

обычном использовании с соблюдением стандартных норм причинил вред кому-либо. (Если у читателя есть такие доказательства, пожалуйста, приведите их.)

Причина 3. Свинец из припоя, находящегося на свалке отходов, не просачивается в грунтовые воды. К тому же за все годы применения свинца во многих изделиях, таких как аккумуляторные батареи, краски и т. п., было и существует всего три захоронения отходов с достаточно большим его содержанием.

Причина 4. Большинство бессвинцовых припоев содержит значительное количество серебра (3—4%), а серебро токсично по отношению к микроорганизмам и личинкам рыб. Таким образом, как раз серебро представляет собой реальную угрозу.

Причина 5. По имеющимся расчетам, стоимость перехода на бессвинцовую технологию составит приблизительно от нескольких десятков до 100 млрд. дол. без какой-либо явной выгоды. С какой пользой можно было бы потратить эти деньги!

Причина 6. По технологии бессвинцовые припои требуют значительно более высоких температур для расплавления, что соответственно приводит к более высокому энергопотреблению. И оно будет постоянно повышаться, а вместе с ним и счета за использованную на это электроэнергию. Более высокие температуры плавления припоев также сузят выбор используемых в технологическом процессе материалов. Не исключено, что это скажется и на надежности полупроводниковых приборов.

Причина 7. Надежность пайки бессвинцовыми припоями все еще остается под вопросом из-за многочисленных побочных эффектов (раковины, "усы" и



т. д.), причины возникновения которых еще до конца не выяснены, а поведение непредсказуемо. Доля возврата устройств, уже выпущенных на основе технологии бессвинцовой пайки, на 3% выше, чем у выпускавшихся по старой, свинцовой технологии.

Причина 8. Исследования, проведенные двумя университетами и Агентством по охране окружающей среды США (EPA), показали, что в целом бессвинцовая технология экологически менее благоприятна. Основным негативным фактором для свинца считается его токсичность, однако не следует забывать, что как в чистом виде, так и в сплаве, вероятность причинения им вреда человеку крайне мала, если только он не будет проглочен.

Причина 9. Использование традиционных оловянно-свинцовых припоев будет продолжаться в военной и авиационно-космической промышленности, где требуется очень высокая надежность и где нежелательны дополнительные проблемы материально-технического обеспечения производства.

Причина 10. Произойдет замедление в развитии новых технологий, вызванное тем, что инженерам придется отвлечься от решения реальных технологических задач, устраняя проблему, которая фактиче-

ски никогда не возникала у большинства специалистов.

Причина 11. Запасов олова значительно меньше, чем свинца, следовательно, возникает потребность в новых оловянных рудниках. К несчастью, самые богатые рудники расположены в дождливых тропических лесах, которые потребуется вырубать, чтобы добраться до залежей оловянной руды. Да и сама оловодобывающая промышленность не на высоте.

Причина 12. Условия программы утилизации электротехнического и электронного оборудования (Waste Electrical and Electronic Equipment — WEEE) усложняют все вопросы, имеющие отношение к свинцу в электронной промышленности.

Приведенный перечень причин можно было бы еще продолжать, но давайте остановимся на двенадцати — это количество ступенек программы выздоровления Общества анонимных алкоголиков, которое, кажется, лучше всего подходит к происходящему. Отличие только в том, что мы пытаемся помочь парламенту Евросоюза излечиться от его нынешнего пристрастия к дезинформации и просчетам и вернуться к здравому смыслу. Это никогда не бывает поздно.

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ



Нано- и микросистемная техника. От исследований к разработкам / Сборник статей под ред. П. П. Мальцева.— М.: Техносфера, 2005.— 592 с.

Ежемесячному междисциплинарному теоретическому и прикладному научно-техническому журналу «Нано- и микросистемная техника» исполнилось пять лет.

Наиболее цитируемые статьи, опубликованные в журнале с ноября 1999 г. по март 2005 г., сгруппированы в соответствии с названиями рубрик и позволяют проследить развитие от микро- к наносистемной технике в России. В книге рассмотрены общие вопросы, технологии формирования наноструктур, методы исследования наноструктур, метрологическое обеспечение, основы технологии, моделирование и конструирование компонентов нано- и микросистемной техники, перспективы их применения.

Монография представляет интерес для ученых, инженеров и преподавателей высшей школы, аспирантов и студентов, специализирующихся в области микро- и нанoeлектроники, микро- и нанотехнологии, микро- и наносистемной техники.

НОВЫЕ КНИГИ



Наноматериалы / М. И. Самоулович, А. Л. Талис. Основы теории симметрии наноструктурных состояний. А. Ф. Белянин, М. И. Самоулович. Тонкие пленки алмазоподобных материалов как наноструктурированные системы.— М.: Техномаш, 2006.— 400 с.

В монографию вошли расширенные пленарные доклады XII Международной конференции «Высокие технологии в промышленности России (материалы и устройства функциональной электроники и микрофотоники)», проведенной в сентябре 2006 года в ОАО ЦНИТИ «Техномаш» (Москва) и посвященной проблемам теории симметрии наноструктурных состояний, а также получения, свойств и применения тонких пленок.

Для преподавателей, аспирантов и студентов, научных работников, инженеров и технологов, интересующихся указанными направлениями современных исследований.

К. т. н. И. А. КОННИКОВ

Россия, г. С.-Петербург, Государственный университет культуры
E-mail: konnikov@peterstar.ru

Дата поступления в редакцию
05.07 2006 г.

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

ВЗАИМОВЛИЯНИЕ ОБЪЕКТОВ МАЛЫХ РАЗМЕРОВ В МИКРОСХЕМЕ

Предлагается метод расчета потенциала поля единичного точечного заряда и источника конечных размеров в слоистой среде. Получены формулы для расчета напряженности наведенной помехи.

Целый ряд задач электромагнитной совместимости может быть сведен к вычислению поля элементарного (точечного) источника в слоистой среде. Для замены реального источника поля точечным необходимо и достаточно, чтобы размеры реального источника поля были малы по сравнению с расстоянием до источника. При исследовании внутриаппаратурной электромагнитной совместимости в области микроэлектроники необходимо учитывать, что источником помехи может быть не только проводник, но и бескорпусный элемент полупроводниковой или гибридной интегральной микросхемы, например светодиод или транзистор, работающий в режиме ключа или в режиме усиления.

В данной работе предлагаются ориентированные на использование в системах автоматизированного проектирования: а) метод вычисления потенциала поля элементарного источника в слоистой среде, в значительной степени свободный от недостатков традиционного метода, б) метод вычисления потенциала поля источника малых, но конечных размеров, а также в) метод расчета потенциальных коэффициентов для оценки помехи, наведенной в объекте малых размеров.

Решение дифференциального уравнения Лапласа для потенциала единичного элементарного источника поля в слоистой среде (т. е. функция Грина), как известно [1, 2], описывается формулой

$$G = K \int_0^{\infty} J_0(\lambda r) \Phi_i(\lambda, z - z_0) d\lambda, \quad (1)$$

где $K = 1/4\pi\epsilon_0$ при расчете электростатического потенциала,

$K = \mu_0/4\pi$ при решении магнитостатической задачи;

ϵ_0, μ_0 — абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости свободного пространства, соответственно;

J_0 — функция Бесселя первого рода нулевого порядка;

r — радиус в цилиндрической системе координат;

$z_0 - z$ — разность апликат источника поля и точки, где вычисляется поле;

$\Phi(\lambda, z - z_0) = \exp(-\lambda |z - z_0|) + g(\lambda) \exp[\lambda(z - z_0)] + q(\lambda) \exp[\lambda(z - z_0)]$.

Функции $g(\lambda)$ и $q(\lambda)$ определяются при решении соответствующей задачи теории потенциала из граничных условий. Метод получения аналитического выражения для функции $\Phi_i(\lambda, z - z_0)$ в строгом классическом варианте изложен в [1, 2], соответствующая инженерная методика изложена в [3, 4].

Известные решения

Для любой плоскости $z = z_0$ функция $\Phi_i(\lambda, z - z_0) = \Phi(\lambda)$ представляет собой дробно-рациональную функцию экспонент [3, 4], поэтому несобственный интеграл (1) выражается через первообразные лишь в простейших случаях, представляющих весьма ограниченный практический интерес. Известные способы приближенного вычисления интеграла (1) основаны на использовании тождества Вебера–Липшица

$$\int_0^{\infty} J_0(\lambda r) \exp(-\lambda \tau) d\lambda = \frac{1}{\sqrt{r^2 + \tau^2}} \quad (\tau \geq 0). \quad (2)$$

Для этого функция $\Phi(\lambda)$ аппроксимируется экспоненциальным полиномом

$$\Lambda(\lambda) = \sum_{\nu=0}^{\Upsilon} B_{\nu} \exp(-\lambda \tau \nu) \quad (\Upsilon \leq \infty), \quad (3)$$

выражение (3) подставляется в (1), и тогда с учетом соотношения (2) формула (1) для функции Грина упрощается:

$$G(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{\nu=0}^{\Upsilon} \frac{B_{\nu}}{\sqrt{r^2 + (\nu\tau)^2}}. \quad (4)$$

Здесь τ — нормирующий множитель; B_{ν} — коэффициенты аппроксимации. При $\Upsilon = \infty$ равенство (4) является точным.

Точность вычисления функции Грина по формуле (4), как правило, либо оценивается эвристически, либо не рассматривается вообще: оценивается лишь точность аппроксимации функции $\Phi(\lambda)$. Редким исключением являются работы [1, 5], где при решении основной задачи электроразведки функцию $\Phi(\lambda)$ удается представить рядом Маклорена, который затем интегрируется; в результате функция Грина получается представленной медленно сходящимся рядом. При некоторых сочетаниях значений проводимости слоев ряд является знакопеременным, и тогда нетрудно оценить погрешность, которая получается при замене ряда его отрезком. Вследствие медленной сходимос-

ти таких рядов практическое их использование является проблематичным; способы улучшения их сходимости обсуждаются в [6]. В работе [3] предлагается аппроксимировать функцию $\Phi(\lambda)$ полиномами Лежандра по степеням переменной $u = \exp(-\lambda\tau)$, где τ — нормирующий множитель, причем трудоемкость вычисления коэффициентов аппроксимации сравнима с трудоемкостью вычисления самого интеграла (1). В [4] предлагается аппроксимация интерполяционным многочленом — линейной комбинацией функций Чебышева первого рода — с оптимальным выбором узлов на интервале $[0,1]$ также по степеням переменной $u = \exp(-\lambda\tau)$. Учитывая простоту процедуры получения коэффициентов интерполяции [7] и известные возможности аппроксимации в базисе функций Чебышева первого рода, предлагаемый в [4] вариант представляется предпочтительным; нормирующий множитель при этом принимается равным удвоенной толщине подстилающего слоя (удвоенной толщине подложки).

Однако приближенные выражения для функции Грина вида (3), полученные с использованием формулы Вебера–Липшица, обладают тремя неустраиваемыми недостатками. Во-первых, интегрирование этих выражений по объему источника или приемника поля приводит к весьма громоздким выражениям [3, 4 и др.], а интегралы от функции Грина с весом, равным плотности элементарных источников поля, нередко через первообразные не выражаются. Во-вторых, в отсутствие методов точного вычисления интеграла (1) оценку погрешности его вычисления можно проводить лишь по внутренней сходимости; такая оценка не всегда надежна и не всегда возможна. В-третьих, как показывает вычислительный эксперимент с использованием предлагаемого ниже метода, при традиционном методе вычислений, предполагающем аппроксимацию функции $\Phi(\lambda)$ суммой экспонент и использование формулы Вебера–Липшица, погрешность расчета функции Грина существенно зависит от расстояния r и при его увеличении, сохраняя знак, быстро растет по абсолютной величине.

Необходим новый метод, позволяющий контролировать точность вычислений и приводящий к простым выражениям для функции Грина, пригодным для дальнейшего интегрирования. Такой метод предлагается ниже.

Предлагаемый метод

Представим выражение (1) в виде

$$G = K(I_1 + I_2),$$

где $I_1 = \int_0^\beta J_0(\lambda r) \Phi(\lambda) d\lambda$; $I_2 = \int_\beta^\infty J_0(\lambda r) \Phi(\lambda) d\lambda$;

β — произвольный предел интегрирования, выбираемый из условия

$$\Phi(\beta) \approx \Phi(\infty). \tag{5}$$

Учитывая монотонный характер изменения функции $\Phi(\lambda)$, условие (5) при вычислении функции $\Phi(\lambda)$ может быть выполнено с любой требуемой степенью точности, ограниченной лишь особенностями языка программирования и техническими возможностями компьютера. Тогда

$$I_2 \approx \Phi(\infty) \int_\beta^\infty J_0(\lambda r) d\lambda = \Phi(\infty) \cdot \Theta(\beta r), \tag{6}$$

где аналитическое выражение функции $\Theta(\beta r)$ имеет вид

$$\Theta(\xi) = 1 - \xi J_0(\xi) + \frac{\pi \xi}{2} [J_0(\xi) H_1(\xi) - J_1(\xi) H_0(\xi)]. \tag{7}$$

В выражении (7) J_k — функция Бесселя первого рода k -го порядка; H_k — функция Струве k -го порядка; $\xi = \beta r$; $k=0,1$; $\pi=3,14159\dots$ [8].

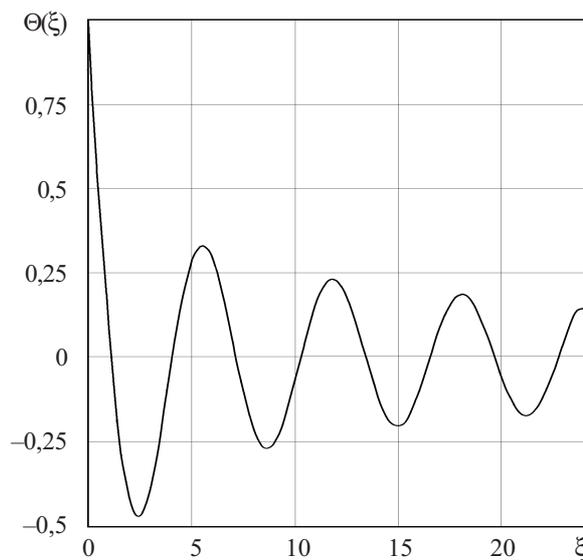


Рис. 1. Θ -функция

Функция $\Theta(\xi)$ имеет колебательный характер (см. рис. 1). Первые нули θ_k ($k=1, 20$) этой функции представлены в таблице. При вычислении нулей с помощью выражения (7) функции Бесселя рассчитывались по интегральной формуле Бесселя [9, с. 182], функции Струве — по интегральной формуле Пуассона [9, с. 182]. Указанные интегральные представления хорошо верифицированы и допускают простой контроль погрешности. Повышенный, по сравнению, например, с [10], расход машинного времени при проведении данного исследования значения не имел. Для снижения влияния погрешности округления все вычисления проводились с учетом 32 десятичных знаков мантиссы каждого операнда. При численном интегрировании использовалась квадратурная формула Гаусса для трех узлов [7, раздел 20.7-3], причем для

Нули Θ -функции

k	Нули θ_k	k	Нули θ_k
1	1,108364661	11	32,220662040
2	4,062644472	12	35,360546791
3	7,151557848	13	38,500708053
4	10,269381067	14	41,641083834
5	13,397636191	15	44,781629355
6	16,530742102	16	47,922311469
7	19,666476075	17	51,063105122
8	22,803787326	18	54,203991027
9	25,942117194	19	57,344954096
10	29,081142112	20	60,485982359

снижения влияния методической погрешности интервал интегрирования был разбит на 10^4 шагов. При таком способе вычислений результат содержит по меньшей мере 11 верных десятичных знаков. Погрешность расчета интегралов контролировалась методом Рунге [11, с. 203], не требующим вычисления производной высокого порядка от подынтегральной функции.

Соотношение (5) с заданной относительной погрешностью не более δ_Φ обеспечивается любым пределом интегрирования $\beta_\kappa \in [\beta, \infty]$. Чтобы выбрать нижний предел интегрирования для интеграла I_2 , необходимо решить относительно β уравнение $1 - \Phi(\beta) / \Phi(\infty) = \delta_\Phi$. Определяемый по таблице для наибольшего расстояния¹ r_{\max} ближайший больший нуль Θ -функции θ_κ даст величину произведения $\beta_{\min} r_{\max}$, которое обладает следующим свойством: для всех расстояний $r \leq r_{\max}$ может быть взят один и тот же нуль Θ -функции θ_κ , т. к. он соответствует значению предела $\beta_\kappa = \theta_\kappa / r \geq \beta_{\min}$, а β_κ заведомо обеспечивает соотношение (5). Для всех $r \leq r_{\max}$ при выбранном $\theta_\kappa = \beta_{\min} r_{\max}$ предел β_κ всегда обеспечивает равенство $I_2 = 0$ с требуемой точностью, и для всех $r \leq r_{\max}$ при расчете I_1 может быть принята величина $\beta_\kappa = \theta_\kappa / r$. Тогда по формуле (1) при $I_2 = 0$

$$G(r) = K \int_0^{\beta_\kappa} J_0(\lambda r) \Phi(\lambda) d\lambda. \quad (8)$$

Вычисление собственного интеграла с конечными пределами в (8) не представляет принципиальных трудностей при численном интегрировании. Оценку погрешности интегрирования можно проводить не только по внутренней сходимости: точность приближенных квадратурных формул хорошо изучена. Учитывая возможность разбиения интервала интегрирования на шаги, значение функции Грина в произвольной точке на плоскости $z = z_0$ может быть рассчитано по формуле (8) с любой требуемой точностью, которая принципиально ограничивается лишь возможностями компьютера и языка программирования. Следовательно, с математической точки зрения равенство (8) является практически точным: с его помощью можно получить практически точное значение потенциала точечного источника поля в пределах физических допущений, принятых при математической формализации задачи.

Это позволяет при вычислении потенциала в слоистой среде полученное с помощью формулы (8) значение условно считать точным и использовать его для контроля точности вычисления функции Грина приближенными методами, в том числе для контроля погрешности вычислений по формуле (4), т. е. погрешности, которая обусловлена аппроксимацией функции $\Phi(\lambda)$. Кроме того, выражение (8) может быть использовано для прямых расчетов поля при оценке

¹ В качестве наибольшего размера r_{\max} , необходимого для прямых расчетов поля или последующего интегрирования функции Грина, может быть принята, например, длина самого длинного прямоугольного проводника на подложке или диагональ рабочего поля подложки.

скорости убывания потенциала в слоистой среде по мере удаления от источника, если размеры источника позволяют считать его точечным. Это может потребоваться, например, при использовании методики расчета радиуса зоны электромагнитного взаимодействия объектов [12] или оценки значения наведенной помехи.

При необходимости вычисления поля в плоскости $z \neq z_0$ функция Грина из своей обычной формы представления [1, 3—5]

$$G = K \left\{ \int_0^\infty J_0(\lambda r) \exp(-\lambda |z - z_0|) d\lambda + \int_0^\infty J_0(\lambda r) g(\lambda) \exp[\lambda(z - z_0)] d\lambda + \int_0^\infty J_0(\lambda r) q(\lambda) \exp[\lambda(z_0 - z)] d\lambda \right\}$$

преобразуется в аппроксимирующую функцию:

$$G = K \int_0^\infty J_0(\lambda r) \Omega(\lambda) \exp[-\lambda |z_0 - z|] d\lambda, \quad (9)$$

и тогда значение β_κ определяется не для функции Φ , а для функции $\Omega(\lambda) \exp[-\lambda |z_0 - z|]$ при максимальном значении $|z - z_0|$, известном по условию задачи. В этом случае потенциал точечного источника также оказывается представленным выражением, аналогичным (8):

$$G = K \int_0^{\beta_\kappa} J_0(\lambda r) \Omega(\lambda) \exp[-\lambda |z_0 - z|] d\lambda. \quad (10)$$

Неустрашимым, на первый взгляд, недостатком формы представления функции Грина (8), (10) является трудность интегрирования по объему реального источника поля с весом, равным плотности распределения элементарных источников. Указанный недостаток легко возмещается простотой и доступностью получения точных значений функции Грина по формулам (8), (10), что обеспечивает возможность использования этих формул не только для контроля точности. В случае необходимости можно провести аппроксимацию выражений (8), (10), причем вид аппроксимации можно подобрать с учетом возможности последующего интегрирования. Это может быть, например, отрезок степенного ряда по четным степеням радиуса r или отрезок ряда Дирихле и т. д.²

Поле малого источника конечных размеров

Роль паразитных емкостных (т. е. обусловленных электрическим полем) связей неоднократно подчеркивалась в специальных работах, посвященных проектированию микросхем (см. [13, 14] и др.). Так, в [14, с. 270] с помощью стандартного иерархического подхода методами статистической механики показана доминирующая роль парного взаимодействия соседних объектов.

² Разработка и исследование конкретных видов аппроксимирующих выражений, учитывающих специфику конкретных задач, выходит за рамки данной статьи.

Рассмотрим пару компланарных объектов, форма которых аппроксимируется параллелепипедом: расположенный в начале прямоугольной системы координат источник поля длиной l , шириной b и высотой t и второй объект длиной l_0 , шириной b_0 и высотой t_0 , который подвергается воздействию поля источника и в этом отношении является приемником помехи (см. схематичный пример исследуемой конструкции на рис. 2). Будем полагать, что по сравнению с расстоянием от источника до приемника помехи размеры источника малы, но конечны.

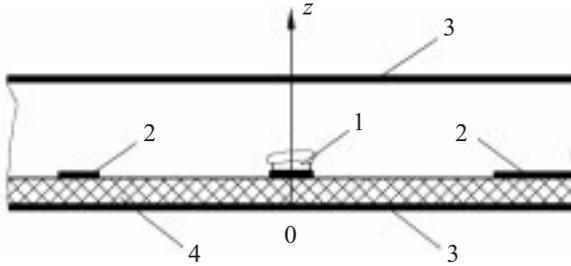


Рис. 2. Гибридная интегральная микросхема как пример исследуемой конструкции, адекватной слоистой среде: 1 — бескорпусный транзистор; 2 — проводники; 3 — верхняя и нижняя крышки металлического корпуса; 4 — диэлектрическая подложка

Аппроксимация функции $\Omega(\lambda)$ в (10) приводит к выражению для функции Грина, несколько отличающемуся от (4):

$$G = \frac{K}{\sqrt{r^2 + |z - z_0|^2}} + K \sum_{v=1}^Y \frac{T_v}{\sqrt{r^2 + (v\tau + |z - z_0|)^2}}, \quad (11)$$

где первое слагаемое описывает потенциал поля в пустом пространстве, а второе представляет собой поправку, которая учитывает наличие слоистой среды.

При расчете поля в дальней зоне (т. е. на расстояниях, значительно превышающих размеры источника) можно воспользоваться приемом, который нередко используется при расчете потенциала методом моментов [15] (см., например, [16]). При использовании этого метода поверхность источника поля разбивается на участки, в пределах каждого из которых плотность зарядов описывается аппроксимирующей функцией; вид функции может быть различным: его задают, исходя из специфики решаемой задачи.

Будем полагать, что размеры l , b и t источника поля достаточно малы, и поэтому нет нужды разбивать его поверхность на участки. Плотность распределения заряда $\eta(x_0, y_0, z_0)$ по поверхности будем описывать импульсными функциями Дирака (δ -функциями):

$$\eta(x_0, y_0, z_0) = \delta(x_0) \cdot \delta(y_0) \cdot \delta(z_0). \quad (12)$$

Выражение (12) удовлетворяет условию нормировки

$$\int_{-l/2}^{l/2} dx_0 \int_{-b/2}^{b/2} dy_0 \int_{-t/2}^{t/2} \eta(x_0, y_0, z_0) dz_0 = 1.$$

Тогда потенциал, создаваемый таким источником поля в точке с координатами x, y, z :

$$\varphi(x, y, z) = K \iiint_{V_0} \eta(x_0, y_0, z_0) G(x_0, y_0, z_0) dV_0, \quad (13)$$

где V_0 — объем пространства, занимаемый источником.

По формуле (13) с учетом (11) и (12):

$$\varphi(x, y, z) = \frac{K}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} + K \sum_{v=1}^Y \frac{T_v}{\sqrt{x^2 + y^2 + (v\tau + |z|)^2}}. \quad (14)$$

Будем полагать, что границы приемника помехи имеют координаты $x_1, x_1+l_0, y_1, y_1+b_0, z_1$ и z_1+t_0 . Усредняя потенциал $\varphi(x, y, z)$ по площади приемника помехи в плоскости xOy , получим:

$$\begin{aligned} \varphi_{xOy}(z) &= \frac{K}{l_0 b_0} \int_{y_1}^{y_1+b_0} dy \int_{x_1}^{x_1+l_0} \varphi(x, y, z) dx = \\ &= \frac{K}{l_0 b_0} \sum_{v=0}^Y T_v [\Psi_v(x_1+l_0, y_1+b_0) - \Psi_v(x_1, y_1+b_0) - \\ &- \Psi_v(x_1+l_0, y_1) + \Psi_v(x_1, y_1)], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{где } \Psi_v(x, y) &= y \operatorname{Arsh} \frac{x}{\sqrt{y^2 + (v\tau + |z|)^2}} + \\ &+ x \operatorname{Arsh} \frac{y}{\sqrt{x^2 + (v\tau + |z|)^2}} - (v\tau + |z|) \times \\ &\times \operatorname{arctg} \frac{xy}{(v\tau + |z|) \sqrt{x^2 + y^2 + (v\tau + |z|)^2}}. \end{aligned} \quad (15)$$

Дальнейшее интегрирование неминуемо приведет к чрезмерному усложнению формулы для расчета потенциала, поэтому выражение (15) нуждается в упрощении. Для этого следует учесть, что расстояние между плоскостями, где расположены источник и приемник помехи, равно нулю или мало по сравнению с расстоянием между названными объектами, т. е. $z \approx z_0; z_2 \ll x_2; z_2 \ll y_2; x \in [x_1, x_1+l_0]; y \in [y_1, y_1+b_0]; z \in [z_1, z_1+t_0]$.

Кроме того, обычно $v\tau \gg |z|$, поэтому при $v \neq 0$ можно либо пренебречь $|z|$ по сравнению с $v\tau$, т. е. принять

$$\begin{aligned} (v\tau + |z|) \operatorname{arctg} \frac{xy}{(v\tau + |z|) \sqrt{x^2 + y^2 + (v\tau + |z|)^2}} &\approx \\ \approx v\tau \operatorname{arctg} \frac{xy}{v\tau \sqrt{x^2 + y^2 + (v\tau)^2}}, \end{aligned}$$

либо последующее интегрирование провести численно и использовать при этом простейшую квадратурную формулу с одним узлом.

При $v=0$ функцию arctg можно представить отрезком ряда [17]. Если ограничиться линейным относительно z членом ряда, то

$$|z| \operatorname{arctg} \frac{xy}{z\sqrt{x^2+y^2}} \approx \frac{\pi|z|}{2} - \frac{z^2\sqrt{x^2+y^2}}{xy}$$

Тогда, усредняя потенциал $\varphi(x, y, z)$ по объему приемника помехи, получим:

$$\begin{aligned} \varphi_{\Pi} &= \int_{z_1}^{z_1+t_0} \varphi_{x_0y}(z) dz = \\ &= \frac{K}{l_0 b_0 t_0} \sum_{v=0}^r T_v [\varphi_v(x_1+l_0, y_1+b_0) - \varphi_v(x_1, y_1+b_0) - \\ &- \varphi_v(x_1+l_0, y_1) + \varphi_v(x_1, y_1)], \end{aligned} \quad (16)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi_v(x, y) &= t_0 \left[y \operatorname{Arsh} \frac{x}{\sqrt{y^2 + (v\tau + |z|)^2}} + \right. \\ &\left. + x \operatorname{Arsh} \frac{y}{\sqrt{x^2 + (v\tau + |z|)^2}} \right] + \chi_v; \end{aligned}$$

при $v=0$

$$\chi_0 = \frac{\sqrt{x^2+y^2}}{xy} [(z_1+t_0)^3 - z_1^3]/3 - \pi[(z_1+t_0)^2 - z_1^2]/4;$$

при $v \neq 0$

$$\chi_v = t_0(v\tau + |z|/2) \times$$

$$\times \operatorname{arctg} \frac{xy}{(v\tau + |z|/2)\sqrt{x^2+y^2 + (v\tau + |z|/2)^2}}$$

Выражение (16) может быть использовано для прямых расчетов поля в дальней зоне при оценке скорости убывания потенциала в слоистой среде по мере удаления от источника помехи, имеющего малые, но конечные размеры. Это может потребоваться, например, при расчете радиуса зоны электромагнитного взаимодействия объектов [12].

При расчете поля в ближней зоне использованные выше способы упрощения получаемых выражений неприемлемы. В этом случае значительно упростить рабочие формулы можно с помощью кубатурной формулы Максвелла, известной в отечественной литературе как метод средних геометрических расстояний (СГР). Метод был предложен Максвеллом в работе [18, § 691]. Как известно, он приводит к точному результату лишь в случае бесконечно длинных прямолинейных проводов постоянного поперечного сечения. Однако, в отличие от [3], метод СГР целесообразно использовать для интегрирования только по высоте, а не по площади поперечного сечения. Учитывая высокую точность метода СГР [19], можно ожидать, что такой прием позволит обеспечить вполне приемлемую погрешность.

Потенциал, создаваемый всем объемом источника поля V_0 и усредненный по этому объему ($V=V_0$), можно представить в виде суммы:

$$\begin{aligned} \varphi_{\Pi} &= \frac{K}{lbt} \iiint_V dV \iiint_{V_0} \eta(x_0, y_0, z_0) G(x_0, y_0, z_0) dV_0 = \\ &= \varphi_0 + \Delta\varphi, \end{aligned} \quad (17)$$

где φ_0 — усредненный потенциал, создаваемый в пустом пространстве объемом V_0 ;

$\Delta\varphi_0$ — поправка, учитывающая наличие слоистой среды.

Что касается распределения заряда, то при расчетах потенциала в объеме источника по формуле (17) аппроксимация (12) может оказаться неудовлетворительной. Нередко заряд по объему V_0 распределен сложным образом неравномерно и к тому же существенно меняется в процессе функционирования источника (например, транзистора). Выходом из положения может служить использование специальной программы электрофизического моделирования, базирующейся на решении фундаментальной системы уравнений полупроводников; это приемлемо лишь при проведении научных исследований или при малой размерности проектной задачи. Другим выходом является применение двухсторонней оценки потенциала, как это сделано, например, в [19].

При постоянной плотности заряда по объему V_0

$$\eta(z_0) = 1/t; \quad \eta(y_0) = 1/b; \quad \eta(x_0) = 1/l. \quad (18)$$

Тогда, выполняя шестикратное интегрирование по формуле (17) с учетом формулы (11) при распределении заряда (18), получим:

$$\begin{aligned} \varphi_0 &= \frac{2K}{(lb)^2} \left[b(l^2 - s^2) \operatorname{Arsh} \frac{b}{A} + l(b^2 - s^2) \operatorname{Arsh} \frac{l}{D} + \right. \\ &+ s^2 (b \operatorname{Arsh} \frac{b}{s} + l \operatorname{Arsh} \frac{l}{s} + E - A - D) + \\ &\left. + \frac{2s^3 + D^3 + A^3 - E^3}{3} - 2s \operatorname{arctg} \frac{lb}{sE} \right], \end{aligned} \quad (19)$$

где $A = \sqrt{l^2 + s^2}$; $D = \sqrt{b^2 + s^2}$; $E = \sqrt{l^2 + b^2 + s^2}$; $s = t \cdot \exp(-3/2)$ — среднее геометрическое расстояние отрезка прямой, который имеет длину t , от самого себя.

Для источников, не слишком протяженных вдоль оси аппликата (т. е. при $s \ll \tau$, что обычно соблюдается), поправка $\Delta\varphi$, позволяющая учесть влияние слоистой среды, от высоты объекта (например, проводника) не зависит. Тогда

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \frac{2K}{(tbl)^2} \sum_{v=0}^r T_v \left[b(l^2 - \tau_v^2) \operatorname{Arsh} \frac{b}{A} + \right. \\ &+ l(b^2 - \tau_v^2) \operatorname{Arsh} \frac{l}{D} + \tau_v^2 (b \operatorname{Arsh} \frac{b}{\tau_v} + \\ &+ l \operatorname{Arsh} \frac{l}{\tau_v} + E - A - D) + \frac{2\tau_v^3 + D^3 + A^3 - E^3}{3} - \\ &\left. - 2bl\tau_v \operatorname{arctg} \frac{bl}{E\tau_v} \right], \end{aligned} \quad (20)$$

где $E = \sqrt{l^2 + b^2 + \tau_v^2}$; $A = \sqrt{l^2 + \tau_v^2}$; $D = \sqrt{b^2 + \tau_v^2}$; $\tau_v = v\tau$.

Если распределение плотности заряда описывается соотношениями

$$\eta(z_0) = 1/t; \quad \eta(x_0, y_0) = \delta(x_0) \cdot \delta(y_0), \quad (21)$$

то шестикратное интегрирование по формуле (17) с учетом формулы (11) при распределении заряда (21) и использовании метода СГР для интегрирования по z и z_0 дает:

$$\begin{aligned} \varphi_n = & \frac{K}{lb} \sum_{v=0}^r T_v \left[b \operatorname{Arsh} \frac{l}{\sqrt{b^2 + (v\tau + s)^2}} + \right. \\ & + l \operatorname{Arsh} \frac{b}{\sqrt{l^2 + (v\tau + s)^2}} - \\ & \left. - (v\tau + s) \operatorname{arctg} \frac{bl}{(v\tau + s)\sqrt{l^2 + b^2 + (v\tau + s)^2}} \right]. \quad (22) \end{aligned}$$

Как показывает вычислительный эксперимент, аналогичный описанному в [19], формулы (19), (20), (22) дают двухстороннюю оценку потенциала при неизвестном, в том числе меняющемся, распределении заряда в объеме источника. При $K=1/4\pi\epsilon_0$ формулы (16), (19), (20), (22) позволяют вычислить коэффициент затухания α потенциала электрического поля, создаваемого источником поля малых размеров (коэффициент передачи канала паразитной связи по напряжению):

$$\alpha = \varphi_n / \varphi_n. \quad (23)$$

На основании принципа взаимности [1] можно утверждать, что формула (23) позволяет оценить в квазистационарном приближении степень взаимного влияния двух объектов на расстоянии, значительно превышающем размеры источника помехи, в слоистой среде.

Однако принятая при исследовании математическая модель физических явлений не учитывает частотную зависимость коэффициента передачи, а также реально существующих в микросхеме связей через элементы электрической принципиальной схемы. Этот недостаток легко устранить, если вычислить собственные и взаимную емкости названных выше объектов и включить эти емкости в эквивалентную схему, по которой можно рассчитать токи и напряжения в микросхеме во всем диапазоне рабочих частот или во временной области. Нужные емкости, как известно [20, с. 7], рассчитываются через потенциальные коэффициенты; соотношение (15) фактически представляет собой формулу для расчета взаимного потенциального коэффициента, а соотношение (16) — формулу для расчета собственного потенциального коэффициента методом Хуу [20, с. 21].

Полученные результаты могут быть полезны при разработке математического и программного обеспечения САПР, а также на стадии предпроектных исследований при численно-эвристической оптимизации схемотехнических и конструкторских решений.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики.— М.: Наука, 1977.
2. Пановский В., Филипс М. Классическая электродинамика.— М.: Физматгиз, 1963.
3. Семенов В. И. Расчет емкостей плоских проводников в слоистых средах // Радиотехника.— 1973.— Т. 28, № 10.— С. 84—90.
4. Конников И. А. Расчет емкостей прямоугольных пленочных проводников с произвольным коэффициентом формы // Судостроение.— 1980.— № 8.— С. 32—33.
5. Заборовский А. И. Электроразведка.— М.: Гостоптехиздат, 1963.
6. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. Т. 1.— М.: ИЛ, 1958.
7. Корн Г. А., Корн Т. М. Справочник по математике для научных работников и инженеров.— СПб: Лань, 2003.
8. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений.— М.: Физматгиз, 1971.
9. Справочник по специальным функциям // Под ред. М. Абрамовица, И. Стиган.— М.: Наука, 1979.
10. Скобло В. С. Методика аппроксимации цилиндрических функций // Известия вузов. Приборостроение.— 2005.— № 7.— С. 61—63.
11. Хемминг Р. В. Численные методы для научных работников и инженеров.— М.: Наука, 1972.
12. Конников И. А., Соколов С. А., Янчук Е. С. Ранжирование электромагнитных связей в коммутаторах микросборок судовой РЭА // Судостроение.— 1986.— № 10.— С. 32—34.
13. Мурого С. Системное проектирование СБИС. Т. 1.— М.: Мир, 1986.
14. Ферри Д., Эйкерс Л., Гринич Э. Электроника ультрабольших интегральных схем.— М.: Мир, 1991.
15. Канторович Л. В., Акилов Г. П. Функциональный анализ.— СПб.: Невский диалект, 2004.
16. Cao Wei, Harrington R. F., Mautz J. R., Sarcar T. K. Multiconductor transmission lines in multilayered dielectric media // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.— 1984.— Vol. 32, N 4.— P. 439—450.
17. Двайт Г. В. Таблицы интегралов и другие математические формулы.— М.: Наука, 1978.
18. Максвелл Дж. К. Трактат об электричестве и магнетизме. Т. 2.— М.: Наука, 1989.
19. Конников И. А. Емкость тонкого проводника прямоугольного сечения в микросхеме // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2006.— № 4.— С. 18—23.
20. Иоссель Ю. Я., Кочанов Э. С., Струнский М. Г. Расчет электрической емкости.— Л.: Энергия, 1969.

в портфеле редакции

в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции

➤ Конденсор тепловой трубы на основе адиабатического размагничивания парамагнитного вещества. (Россия, г. Таганрог)



- Методика определения эффективной площади фоточувствительного элемента фотодиода. (Украина, г. Черновцы)
- Повышение тепловой надежности ИС на этапе размещения элементов. (Армения, г. Ереван)
- Проектирование и анализ сумматоров в среде Active-HDL. (Украина, г. Одесса)

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

в портфеле редакции

К. т. н. А. Н. ЛУГИН, М. М. ОЗЕМША

Россия, г. Пенза, НИИ электронно-механических приборов
E-mail: niiemp@penza.com

Дата поступления в редакцию
10.04—21.08 2006 г.

Оппонент к. т. н. В. Г. СПИРИН
(АПИ, фил. НГТУ, г. Арзамас)

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ КОНТАКТА ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ РЕЗИСТОРОВ

Предложена физическая модель и эквивалентная электрическая схема определения электрического сопротивления контакта и его составляющих, распределения тока и потенциала по слоям.

Проблема исследования характеристик тонкопленочного контакта практически всегда актуальна в микроэлектронике, одним из элементов которой являются тонкопленочные резисторы (ТПР) [1—8]. Публикации последних лет [9—11] свидетельствуют о ее значимости и в настоящий период. В то же время имеющиеся теоретические исследования пока не дают полного ответа по количественной оценке электрических характеристик составляющих контактного узла (распределения токов, потенциалов, сопротивления с точным указанием наиболее нагруженных, а значит наиболее нестабильных и ненадежных мест), а их рекомендации не позволяют в достаточной мере в целом произвести оценку конструкции и технологии при проектировании особостабильных тонкопленочных резисторов.

Такое положение объясняется тем, что сопротивление контакта, которое является составляющей полного сопротивления ТПР, определяется в настоящее время в основном сопротивлением металлизации и, реже, сопротивлением переходного слоя, которые имеют температурную и временную стабильность много ниже аналогичных характеристик материала резистивного слоя. Так, в работе [11] сопротивление контакта оценивается величиной сопротивления металлизации на основе системы "ванадий—алюминий", равной 0,39—2,0 Ом. Температурный коэффициент сопротивления (ТКС) или температурная нестабильность этих металлов достигает величины $(3400...4700) \cdot 10^{-6} 1/^\circ\text{C}$ и ограничивает получение низких значений температурного коэффициента сопротивления ТПР в целом.

В то же время сопротивление контакта состоит из сопротивления металлизации, переходного слоя и резистивного слоя, находящихся под металлизацией. Четкого понимания размеров вклада каждой составляющей в сопротивление контакта, а также методов их определения, в настоящее время нет.

В основном все известные теоретические исследования построены на математических расчетах и анализе плоских моделей, представленных в работах [1, 3], а затем в работе [5, с. 367—373]. По-

добный подход к расчету изложен в работах [2, 12, 13]. В них не приводится информация о величине составляющих контактного сопротивления — сопротивления тонких пленок, образующих контакт, сопротивления переходного слоя, а при наличии подслоя — и его сопротивления.

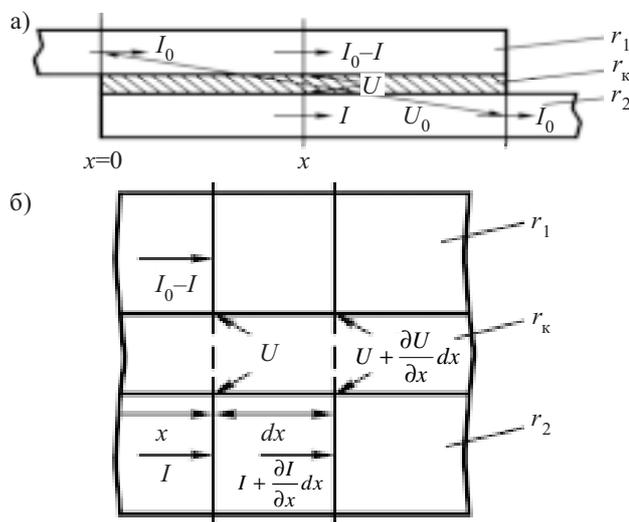


Рис. 1. Одномерная расчетная модель контактного узла [1]: а — условный разрез контактного узла; б — отрезок контактного узла; I_0 — ток на входе (выходе) контактного узла; U_0 — падение напряжения на контактном узле; U — текущее значение падения напряжения на переходном слое; r_1, r_2 — погонные сопротивления слоя металлизации и резистивного слоя; r_k — сопротивление переходного слоя

Принятые упрощенные физико-математические одномерные модели позволяют проводить исследование только в одном измерении — по длине контакта (рис. 1). Распределение токов и потенциалов по толщине слоев и, тем более, по их ширине не анализируется. Моделирование с применением эквивалентных электрических схем (рис. 2) также одномерно, упрощенно и в неполной мере отражает происходящие процессы распределения токов и потенциалов в реальном объемном контактном узле.

Необходимо отметить, что по этой же причине и использование в упомянутых моделях и в расчетах удельного электрического сопротивления в виде удельного поверхностного и погонного сопротивления тонких пленок, погонной проводимости переходного слоя для тока в направлении, перпендикулярном этому слою, может отвечать только тем упро-

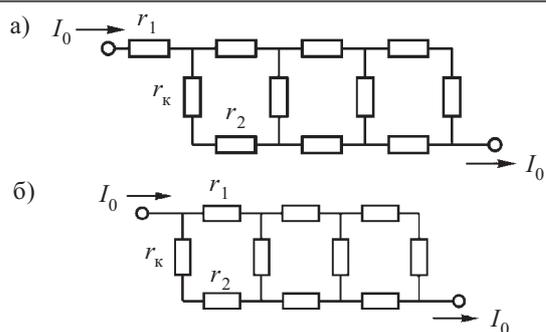


Рис. 2. Модель контактного узла в виде эквивалентной электрической схемы [3]:
а — Т-образная схема; б — П-образная схема

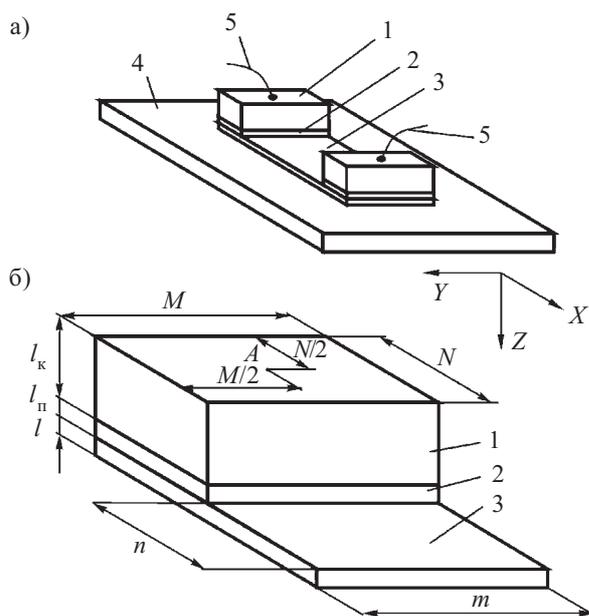


Рис. 3. Схематичное изображение тонкопленочного резистора (а) и упрощенной объемной конструкции контактного узла тонкопленочного резистора (б):
1 — металлизация контакта; 2 — подслоя; 3 — резистивный слой; 4 — диэлектрическая подложка; 5 — соединительные проводники; M, N, l_k, l_p, l — линейные размеры контактного узла; m, n — линейные размеры участка резистивной пленки, примыкающей к контакту; A — точка присоединения соединительного проводника и вхождения тока

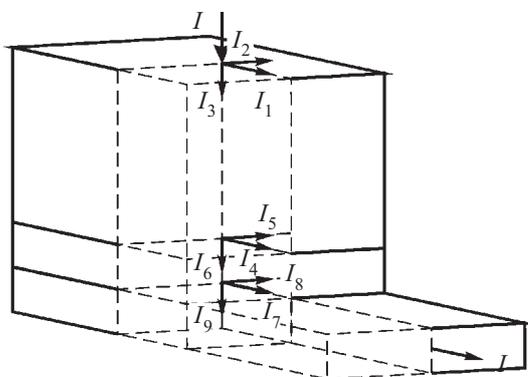


Рис. 4. Схематичное представление распределения тока в контактном узле:
 I — входящий (выходящий) ток; $I_1 \dots I_9$ — составляющие тока по осям X, Y, Z в слоях контактного узла

ценным моделям, которые исследовались. В реальном же контакте в общем случае направление тока имеет пространственный характер, и задача должна решаться с учетом трех взаимноперпендикулярных направлений распространения тока.

Необходимость создания ТПР с допуском отклонением и нестабильностью сопротивления не более $\pm 0,001\%$ и ТКС $\pm 1 \cdot 10^{-6} 1/^\circ\text{C}$ выдвигает задачу углубленного изучения указанных проблем, и прежде всего проблемы оценки величины составляющих контактного сопротивления и распределения токов и потенциалов в контакте.

Для решения поставленной задачи были рассмотрены схематичные изображения тонкопленочного резистора и объемной конструкции контактного узла, характерные для большинства ТПР и многих микро-схем (рис. 3). Резистор состоит из металлизации 1, подслоя 2, резистивного слоя 3 с величиной удельного объемного сопротивления материалов соответственно ρ_k, ρ_p, ρ , диэлектрической подложки 4, соединительных проводников 5. Резистивный слой, находящийся под металлизацией и подслоем, является составной частью контактного узла (контакта). В общем случае подслоя можно идентифицировать и как адгезионный, и как барьерный, имеющие различное назначение, а также как переходной, образующийся между металлизацией и резистивным слоем.

Для проведения дальнейшего расчета и анализа представим распределение тока в контактном узле в виде рис. 4.

Поскольку применить методику расчета, изложенную в работе [1], было достаточно сложно, для анализа параметров контактного узла использовалась методика, подобная изложенной в работе [14]. Для этого весь объем конструкции по осям X, Y, Z был разделен на кубики, величина ребра l_p которых кратна минимальному размеру толщин слоев l_k, l_p, l или (при $l < l_p < l_k$, что характерно для ТПР) величине $l_p = \frac{l}{p}$, где $p=2, 3 \dots$

Далее каждый из кубиков был представлен в виде резистора с сопротивлением, эквивалентным удельному объемному сопротивлению слоя. В результате была получена объемная модель в виде эквивалентной электрической схемы замещения контактного узла (рис. 5).

Для расчета сопротивления, токов и потенциалов отдельных участков контактного узла, так же, как и в работе [14], использовался метод узловых потенциалов [15], а для решения полученных и представленных в матричной форме уравнений — метод Гаусса [16].

Расчет параметров контактного узла проводился с учетом толщин металлизации и резистивного слоя, близких к реальным, — l_k до 2 мкм, l до 0,1 мкм (1000 Å). Толщина подслоя принималась равной $2 \frac{l}{p}$ от толщины резистивного слоя.

Исходную величину удельного поверхностного сопротивления материала принимали $\rho_s = 500 \text{ Ом}/\square$; $\rho_{s_p} = 5 \text{ Ом}/\square$ и $\rho_{s_k} = 0,05 \text{ Ом}/\square$ соответственно для резистивного слоя, подслоя и металлизации. Это также

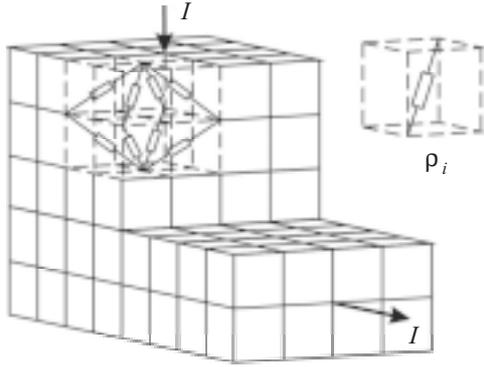


Рис. 5. Объемная модель в виде эквивалентной электрической схемы замещения контактного узла: ρ_i — объемное удельное сопротивление i -го слоя контактного узла; I — входящий (выходящий) ток

соответствует величинам, наиболее часто используемым в производстве прецизионных ТПР из керамики К20С, подслоя ванадия и алюминиевой металлизации. Удельное объемное сопротивление слоев определялось в соответствии с выражением $\rho_{S_i} = \rho_i / l_i$ [17, с. 56], где ρ_{S_i} , ρ_i , l_i — удельное поверхностное и удельное объемное сопротивление и толщина слоев, соответственно. То есть $\rho_k = \rho_{S_k} l_k$, $\rho_n = \rho_{S_n} l_n$, $\rho = \rho_S l$ или, с учетом принятой модели,

$$\rho_k = \rho_{S_k} \frac{l_k}{l} p l_p; \quad \rho_n = \rho_{S_n} \frac{l_n}{l} p l_p; \quad \rho = \rho_S p l_p.$$

В этом случае соотношение объемного сопротивления для каждого слоя в виде ρ_i / ρ составит:

1 — для металлизации;

$$\frac{\rho_n}{\rho_k} = \frac{\rho_{S_n} l_n}{\rho_{S_k} l_k} \quad \text{— для подслоя;}$$

$$\frac{\rho}{\rho_k} = \frac{\rho_S l}{\rho_{S_k} l_k} \quad \text{— для резистивного слоя.}$$

Расчет был проведен для различных величин геометрических размеров контактного узла и различных значений удельного сопротивления подслоя в пределах от удельного сопротивления металлизации до удельного сопротивления резистивного слоя. Ограничения, накладываемые в расчете, определяются возможностью применяемой ПЭВМ. В данной работе был проведен расчет контактов с ограничением по длине до 7 мкм и по ширине до 2 мкм. Вход тока в контакт располагался в центре верхней поверхности, выход — по сечению резистивного слоя вне контакта.

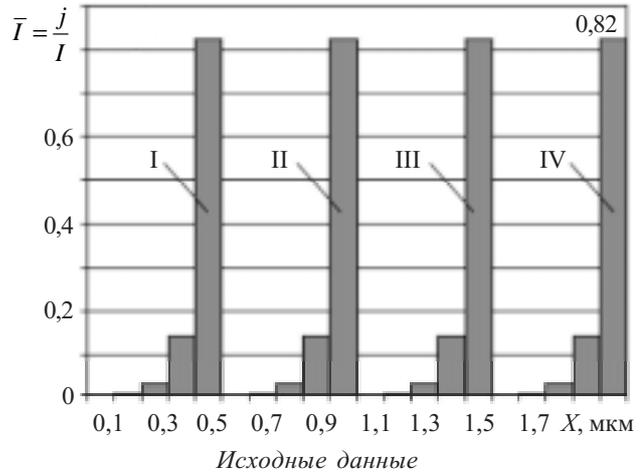
Соотношение линейных размеров и удельного объемного сопротивления при расчете для каждого слоя показано на нижеприведенных рисунках в виде таблиц

$$\frac{N}{l} p, \quad \frac{M}{l} p, \quad \frac{l_i}{l} p,$$

где $l_i = l_k, l_n, l$; $\frac{\rho_i}{\rho} = 1, \frac{\rho_n}{\rho_k}, \frac{\rho}{\rho_k}$ или $\frac{\rho_i}{\rho} = 1, \frac{\rho_{S_n} l_n}{\rho_{S_k} l_k}, \frac{\rho_S l}{\rho_{S_k} l_k}$

— для металлизации, подслоя и резистивного слоя, соответственно; C — изменяемое соотношение.

Некоторые из основных полученных данных расчета представлены на рис. 6—9.



Номер слоя (см. рис. 3, а)	$\frac{N}{l} p$	$\frac{M}{l} p$	$\frac{l_i}{l} p$	$\frac{n}{l} p$	$\frac{\rho_i}{\rho_k}$
1	C	20	20	—	1
2	C	20	2	—	10
3	C	20	2	4	1000

$$M=1,0 \text{ мкм}; p=2; C = \frac{N}{l} p$$

Рис. 6. Распределение тока j по длине перехода из подслоя в резистивный слой в зависимости от длины N контакта: I — $N=0,5$ мкм; II — $N=1$ мкм; III — $N=1,5$ мкм; IV — $N=2,0$ мкм

На рис. 6 приведены графики распределения тока j по длине перехода из подслоя в резистивный слой в зависимости от длины контактной площадки N при постоянных остальных размерах и удельном сопротивлении слоев. Как можно заключить, 82% величины тока переходит в резистивный слой на длине конечного участка контакта, равной 0,1 мкм, независимо от длины контакта. Применительно к наиболее распространенной длине контактной площадки в 100 мкм это составит 10^{-3} или 10^{-3} от площади 10^4 мкм² при размерах контакта 100×100 мкм. Это очень близко к экспериментальным данным (10^{-6} — 10^{-7} от площади 60 мм²), приведенным в публикации [4], при размерах контакта 6×10 мм.

На рис. 7 приведены графики распределения тока j по длине перехода из подслоя в резистивный слой в зависимости от ширины контакта M , толщины металлизации l_k и удельного сопротивления подслоя ρ_n . Как можно отметить, 82% величины тока переходит в резистивный слой на длине конечного участка контакта, также равной 0,1 мкм, независимо от изменяемых параметров M, l_k, ρ_n .

На рис. 8 приведен график изменения тока j на длине конечного участка контакта в 0,1 мкм в зависимости от ширины контакта.

На рис. 9 показан график изменения тока j по толщине резистивного слоя l в сечении, перпендикулярном поверхности этого слоя, на границе окончания контакта. Как видно, входящий в резистивный слой ток неравномерен по толщине этого слоя — в верхней

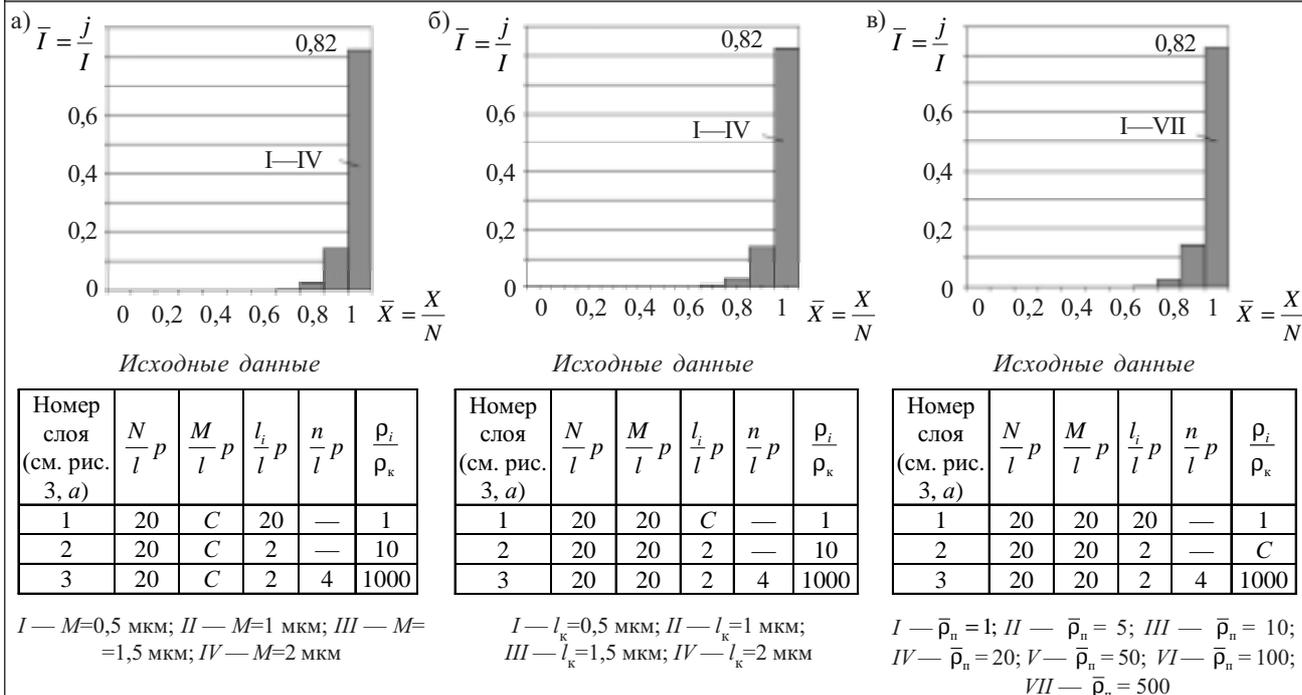


Рис. 7. Распределение тока j по длине перехода из подслоя в резистивный слой в зависимости от ширины контакта M (а), толщины металлизации l_k (б) и удельного объемного сопротивления подслоя ρ_n (в): $N=1,0$ мкм; $p=2$; X — текущий размер длины; \bar{X} — относительный размер длины; $C = \bar{\rho}_n = \frac{\rho_n}{\rho_k}$

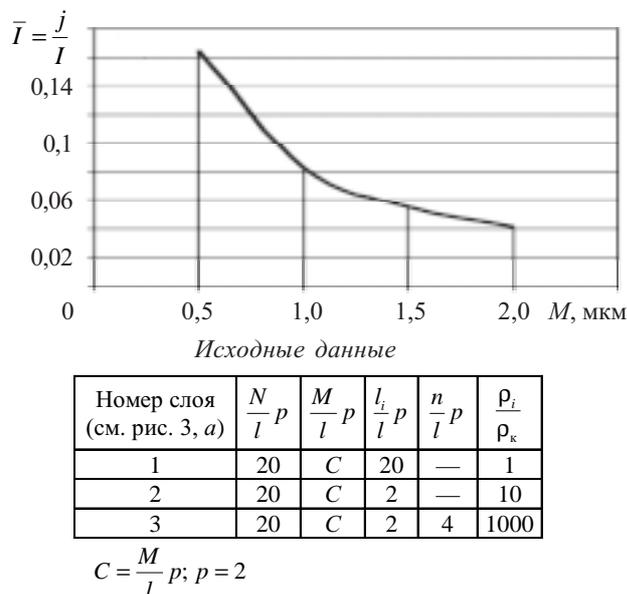


Рис. 8. Изменение тока j на длине и по ширине конечного участка контакта в 0,1 мкм при его переходе в резистивный слой в зависимости от ширины контакта

десятой части ток составляет 0,24 общего тока через весь слой, что более чем в 3 раза больше тока нижней десятой части.

Таким образом, наиболее нагруженным участком резистора по мощности рассеяния и плотности тока в контакте будет зона перехода тока в резистивный слой, ограниченная величиной 0,1 мкм по длине перехода на конечном участке контакта и около 0,2 от толщины резистивного слоя по глубине в сечении по гра-

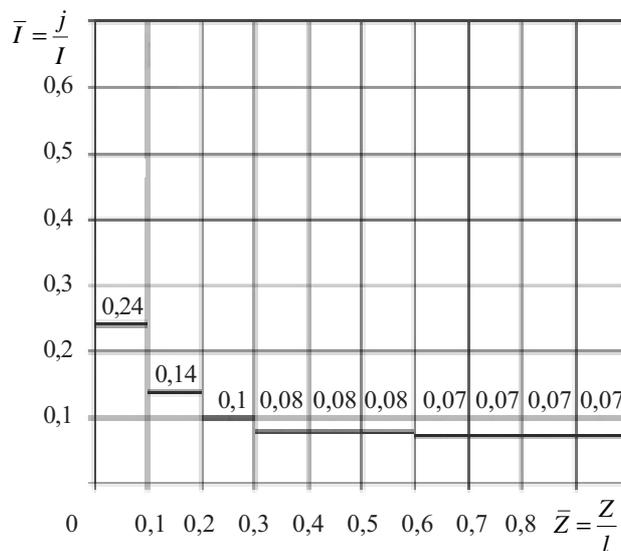


Рис. 9. Распределение тока j по участкам толщины резистивного слоя в сечении на границе окончания контакта. Здесь Z — текущий размер толщины; \bar{Z} — относительный размер толщины; $p=20$

нице контакта. При этом на данном участке удельная мощность рассеяния увеличивается практически на порядок.

На рис. 10 представлено в сокращенном виде распределение потенциала по крайним верхним и нижним горизонтальным расчетным слоям металлизации, подслоя и резистивного слоя для исходных данных, указанных в таблице при $I=1$ и $\rho_s=500$ Ом/. На рис. 11 для тех же исходных данных представлено

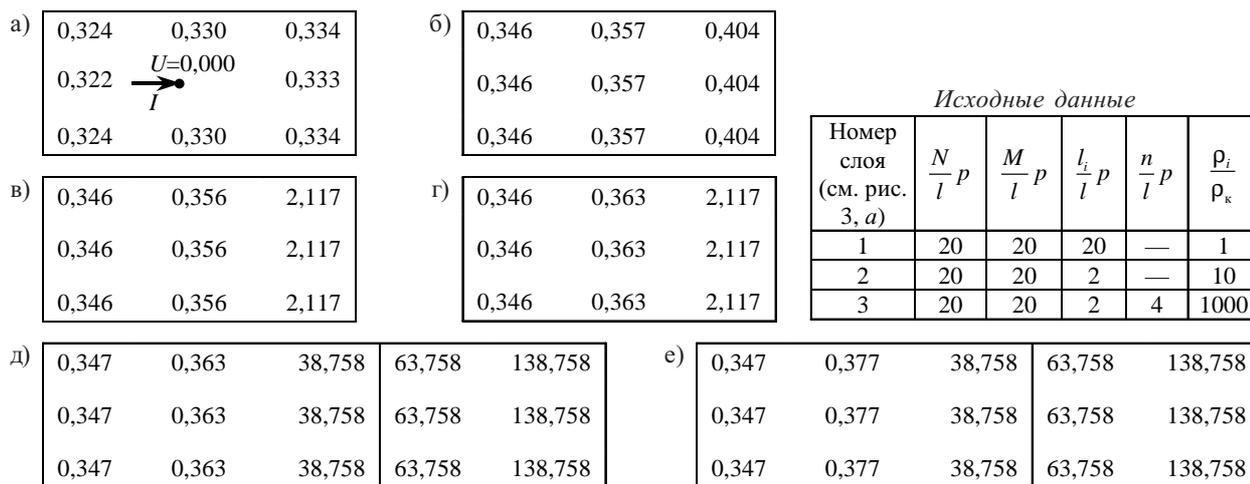


Рис. 10. Распределение потенциала по крайним верхним и нижним горизонтальным расчетным слоям металлизации, подслоя и резистивного слоя:
а, в, д — верхние слои; б, г, е — нижние слои

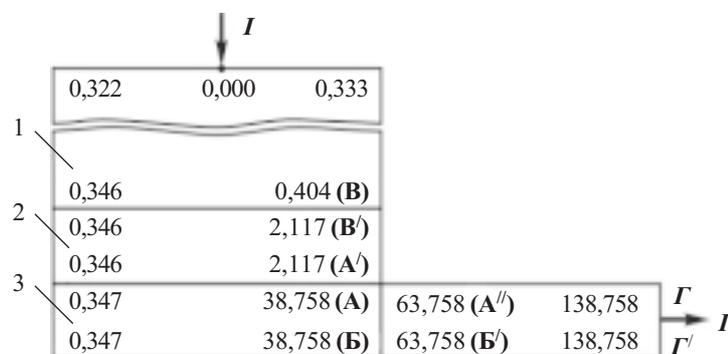


Рис. 11. Распределение потенциала по слоям контакта в вертикальном центральном сечении. Значения потенциалов даны для крайних верхних и нижних горизонтальных расчетных слоев: 1 — металлизация; 2 — подслой; 3 — резистивный слой; А, А', А'', Б, Б', В, В' — близлежащие точки слоев в эквивалентной электрической схеме; Г, Г' — точки выхода тока из резистивного слоя в эквивалентной электрической схеме

распределение потенциала по слоям контакта (металлизация—подслой—резистивный слой) в вертикальном центральном сечении.

Из представленных рис. 10 и 11 видно, что электрический потенциал в различных точках объема контакта различен, и поэтому точное измерение или определение разности потенциалов по экспериментальным данным между слоями, по крайней мере, достаточно сложно, так же, как и определение электрического сопротивления, вносимого каждым слоем в отдельности.

Поэтому для оценки составляющих электрического сопротивления предлагается использовать сведения о величине потенциала в сечении *АВ* на границе контакта (которая в какой-то степени эквивалентна току *j* в этом сечении, равному входному току) и расчетное значение потенциала точек *В* и *А'* для каждого слоя. Тогда электрическое сопротивление всего контакта между точкой входа *I* и сечением *АВ*, как это сделано в работе [1] при определении эффективного сопротивления, можно найти из выражения

$$R = \frac{U_A}{I},$$

где *R* — общее электрическое сопротивление контакта;
U_A — разность потенциалов между точкой *A* и входом тока *I* в контакт.

Оценку сопротивления составляющих электрического сопротивления по слоям ориентировочно мож-

но произвести по соотношению соответствующих слоев потенциалов точек *A'* и *В* относительно точки входа и рассчитанной ранее величины сопротивления контакта.

На рис. 12 представлены результаты расчета сопротивления участка резистивного слоя, ограниченного контактом, и участков металлизации и подслоя, вносящих дестабилизирующий фактор в параметры резистора (поскольку материал резистивного слоя имеет временную и температурную стабильность много лучше, чем материал металлизации и подслоя).

Общее сопротивление металлизации и подслоя *R_{кп}* в рассматриваемом случае, т. е. при *l=0,1* мкм и *M=N=l_к=1* мкм, равно около 2,1 Ом и остается практически постоянным в широком диапазоне удельного сопротивления (5—500 Ом/) резистивного слоя. Практически постоянно и соотношение сопротивления, которое вносит резистивный слой под контактом *R*, и удельного поверхностного сопротивления резистивного слоя, которое составляет для рассмотренного случая 0,078.

Если перейти к контактной площадке с размерами *N=M=100* мкм, то сопротивление металлизации и подслоя составит 0,021 Ом, а сопротивление резистивного участка контакта составит 0,39 Ом, что ограничивает создание прецизионных ТПР с малым значением электрического сопротивления при высоком удельном поверхностном сопротивлении резистивного слоя. В то же время эти расчеты показывают, что

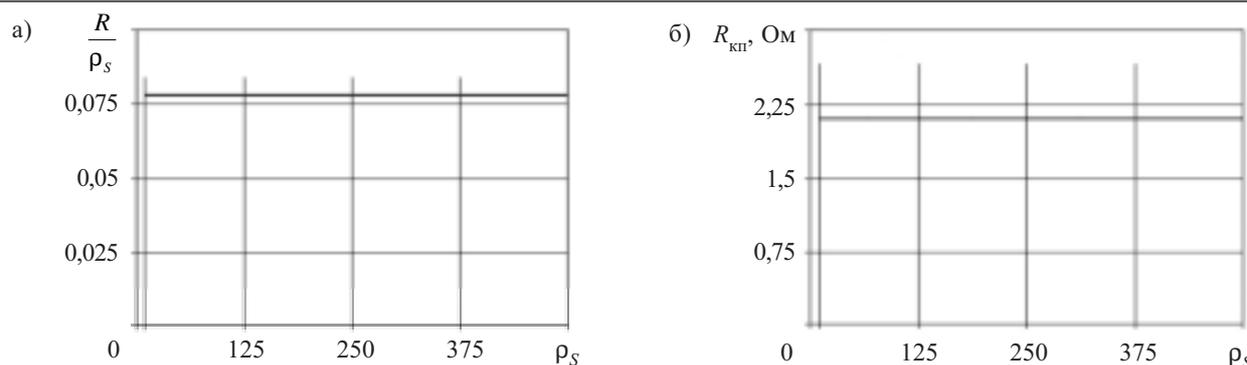


Рис. 12. Сопротивление резистивного участка (а) и общее сопротивление металлизации и подслоя (б) контакта в зависимости от удельного сопротивления резистивного слоя

при $\rho_s=500$ Ом/ сопротивление дестабилизирующих участков составляет менее 5% полного сопротивления контактного узла.

По результатам исследований можно сделать следующие выводы.

Предложенная физическая модель и эквивалентная электрическая схема контакта тонкопленочных резисторов (ТПР) позволяют:

— определить распределение тока и потенциала по объемной конструкции контакта ТПР;

— произвести оценку общего сопротивления контакта и отдельных участков, составляющих контакт, — резистивного слоя, металлизации, подслоя;

— показать, что распределение тока по толщине / резистивной пленки неравномерно; расчетный ток в приграничной зоне контакта в верхнем слое резистивной пленки многократно (для приведенных расчетов более чем в 2,4 раза на длине 0,01 мкм) превышает значение для равномерного распределения тока, что может сказаться на изменении стабильности этой пленки из-за локального резкого нагрева от повышенной мощности рассеяния;

— на этапе проектирования получить достоверные данные об электрических характеристиках составляющих тонкопленочного контакта (сопротивлении, распределении тока и потенциала) и использовать их при проектировании ТПР или других микроэлектронных устройств.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Кресин О. М., Харинский А. Л. Математический анализ тонкопленочного контакта // Вопросы радиоэлектроники. Сер. Детали и компоненты аппаратуры.— 1964.— Вып. 5.— С. 15—21.
2. Ермолаев Ю. П., Каримова Ф. Г. Исследование переходных контактов между проводящими и резистивными пленками // Обмен опытом в радиоэлектронной промышленности.— 1965.— № 4.— С. 15—17.

3. Кресин О. М., Рогинский И. М., Харинский А. Л. Экспериментальное исследование пленочного контакта (на моделях) // Электронная техника. Сер. Микроэлектроника.— 1967.— Вып. 5.— С. 96—100.

4. Кайнов С. В., Алексеева Э. А. Исследование условий получения надежного пленочного контакта // Электронная техника. Сер. Радиокomпоненты.— 1967.— Вып. 5.— С. 120—124.

5. Харинский А. Л. Основы конструирования элементов радиоаппаратуры.— Л.: Энергия, 1971.

6. Lohetal W. M. Modeling and measurement of contact resistances // IEEE. Transactions on Electron Devices.— 1987.— Vol. ED-34, N 3.— P. 512—524.

7. Мартышов К. И., Зайцев Ю. В., Тихонов А. И. Методы расчёта резисторов.— М.: Энергия, 1971.

8. Задде В. В., Зайцева А. К. Измерение переходного сопротивления контакта металл—полупроводник // Приборы и техника эксперимента.— 1969.— № 4.— С. 191—192.

9. А. с. 1538703 России. Способ определения переходного сопротивления контакта к тонкопленочным резисторам с электродами / Г. Ф. Жуков, В. К. Смолин.— 1995.— Бюл. № 34.

10. Стовповой М. А. Особенности топологического расчета планарных полупроводниковых резисторов // Петербургский журнал электроники.— 2001.— № 1.— С. 52—53.

11. Спирин В. Г. Оценка влияния сопротивления электродов на погрешность тонкопленочного резистора // Вестник МВВО. Сер. Высокие технологии в радиоэлектронике, информатике, связи.— 2003.— Вып. 1.— С. 11—14.

12. Ермолаев Ю. П. Переходное сопротивление фигурных контактов между проводящими и резистивными пленками // Изв. вузов. Радиотехника.— 1966.— Т. 9, № 4.— С. 553—557.

13. Смирнов В. И., Матта Ф. Ю. Теория конструкций контактов в электронной аппаратуре.— М.: Сов. радио, 1974.

14. Лугин А. Н., Оземша М. М. Тонкопленочные резисторы с функциональным распределением удельного поверхностного сопротивления // Изв. вузов. Электроника.— 2002.— № 1.— С. 44—48.

15. Сигорский В. П. Анализ электронных схем.— Киев: Гос. изд-во технич. лит., 1964.

16. Амосов А. А., Дубинский Ю. А., Копченова Н. В. Вычислительные методы для инженеров.— М.: Высшая школа, 1994.

17. Недорезов В. Г. Керметные толстопленочные резистивные материалы.— Пенза: ПГУ, 2002.

О. К. БАРАНОВСКИЙ, д. ф.-м. н. П. В. КУЧИНСКИЙ,
к. ф.-м. н. И. З. РУТКОВСКИЙ

Республика Беларусь, г. Минск, НИИ ПФП им. А. Н. Севченко
E-mail: baranouski@bsu.by

Дата поступления в редакцию
14.03—25.10 2006 г.

Оппонент д. т. н. В. С. СИТНИКОВ
(ОНПУ, г. Одесса)

КОМПЬЮТЕРНАЯ СИСТЕМА ОТБОРА КРЕМНИЕВЫХ ДИОДОВ ДЛЯ ГЕНЕРАТОРОВ СЛУЧАЙНЫХ ЧИСЛОВЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ

Разработана компьютерная система для анализа характеристик случайных потоков шумовых импульсов кремниевых диодов с микроплазмами, используемых в генераторах случайных числовых последовательностей.

При генерации случайных числовых последовательностей (СЧП) с заданными статистическими свойствами необходимо использовать физические источники шума согласно современным стандартам для криптографических алгоритмов. Полупроводниковые диоды, работающие в режиме микроплазменного пробоя [1], применяются в генераторах случайных числовых последовательностей (ГСЧП) в качестве первичного источника случайности. В соответствии с алгоритмом генерации на последовательно расположенных интервалах времени фиксированной длительности $(0, T]$ подсчитывается количество шумовых импульсов $N(T)$ и формируется «0», если $N(T)$ четное, и «1», если $N(T)$ нечетное [2, 3].

Обычно предполагается, что количество зарегистрированных шумовых импульсов $N(T)$ подчиняется распределению Пуассона

$$P\{N(T)=i\}=(\lambda T)^i/i!\cdot\exp\{-\lambda T\}, i=0, 1, \dots,$$

где λ — интенсивность потока шумовых импульсов.

Однако вероятностные свойства сигналов реальных диодов отличаются от модели идеального источника вследствие физических принципов их функционирования. Любые функциональные преобразования, действующие на первичный пуассоновский поток событий, вносят корреляцию между элементами последовательности $\{N(T)\}$, что уменьшает энтропию СЧП. Методики измерений и анализа характеристик шумовых сигналов являются уникальными для каждой из научных групп, занимающихся разработкой ГСЧП, и авторам неизвестны.

В связи с этим актуальной является задача разработки комплекса аппаратуры и методики, позволяющих автоматизировать процесс анализа случайных сигналов полупроводниковых источников шума в целях их отбора и выбора режимов работы для применения в ГСЧП.

Компьютерная система и методика анализа

Для измерения и анализа характеристик случайных сигналов диодов разработана и изготовлена ком-

пьютерная система, включающая аппаратную и программную части. Аппаратная часть (рис. 1) состоит из блока установки рабочих режимов и блока регистрации и анализа сигнала. Первый блок содержит генератор тока (1), схему контроля напряжения на полупроводниковом генераторе шума и термостат (2).

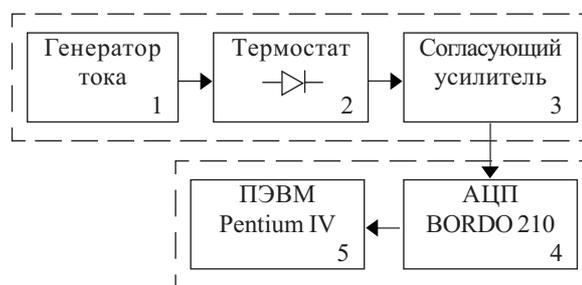


Рис. 1. Структурная схема системы регистрации шумового сигнала

Установка режимов измерения проводится в диапазоне токов 0,1—400 мкА и температур от комнатной до 90°C. Широкополосное согласование генератора шума с АЦП ПЭВМ осуществляется с помощью усилителя тока на быстродействующем операционном усилителе (3). В качестве АЦП (4) используется блок осциллографический BORDO 210 с шиной PCI. Блок имеет 10-разрядный АЦП с максимальной частотой дискретизации 100 Мвыб/с, емкость буферной памяти составляет 128 Кбайт.

Программная часть системы предназначена для записи и математической обработки электрического сигнала в режиме реального времени и представляет собой Windows-приложение, работающее на ПЭВМ (5) класса Pentium IV.

В основе методики анализа качества источников шума, применяемых в указанном выше алгоритме генерации, лежит представление последовательности шумовых импульсов на выходе диодов как случайного потока событий на временной оси, для анализа характеристик которого применяется аппарат математической статистики и теории вероятностей. Задача оператора компьютерной системы состоит в установлении меры отклонения вероятностных свойств последовательности $\{N(T)\}$ от свойств идеальной последовательности при заданных рабочем режиме источника шума и условиях селекции импульсов из суммарного шума [2, 3].

Так как оценка функции распределения последовательности $\{N(T)\}$ является сложной задачей, для решения которой необходимо установить вносимые в исходный пуассоновский поток типы функциональных преобразований и их законы распределения, то в системе присутствует возможность измерения амплитуды U и интервалов времени следования ΔT шумовых импульсов, подсчета количества шумовых импульсов $N(T)$ на последовательных интервалах времени.

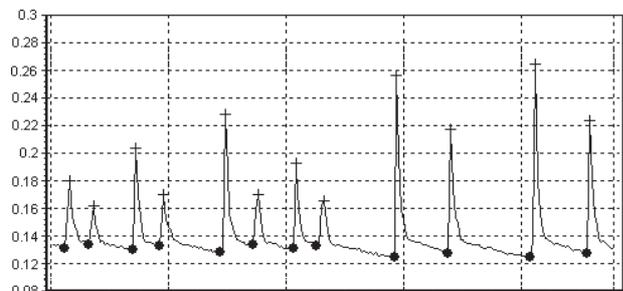


Рис. 2. Копия экрана с оциллограммой шумового сигнала и выделенными из него шумовыми импульсами

На рис. 2 представлена оциллограмма шумового сигнала и выделенных из него (с применением разработанных алгоритмов селекции) шумовых импульсов («•») отображает момент времени появления импульсов, «+» — момент времени и амплитуду импульсов в наивысшей точке). Для указанных параметров (U , ΔT , $N(T)$) разработана библиотека подпрограмм оценки статистических и вероятностных характеристик:

- автокорреляционной функции ΔT , $N(T)$;
- взаимнокорреляционных функций $N(T)$ для разных условий эксперимента;
- описательной статистики для ΔT , $N(T)$, U ;
- гистограмм относительных частот для ΔT , $N(T)$, U и суммы интервалов следования $\sum \Delta T_i$ ($i=1, \dots, n$) с возможностью оценки функции распределения;
- условных гистограмм относительных частот для ΔT , $N(T)$, U ;
- фазовых траекторий для ΔT , $N(T)$;
- проверки стационарности темпа генерации шумовых импульсов.

В основе критерия отбора диодов и выбора их рабочих режимов лежит оценка стационарности темпа генерации шумовых импульсов и оценка корреляции между элементами последовательности $\{N(T)\}$. Для диодов, удовлетворяющих этому критерию, устанавливаются рабочие режимы (температура, средний ток, величина интервала счета импульсов), при которых корреляция между элементами $\{N(T)\}$ стремится к нулю. В этом случае при определенной величине T гистограмма $N(T)$ аппроксимируется нормальной функцией распределения [4, с. 427—434]. В результате становится возможным оценить энтропию, которая будет содержаться в каждом бите формируемых СЧП [5].

Для непосредственной оценки качества СЧП, формируемых при заданных режимах работы диодов и режимах селекции шумовых импульсов, предусмотрена возможность генерации файлов СЧП, а также использования простейших тестов на равномерность

распределения [6]. По желанию оператор может применять алгоритмы улучшения равномерности распределения СЧП: метод Неймана или метод сложения по модулю 2 [7, с. 472—479].

Результаты эксперимента и их анализ

В физическом эксперименте исследовались кремниевые диоды — генераторы микроплазменного шума, отличающиеся напряжением пробоя $U_{пр}$: 8 и 11 В. Объем выборки диодов составлял по 11 образцов.

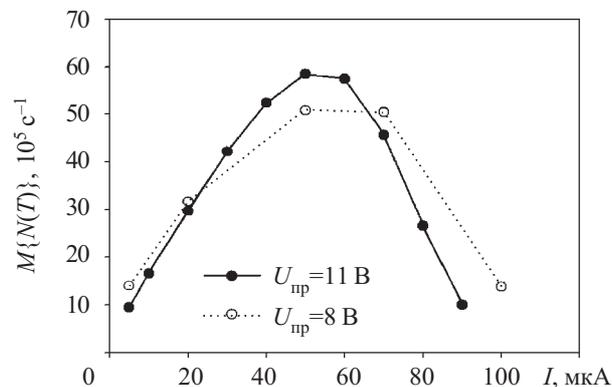


Рис. 3. Зависимость средней интенсивности шумовых импульсов от среднего тока диодов при температуре 30°C

На рис. 3 представлены зависимости средней интенсивности шумовых импульсов от среднего тока диодов при температуре 30°C. Темп генерации шумовых импульсов определяется вероятностями включения-выключения лавинного тока в микроплазменных образованиях p - n -перехода. Данные вероятности зависят от температуры и среднего тока диодов. Видно, что наибольшая интенсивность импульсов соответствует среднему току около 50 мкА для обоих типов диодов.

Мерой, характеризующей ширину кривой распределения $N(T)$, является фактор Фано [8]

$$FF = \sigma^2 \{N(T)\} / M \{N(T)\},$$

где $\sigma^2 \{N(T)\}$ и $M \{N(T)\}$ — дисперсия и математическое ожидание, соответственно.

Если выходной поток шумовых импульсов является результатом прореживания одним из случайных функциональных преобразований исходного пуассоновского потока, фактор Фано может использоваться как мера близости по вероятностным свойствам

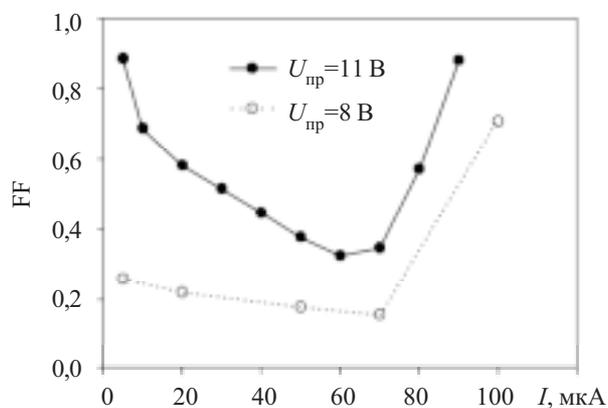


Рис. 4. Зависимость фактора Фано от среднего тока диодов при температуре 30°C

результатирующего потока к пуассоновскому (для потока Пуассона $FF=1$).

На рис. 4 представлены зависимости фактора Фано от среднего тока диодов при температуре 30°C . Видно, что фактор Фано меньше единицы во всем диапазоне рабочих токов диодов. Это значит, что поток шумовых импульсов не может быть описан пуассоновской статистикой. При этом потоки шумовых импульсов диодов с $U_{\text{пр}}=11$ В ближе к идеальной модели пуассоновского потока по вероятностным свойствам, чем для диодов с $U_{\text{пр}}=8$ В.

На рис. 5 представлены гистограммы относительных частот количества зарегистрированных шумовых импульсов диодов с $U_{\text{пр}}=8$ В, характеризующихся стационарным темпом генерации импульсов, с одной и двумя микроплазмами (МП) в области пространственного заряда. Видно, что для диода с одной микроплазмой (1 МП) гистограмма имеет один максимум и аппроксимируется нормальной функцией распределения, для диода с двумя микроплазмами (2 МП) — два максимума. В последнем случае микроплазмы характеризуются разными интенсивностями генерации импульсов.

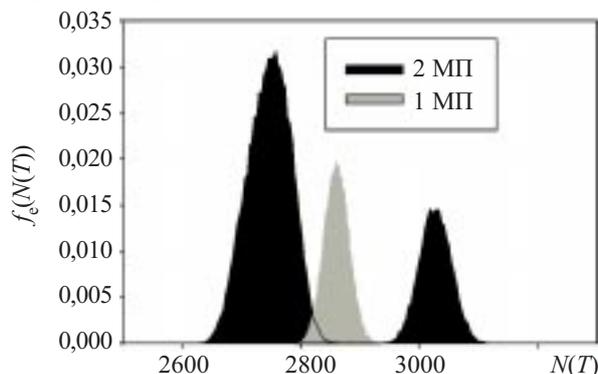


Рис. 5. Гистограмма относительных частот количества шумовых импульсов диодов с $U_{\text{пр}}=8$ В, имеющих одну и две микроплазмы, при температуре 30°C , среднем токе 50 мкА и интервале времени счета $0,6 \cdot 10^{-3}$ с

Зависимости корреляции между количеством шумовых импульсов в соседних интервалах времени счета $C_{N(T)}(1)$ от ширины интервалов для диодов с $U_{\text{пр}}=8$ В, имеющих соответственно одну и две микроплазмы, представлены на рис. 6 (интервалы времени счета нормированы на средний интервал времени следования шумовых импульсов $M\{\Delta T\}$). Видно, что для диода с одной микроплазмой корреляция стремится к нулю с увеличением времени счета импульсов. Для диода с двумя микроплазмами начиная с некоторой величины интервала $T > 10M\{\Delta T\}$ наблюдается возрастание положительной корреляции, которая достигает максимума при интервалах счета импульсов, приблизительно равных среднему интервалу времени между переключениями лавинного умножения из одной микроплазмы в другую.

Таким образом, в рамках экспериментального исследования проведены отбор диодов со стационарным темпом генерации импульсов в микроплазменном образовании $p-n$ -перехода, выбор их рабочих режимов и режимов селекции импульсов, при которых средняя интенсивность шумовых импульсов

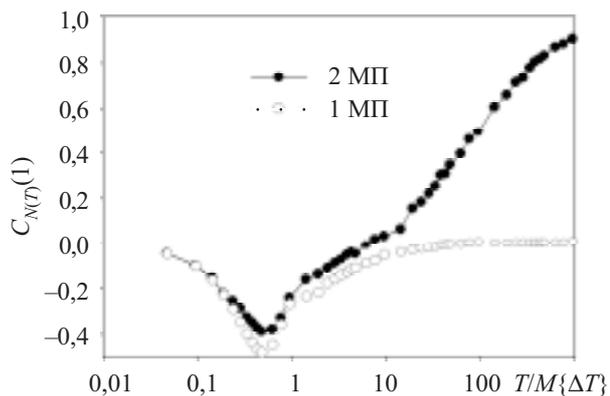


Рис. 6. Зависимость корреляции между количеством шумовых импульсов в соседних интервалах времени счета от ширины интервалов для диодов с $U_{\text{пр}}=8$ В при температуре 30°C и среднем токе 50 мкА

$M\{N(T)\}$, фактор Фано FF , корреляция между количеством зарегистрированных импульсов в соседних интервалах пересчета $C_{N(T)}(1)$ и длительность этого интервала T удовлетворяют заданным значениям. Результаты эксперимента подтвердили возможность применения этих диодов в генераторах случайных числовых последовательностей.

Заключение

Разработана автоматизированная компьютерная система, позволяющая решать задачи измерения характеристик шумовых импульсов диодов, анализа статистических и вероятностных свойств случайных потоков импульсов со средней интенсивностью до 10 МГц. Система использована в методике формирования случайных потоков шумовых импульсов с заданными статистическими свойствами, включающей отбраковку диодов — генераторов микроплазменного шума и выбор их рабочих режимов. Показано, что для генерации случайных числовых последовательностей гарантированного качества необходимо отбирать диоды с одной микроплазмой в области пространственного заряда, что обеспечивает уменьшение корреляции между количеством зарегистрированных импульсов в соседних интервалах времени счета при увеличении их длительности.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Грехов И. В., Сережкин Ю. Н. Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках. — Л.: Энергия, 1980.
2. Бобнев М. П. Генерирование случайных сигналов. — М.: Энергия, 1971.
3. Vincent C. The generation of truly random binary numbers // Journal of Physics E. — 1970. — Vol. 3, N 8. — P. 594—598.
4. Тихонов В. И., Миронов Н. А. Марковские процессы. — М.: Сов. радио, 1977.
5. Барановский О. К., Кучинский П. В., Чернявский А. Ф. Оценка энтропии случайных числовых последовательностей, формируемых с использованием физического источника шума // Вестн НАН Беларуси. Сер. Физ.-мат. наук. — 2004. — № 4. — С. 105—110.
6. Иванов М. А., Чугунков И. В. Теория, применение и оценка качества генераторов псевдослучайных последовательностей. — М.: КУДИЦ-ОБРАЗ, 2003.
7. Шнайер Б. Прикладная криптография. Протоколы, алгоритмы, исходные тексты на языке Си. — М.: Триумф, 2002.
8. Fano U. Ionization yield of radiations. II. The fluctuations of the number of ions // Phys. Rev. — 1947. — Vol. 72, N 1. — P. 26—29.

Д. т. н. В. И. СЕРГЕЕВ, к. т. н. А. А. ЧАПЛЫГИН

Россия, г. Воронеж, КБ антенно-фидерных устройств;
Концерн "Созвездие"
E-mail: vcb-ad@vcb-ad.vrn.ru

Дата поступления в редакцию
13.02 2006 г.

Оппонент к. т. н. В. И. КОРНЕЙЧУК
(ОНАС им. А. С. Попова, г. Одесса)

ФОРМИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО СИГНАЛА ДЛЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА МАТЕРИАЛЬНЫЕ ОБЪЕКТЫ

Рассмотрен процесс формирования электромагнитных солитонов для воздействия на материальные объекты. Приведены аналитические выражения, описывающие такие солитоны.

При решении задач передачи информации актуальной и существенной проблемой является формирование нелинейного сигнала как носителя передаваемой информации. При этом под нелинейным сигналом понимается сигнал, описываемый каким-либо нелинейным уравнением.

Цель работы — описание практической реализации процесса формирования нелинейных сигналов как электромагнитных солитонов (а также инстантонов и бризеров).

Рассматривая известный способ формирования нелинейных сигналов [1], можно сделать вывод, что данный способ реализуется следующим образом: некоторый синусоидальный сигнал параметрически складывается со сложным сигналом (который включает в себя набор различных элементов сигнала различных форм и фактически является сигналом накачки для параметрического сумматора или смесителя), что обеспечивает получение результирующего сигнала, описываемого солитонным решением, например, нелинейного уравнения Шрёдингера (НУШ). То есть для получения нелинейного сигнала в виде солитона требуется наличие параметрического смесителя (сумматора или преобразователя), в который направлялись бы названные синусоидальный и сложный сигналы.

Следует уточнить, что солитоны как нелинейные сигналы могут быть после формирования направлены и в линейную среду: известно, что любая линейность (т. е. что-либо, описываемое линейными уравнениями) является частным случаем нелинейности (например, вырожденной нелинейностью или линейным участком нелинейной характеристики). Следовательно, предположение о линейности — есть (все-го лишь) указание на частный случай рассмотрения среды существования солитонов.

Также необходимо отметить, что, как известно, указание на существование солитонов в диспергирующей среде связано с тем, что в диспергирующей среде, как правило, волновые пакеты «рассыпаются» (вследствие дисперсии, т. е. вследствие того, что каждая из волн, составляющих волновой пакет, на-

чинает перемещаться в пространстве со своей скоростью), в отличие от солитона, который сохраняет свою форму при распространении в такой среде. Однако таким же образом солитон будет сохранять свою форму и при распространении в «линейной» или «нелинейной» среде без дисперсии, что представляется ясным при рассмотрении так называемых «диспергирующих» членов солитонных решений различных нелинейных уравнений. Данные утверждения достаточно известны [2, с. 114—143].

Кроме того, соответственно наличие диспергирующего члена в солитонных уравнениях (солитонных решениях соответствующих нелинейных уравнений) показывает, что солитоны имеют диспергирующую среду в месте своего существования. То есть фактически солитоны создают диспергирующую среду сами, в месте своего существования. Следовательно, солитоны существуют только в той среде, в которой они сформированы. Повторно отметим, что данные доводы построены на факте наличия диспергирующих членов в солитонных уравнениях.

В свете изложенного представляется очевидным, что оптический генератор (лазер), излучая когерентный электромагнитный сигнал, является оптимальным источником требуемого синусоидального сигнала. В качестве сложного сигнала при этом может быть использована дуговая (пробойная, газоразрядная) плазма, спектр которой содержит все необходимые гармоники для формирования солитонов практически любого типа и вида (т. е. достаточно легко обосновать наличие в комплексном спектре плазмы требуемых составляющих для обеспечения синтеза любого сигнала из необходимых для параметрического сложения с синусоидальным — в целях формирования солитонов). Кроме того, названная плазма по своим свойствам может выступать параметрическим преобразователем.

Помимо теоретического обоснования вышеизложенного, были проведены экспериментальные исследования, вполне подтвердившие справедливость проведенного анализа.

Экспериментальная установка представляла собой твердотельный (полупроводниковый) лазерный генератор МЛ-02 (с длиной волны 650 нм и мощностью излучения порядка 6 мВт) и дуговой (искровой) пробойник, собранный по стандартной схеме. Лазерный луч направлялся на плазменную дугу. При этом дуга изменяла цвет с голубого на желтый (с оранжевым и

красным оттенками), что показывает не только возникновение в плазме колебаний комбинационных частот, но и формирование электромагнитного солитона как результата требуемого параметрического сложения сигналов соответственно изложенному в [3, с. 319—320].

Инстантоны (как один из вариантов солитонных решений нелинейных уравнений) могут быть получены за счет взаимодействия солитонов с диэлектрической средой. В частности, в проведенных экспериментах была определена возможность синтеза инстантона вследствие взаимодействия описанного электромагнитного солитона и жидкостных объектов. При этом бризеры, также описываемые либо двухсолитонным решением нелинейных уравнений, либо суммой двух односолитонных (одноинстантонных) решений, формируются в названных жидкостных объектах при представлении таких объектов в виде резонансных систем.

Однако следует указать, что сумма двух односолитонных решений не есть обыкновенное арифметическое суммирование. Таковое возможно только при описании солитон-инстантонного бризера, в случае парности солитона и инстантона, при обязательном выполнении условия отсчетов координат и фиксированном времени. Указанное подтверждается общеизвестными положениями солитонной теории: бризер может быть сформирован либо в результате реализации двухсолитонного (солитон-инстантонного) решения какого-либо нелинейного уравнения (с учетом асимптотического «разбегания» составляющих бризера) [4, с. 147—150], либо в результате сложения асимптотически «сходящихся» («сбегающих») солитона и инстантона. Объединение двух солитонов (солитона и антисолитона, солитона и инстантона) в единое формирование по отсчетам координаты и времени (что, например, описано в той же книге [4, с. 156—159]), очевидно, является бризером.

В качестве примера можно привести описание солитон-инстантонного бризера. Аналитически формирование такого бризера обусловлено, например (рассматривается один из возможных вариантов) следующими рассуждениями (разработка и получение нижеприведенных аналитических выражений производились совместно с д. ф.-м. н. И. А. Володиным).

Рассматриваем кубическое нелинейное уравнение Шрёдингера (применяются общеупотребимые обозначения):

$$jr_t + r_{xx} + 2|r|^2r = 0.$$

Используем произвольный параметр рассеяния:

$$\lambda = \xi + j\eta,$$

где ξ — параметр амплитуды и ширины солитона;

η — параметр скорости солитона: $v = -4\eta$.

В этом случае односолитонное решение НУШ представляется следующим выражением:

$$r_s = \frac{2\eta \cdot \exp[-4j(\xi^2 - \eta^2)t - 2j\xi x - \varphi]}{\text{ch}^2(8\xi\eta t + 2\eta x + x_0)}.$$

Соответственно, одноинстантонное решение НУШ представляется следующим выражением:

$$r_i = 4\eta \cdot \exp[j(-8\xi\eta t - 2\xi x) - \varphi] \times \exp[4(\xi^2 - \eta^2)t - 2\eta x - x_0] / \{1 + \exp[-16j\xi\eta t \cdot \exp[-4\eta x - 2x_0]]\}.$$

Следовательно, преобразовав солитонное и инстантонное решения НУШ следующим образом —

$$r_s = 8\eta \cdot \exp[-4j(\xi^2 - \eta^2)t - 2j\xi x - \varphi] / \{2 + \exp[16\xi\eta t + 4\eta x + 2x_0] + \exp[-16\xi\eta t - 4\eta x - 2x_0]\};$$

$$r_i = \{4\eta \cdot \exp[(-8j\xi\eta t - 2\eta x - x_0) + (4(\xi^2 - \eta^2)t - 2j\xi x) - \varphi]\} / \{1 + \exp[-16j\xi\eta t - 4\eta x - 2x_0]\},$$

очевидно, получим бризерное решение НУШ в следующем виде (по соответствующим отсчетам времени и координаты, в условиях парности сформированных солитона и инстантона):

$$r_{si} = r_s + r_i = \frac{A_1 + A_2 + A_3 + A_4 + A_5}{2 + B_1 + B_2 + B_3 + B_4 + B_5},$$

где

$$A_1 = 8\eta \cdot \exp[-4jt(\xi^2 - \eta^2) - 2j\xi x - \varphi];$$

$$A_2 = 8\eta \cdot \exp[-16j\xi\eta t - 4jt(\xi^2 - \eta^2) - 2x(2\eta + j\xi) - 2x_0 - \varphi];$$

$$A_3 = 8\eta \cdot \exp[-8j\xi\eta t + 4jt(\xi^2 - \eta^2) - 2x(\eta + j\xi) - x_0 - \varphi];$$

$$A_4 = 4\eta \cdot \exp[8\xi\eta t(2-j) + 4t(\xi^2 - \eta^2) + 2x(\eta - j\xi) + x_0 - \varphi];$$

$$A_5 = 4\eta \cdot \exp[-8\xi\eta t(2+j) + 4t(\xi^2 - \eta^2) - 2x(3\eta + j\xi) - 3x_0 - \varphi];$$

$$B_1 = \exp[16\xi\eta t + 4\eta x + 2x_0];$$

$$B_2 = \exp[-16\xi\eta t - 4\eta x - 2x_0];$$

$$B_3 = \exp[-16j\xi\eta t - 4\eta x - 2x_0];$$

$$B_4 = \exp[16\xi\eta t(1-j)];$$

$$B_5 = \exp[-16\xi\eta t(1+j) - 8\eta x - 4x_0].$$

Следует еще раз указать, что соединение в бризер солитона и инстантона по названному алгоритму возможно (как указывалось ранее) только для случая конкретных отсчетов времени и координаты, в условиях парности сформированных солитона и инстантона. То есть использование приведенного алгоритма для описания солитон-солитонного бризера — недопустимо. Однако приведенное аналитическое выражение солитон-инстантонного бризера вполне коррелирует с описанием солитон-инстантонного бризера, полученного по другим алгоритмам (выведенно-го иными путями).

В качестве вывода следует отметить, что полученные экспериментальные результаты показывают принципиальную возможность реализации указанного метода формирования нелинейных сигналов.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Пат. 2262797 RU. Способ формирования нелинейных сигналов / И. А. Володин, В. Г. Дмитриев, С. Б. Макаров и др. — 2005. — Бюл. № 29.

2. Маймистов А. И. Вполне интегрируемые модели в нелинейной оптике // Научно-технический вестник. Сер. Проблемы когерентной и нелинейной оптики. — 2002. — № 2. — С. 114—143.

3. Александров А. Ф., Рухадзе А. А. Лекции по электродинамике плазмподобных сред. — М.: Изд-во МГУ, 1999.

4. Лэм Дж. Л. Введение в теорию солитонов. — М.: Библиотечка, 1997.

К. т. н. В. Г. ИВАНОВ, О. С. РАДИВОНЕНКО

Украина, г. Харьков, Нац. юридическая академия им. Я. Мудрого,
НАКУ им. Н. Е. Жуковского "ХАИ"
E-mail: nuau@bestnet.kharkov.ua, ORadivonenko@mail.ru

Дата поступления в редакцию
05.06—25.10 2006 г.

Оппонент д. т. н. С. Г. АНТОЩУК
(ОНПУ, г. Одесса)

КОМБИНИРОВАННЫЙ ПОДХОД К КОДИРОВАНИЮ ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ОСНОВЕ НЕЧЕТКОЙ КЛАССИФИКАЦИИ ФРАГМЕНТОВ

Эффективный подход базируется на использовании дискретных косинусных преобразований и коэффициентов Хаара в качестве пространства признаков и классификации на основе нечеткой логики.

Решение многих задач специальной радиоэлектронной аппаратуры базируется на отображении формальных описаний тех или иных алгоритмов обработки данных в технической среде. Чем выше точность смоделированного алгоритма, тем более эффективна реализация и функционирование аппаратуры сжатия данных [1].

Быстрое развитие цифровых технологий получения, хранения и обработки цифровых фото- и видеоизображений, а также увеличение объемов хранимой и передаваемой посредством компьютерных сетей графической информации, определяет актуальность разработки новых, более эффективных алгоритмов сжатия изображений [2]. Одним из новых направлений в теории кодирования изображений является применение автоматической классификации.

Классификация изображений играет важную роль при решении многих задач, таких как системы технического зрения роботов, распознавание образов, анализ рентгенографических медицинских снимков и проч. В общей постановке задача автоматической классификации может рассматриваться как задача принятия решений в условиях отсутствия информации о вероятностных распределениях образов и числе классов и решается методами кластерного анализа [3]. При решении задачи автоматической классификации возникают следующие проблемы: выбор информативного признакового пространства, выбор меры сходства и, наконец, выбор метода классификации.

В настоящей работе представлен новый комбинированный подход к сжатию графической информации, основанный на применении дискретного косинусного преобразования и преобразования Хаара для формирования признакового пространства и последующей классификации фрагментов методами нечеткой логики, т. е. выполнения нечеткой кластеризации. Использование метода классификации, основанного на теории нечетких множеств, позволяет более реалистично учесть особенности изображений как сложных объектов.

Характерной особенностью изображений как типа данных является избыточность в двух измерениях. Это свойство изображений проявляется в том, что при разбиении на классы переход от принадлежности к непринадлежности элементов к классам скорее постепенен, нежели скачкообразен. То есть требование нахождения однозначной кластеризации элементов при кодировании изображений является достаточно жестким, и методы нечеткой кластеризации позволяют его ослабить.

В общем случае задачей нечеткой кластеризации является нахождение нечеткого разбиения или нечеткого покрытия множества элементов исследуемой совокупности, которые образуют структуру нечетких кластеров в рассматриваемых данных. Эта задача сводится к нахождению степеней принадлежности элементов универсума искомым нечетким кластерам, которые в совокупности определяют нечеткое разбиение или нечеткое покрытие исходного множества рассматриваемых элементов. В отличие от алгоритмов жесткой кластеризации, где каждый фрагмент может принадлежать лишь к одному классу, нечеткие методы кластеризации позволяют фрагментам принадлежать многим классам с различными значениями степени уверенности.

Нечеткая классификация фрагментов

В данной работе представлен подход к сжатию графической информации на основе лингвистического описания. Рассматривается простая языковая система, словарь которой содержит два типа слов: слова первого типа служат для обозначения формы некоторых характерных для изображения фрагментов, слова второго типа — для указания места, где располагаются такие фрагменты на изображении [4].

Мы ограничились простейшей формой фрагментации, когда поле изображения разбивается без перекрытия на квадраты, размер которых выбирается из тех соображений, чтобы, с одной стороны, их было как можно меньше, а с другой — чтобы подавляющую часть выделенных фрагментов можно было считать однородными.

Введем основные понятия и определения.

Пусть A — целочисленная матрица-изображение размерностью $N \times N$, элементами которой являются точки (пиксели), закодированные n битами $a_{ij} \in [L_1, L_2]$, где $[L_1, L_2]$ — диапазон изменения уровней яркости.

Пусть P — множество разбиений матрицы A . Каждое p_{ij} — матрица размерностью $M \times M$, $i, j = 1, 2, \dots, \frac{N}{M}$.

Необходимо получить следующую аппроксимирующую совокупность $P^* \in P$, удовлетворяющую условию $P - P^* < \epsilon$, где ϵ — малое наперед заданное число, определяющее ошибку аппроксимации.

Нечеткая классификация проводится как в пространстве сигналов, так и в пространстве признаков. В качестве признаков классификации используются коэффициенты дискретного косинусного преобразования (ДКП)

$$D(i, \alpha) = \frac{1}{\sqrt{M}} I(\alpha) \sum_{i=0}^{M-1} \frac{p_i \cos(2i+1)\alpha\pi}{2M}, \quad (1)$$

где

$$I(\alpha) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{M}}, & \alpha = 0; \\ \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{M}}, & \alpha = 1, 2, \dots, M-1, \end{cases} \quad (2)$$

и коэффициенты преобразования Хаара [5]

$$X_i^n = X_{2i-1}^{(n-1)} + X_{2i}^{(n-1)}, \quad (3)$$

где $n=1, 2, \dots, (\log_2 M - 1)$, $i=1, 2, \dots, \frac{M}{2^n}$; X_{i^*} — исходные отсчеты сигналов изображения;

$$B_{mj} = \frac{1}{M} 2^{\frac{m-1}{2}} \left[X_{2j-1}^{(\log_2 M - 1)} - X_{2j}^{(\log_2 M - 1 - m^*)} \right], \quad (4)$$

где $m=1, 2, \dots, \log_2 M$; $j=1, 2, \dots, 2^{m-1}$, а для выражения, стоящего в квадратных скобках, $m^* = m - 1$.

$$C_{01} = \frac{1}{M} \left[X_{2j-1}^{\log_2 M - 1} + X_{2j}^{\log_2 M - 1} \right]. \quad (5)$$

Для нечеткой классификации применен алгоритм Fuzzy C-means (FCM) — нечетких C-средних [6].

Алгоритм FCM относится к приближенным алгоритмам поиска экстремума целевой функции при наличии ограничений. В результате выполнения алгоритма определяется локально-оптимальное нечеткое разбиение, которое описывается совокупностью функций принадлежности, а также центры (типичные представители) каждого из нечетких кластеров.

Суть метода состоит в предположении о том, что искомые кластеры представляют собой нечеткие множества, образующие нечеткое покрытие исходного множества объектов кластеризации $\tilde{P} = P$. Значения функций принадлежности ограничены диапазоном $(0 \dots 1)$. Сумма всех функций принадлежности каждого фрагмента всем классам равна единице.

$$\sum_{k=1}^c \mu_{p_k}(p_i) = 1, (\forall p_i \in P). \quad (6)$$

Для каждого искомого нечеткого кластера вводится понятие *центра*

$$v_j^k = \frac{\sum_{i=1}^n (\mu_{p_k}(p_i))^m \cdot x_j^i}{\sum_{i=1}^n (\mu_{p_k}(p_i))^m}, (\forall k \in \{2, \dots, c\}, \forall p_i \in P), \quad (7)$$

где m — экспоненциальный вес нечеткой кластеризации ($m \in R, m > 1$), значение которого задается в зависимости от мощности множества P . Чем больше элементов содержит множество P , тем меньшее значение выбирается для m .

Целью нечеткой кластеризации является отыскание функций принадлежности для каждого класса таких, которые обеспечивают кластеризацию вокруг центров каждого класса. Таким образом, алгоритм FCM может быть представлен как минимизация целевой функции, представленной в виде суммы квадратов взвешенных отклонений координат объектов кластеризации от центров искомым нечетких кластеров:

$$F(P_k, v_j^k) = \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^c (\mu_{p_k}(p_i))^m \sum_{j=1}^q (x_j^i - v_j^k)^2. \quad (8)$$

Целевая функция является минимизированной, когда большие значения функций принадлежности соответствуют фрагментам, близким к центру класса. Эта проблема описывается нелинейными зависимостями и решается итеративно. В каждой итерации получают новое множество функций принадлежности и центров классов.

Алгоритм можно представить в виде следующей последовательности шагов.

1. Задание количества искомым нечетких кластеров c ($c \in N, c > 1$), максимального количества итераций s ($s \in N$), параметра сходимости алгоритма ϵ ($\epsilon \in R_+$), экспоненциального веса m расчета целевой функции и центров кластеров. Задание исходного нечеткого разбиения \tilde{P} на c пустых нечетких кластеров путем присваивания значений функциям принадлежности $\mu_k(p_i)$, ($\forall k \in \{2, \dots, c\}, \forall p_i \in P$).

2. Вычисление центров нечетких кластеров (7) для текущего нечеткого разбиения, вычисление значения целевой функции (8).

3. Формирование нового нечеткого разбиения \tilde{P} исходного множества кластеризации P , характеризуемое совокупностью функций принадлежности $\mu'_k(p_i)$, ($\forall k \in \{2, \dots, c\}, \forall p_i \in P$)

$$\mu'_k(p_i) = \left(\sum_{l=1}^c \left(\frac{\sqrt{\left(\sum_{j=1}^q (x_j^i - v_j^l)^2 \right)^{\frac{2}{m-1}}}}{\sqrt{\left(\sum_{j=1}^q (x_j^i - v_j^k)^2 \right)^{\frac{2}{m-1}}}} \right)^{-1} \right)^{-1}. \quad (9)$$

4. Повторение шагов 2 и 3 до обеспечения сходимости алгоритма либо до достижения наперед заданного количества итераций s . Сходимость достигнута, когда максимальное изменение функций принадлеж-

ности всех пикселей между двумя итерациями меньше, чем наперед заданная малая величина ϵ .

На следующем этапе центр каждого из выявленных кластеров принимается за отдельное слово, и результирующий словарь форм P^* есть совокупность таких слов. В качестве словаря мест используется матрица позиционирования выделенных классов фрагментов на изображении, размерность которой определяется количеством исходных первоначальных фрагментов. Затем содержимое этой матрицы подвергается сжатию без потерь информации одним из известных методов.

Экспериментальные результаты

Реализация алгоритма предложенного метода была осуществлена средствами пакета Matlab 6.1 [7]. Проведены вычислительные эксперименты на тестовых изображениях «Zelda», «Cameman» и ряде фотоизображений. Проведено сравнение предлагаемого метода с классическими жесткими методами классификации.

Результаты показали, что для заданного коэффициента сжатия предлагаемый метод обеспечивает более высокое качество изображения (среднеквадратическая ошибка — СКО меньше в 2,1—1,4 раза) по сравнению с классическими методами классификации. Классические методы отличаются от метода FCM более простой процедурой группирования фрагментов без предварительного задания необходимого числа кластеров и перемещений точек изображения между ними (см. рис. 1). При значениях СКО 16%, обеспе-

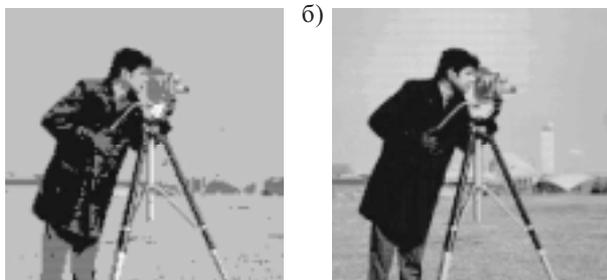


Рис. 1. Экспериментальные результаты для тестового изображения Cameman.tif при $M=2$, пространство признаков — ДКП, количество классов $c=16$, коэффициент сжатия $\gamma=9,14$:

a — классическая жесткая классификация, СКО=20,22%; *б* — нечеткая кластеризация, СКО=13,5%

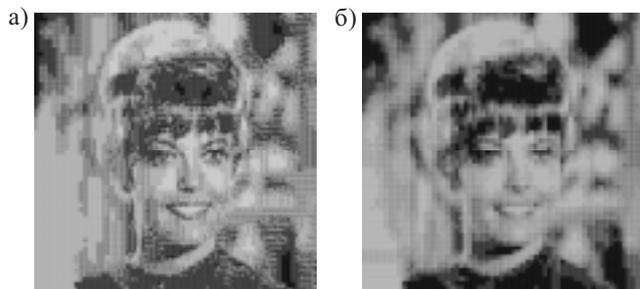


Рис. 2. Сравнительные результаты для тестового изображения Zelda.bmp при СКО=17%:

a — классическая классификация при $M=4$, пространство признаков — ДКП, $c=51$, $\gamma=21,5$; *б* — нечеткая кластеризация при $M=4$, пространство признаков — ДКП, $c=8$, $\gamma=44,02$

чивающих приемлемое качество изображений, предлагаемый метод обеспечивает более высокое значение коэффициента сжатия — 44 к 21 (рис. 2).

Обращает на себя внимание и объем информации, необходимый для кодирования областей и матрицы их позиционирования. С увеличением СКО наступает момент, когда объем адресной информации начинает превосходить объем данных закодированных классов, что может стать источником резерва повышения эффективности сжатия.

В таблице представлены результаты вычислительных экспериментов для изображения Zelda.bmp.

Результаты вычислительных экспериментов для изображения Zelda.bmp

Размер блока	Количество классов	Нечеткая классификация		Жесткая (классическая) классификация		Размер, Кб	Степень сжатия
		cos	пиксел	cos	пиксел		
8	100	0,161	0,1626	0,1901	0,1778	3683	18,09
8	50	0,1688	0,1684	0,2316	0,2125	2015	33,06
8	16	0,1959	0,1959	0,2758	0,2593	982	67,84
8	8	0,2297	0,2297	0,32	0,2885	678	98,25
4	100	0,1118	0,112	0,183	0,1556	3844	17,33
4	50	0,1173	0,1152	0,2109	0,1858	3097	21,51
4	16	0,1463	0,1463	0,2955	0,2363	1970	33,81
4	8	0,1692	0,1692	0,2962	0,2677	1513	44,03
2	100	0,0702	0,0698	0,1031	0,1031	12436	5,36
2	50	0,0779	0,0791	0,1322	0,1323	10613	6,28
2	16	0,1041	0,1035	0,2087	0,2087	7076	9,41
2	8	0,1247	0,1248	0,2655	0,2655	5317	12,53

На рис. 3 представлены графики зависимости среднеквадратической ошибки от степени сжатия для методов классической и нечеткой кластеризации.

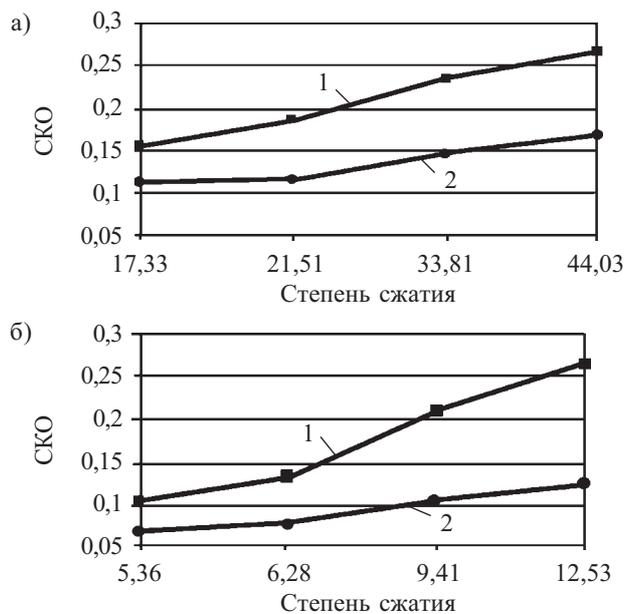


Рис. 3. Графики зависимости среднеквадратической ошибки от степени сжатия для методов классической (1) и нечеткой (2) кластеризации для изображения Zelda.bmp: *a* — матрица с $M=4$; *б* — $M=2$

Заключение

Таким образом, новый комбинированный подход к сжатию графической информации, основанный на применении дискретного косинусного преобразования и преобразования Хаара для формирования признакового пространства и последующей классификации фрагментов методами нечеткой логики, оказался эффективнее методов классической кластеризации. Он обеспечивает более высокое качество изображения, более высокое значение коэффициента сжатия. Кроме того, с увеличением СКО наступает момент, когда объем адресной информации начинает превосходить объем данных закодированных классов, что может стать источником резерва повышения эффективности сжатия.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Иванов В. Г. Параллельные и последовательные структуры Хаара для цифровой обработки сигналов // Электронное моделирование.— 2005.— № 3.— С. 55—66.

2. Иванов В. Г., Любарский М. Г., Ломоносов Ю. В. Фурье и вейвлет анализ изображений в плоскости JPEG технологий // Проблемы управления и информатики.— 2004.— № 5.— С. 111—124.

3. Земсков В. Н., Ким И. С. Сжатие изображений на основе автоматической классификации // Известия вузов. Электроника.— 2003.— № 3.— С. 50—56.

4. Иванов В. Г. Кодирование изображений на основе автоматической классификации и позиционирования фрагментов // Матри 12-ї Міжнар. конф. з автоматичного управління «Автоматика—2005». Т. 3.— Харків.— 2005.— С. 80—81.

5. Иванов В. Г. Формальное описание дискретных преобразований Хаара // Проблемы управления и информатики.— 2003.— № 5.— С. 68—75.

6. Bezdek J. C. Pattern recognition with Fuzzy objective function algorithms.— New York: Plenum Press, 1981.

7. Леоненков А. В. Нечеткое моделирование в среде MATLAB и fuzzyTECH.— СПб: БХВ-Петербург, 2005.

НОВЫЕ КНИГИ**НОВЫЕ КНИГИ**

Загидуллин Р. Ш., Карутин С. Н., Стешенко В. Б. System View. Системотехническое моделирование устройств обработки сигналов.— М.: Горячая линия-Телеком, 2005.— 294 с., ил.

Изложены основы инженерных методов синтеза и расчета основных классов радиотехнических устройств с использованием пакета программ System View компании Elanix, который обеспечивает возможность всестороннего анализа свойств систем, включая алгоритмы аналоговой или цифровой обработки сигналов, синтеза фильтров, анализа и синтеза систем управления и систем связи, моделирования динамических систем на уровне функциональных блоков.

Книга содержит необходимый теоретический материал и значительное количество практических примеров. Особенностью книги является то, что изложение ведется не от описания возможностей пакета, а от постановки конкретной радиотехнической задачи.

Для инженеров и студентов радиотехнических специальностей.

**НОВЫЕ КНИГИ**

Основы построения систем и сетей передачи информации: Учебное пособие для вузов / В. В. Ломовицкий, А. И. Михайлов, К. В. Шестак, В. М. Щекотихин.— М.: Горячая линия-Телеком, 2005.— 382 с., ил.

Систематизированы сведения по вопросам построения современных систем и сетей передачи информации. Приведены основные положения и рассмотрены перспективы развития систем восстановления и управления единой сети электросвязи Российской Федерации, особенности построения первичных и вторичных сетей связи, цифровой сети с интеграцией служб. Рассмотрены основные подходы и методы оценки эффективности функционирования телекоммуникационных сетей общего пользования. Книга базируется на уже достаточно известных сведениях и подходах к построению систем и сетей передачи информации, а также содержит оригинальный материал по особенностям построения систем связи с повышенной устойчивостью к внешним воздействиям.

Для студентов, обучающихся по направлению «Телекоммуникации»; может быть полезна специалистам, занимающимся эксплуатацией средств связи.



К. ф.-м. н. С. В. ПЛАКСИН, Л. М. ПОГОРЕЛАЯ,
к. ф.-м. н. И. И. СОКОЛОВСКИЙ

Украина, г. Днепропетровск, Институт транспортных систем
и технологий
E-mail: plm@westa-inter.com

Дата поступления в редакцию
19.09 2006 г.

Оппонент к. т. н. Э. Н. ГЛУШЕЧЕНКО
(НПП "Сатурн", г. Киев)

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ГЕНЕРАТОРНЫЙ МОДУЛЬ ДЛЯ МЕДИКО-БИОЛОГИЧЕСКИХ ПРИМЕНЕНИЙ

Модуль позволяет повысить когерентность электромагнитного излучения миллиметрового диапазона, увеличить число регулируемых биотропных параметров, обеспечивая эффективное лечение широкого класса заболеваний.

Предшествующий опыт использования низкоинтенсивного электромагнитного излучения (ЭМИ) диапазона крайне высоких частот (КВЧ) в биологических и медицинских исследованиях и применениях показал, что включение таких параметров ЭМИ КВЧ как частота и интенсивность в число биотропных явно недостаточно для того, чтобы ЭМИ КВЧ как физиотерапевтический фактор обеспечивал достаточную эффективность лечения. К сожалению, приходится констатировать, что КВЧ-терапия не получила всеобщего признания.

В [1], а также в [2, 3], констатируется парадоксальность сложившейся ситуации: многие биологические и терапевтические эффекты, обнаруживаемые в одних лабораториях и клиниках, не подтверждаются в других, причем на каждый эффект найдется литература, как подтверждающая его существование, так и опровергающая его. Поэтому в ряде стран, в частности в США, биоэффекты низкоинтенсивных полей КВЧ-диапазона в настоящее время не исследуют, т. к. американские ученые считают, что указанных эффектов не существует, а саму КВЧ-электромагнитобиологию следует отнести к «легкомысленным» наукам [4].

Среди причин, вызывающих указанную неоднозначность в оценке биоэффектов, как и невысокую в ряде случаев терапевтическую эффективность, следует, видимо, рассматривать неконтролируемость спектрального состава электромагнитного излучения в аппаратурных построениях, используемых в различных лабораториях и клиниках.

Действительно, из сравнительного анализа эффективности источников КВЧ-излучения различного спектрального состава в [5] установлено, что биотропные возможности когерентного КВЧ-излучения более высоки по сравнению с шумовыми излучениями (в частности, из-за низкой поглощаемости его биологическими тканями). Показано также, что синтезировав КВЧ-излучение посредством смешения двух высококогерентных (по существу монохроматических)

излучений оптического диапазона, удается достичь существенного повышения биологической и терапевтической эффективности по сравнению с традиционными КВЧ-технологиями, в том числе и на частотах, отличных от известных «терапевтических» частот — 42,2 и 53,5 ГГц [6].

То, что когерентность излучения является весомым биотропным параметром, показано в экспериментальных исследованиях [7], где установлено, что при воздействии высококогерентного (ширина спектральной линии менее 10 кГц) миллиметрового излучения частотой 32 ГГц от генератора дифракционного излучения (ГДИ) на биообъект — сетчатку изолированного глазного бокала *Rana temporaria* обеспечивалось глубокое (существенно превышающее общепринятые величины, определяемые из представлений о скин-эффекте) проникновение излучения в биоткань и эффективное взаимодействие с нейронной сетью биологического объекта. Последняя трансформировалась в источник высококогерентного излучения («биологический КВЧ-генератор») с шириной спектра порядка 1 кГц с мощностью излучения, достаточной, чтобы при взаимодействии с источником инициирующего сигнала (ГДИ) осуществить его принудительную синхронизацию: происходило изменение частоты генерации («затягивание» частоты) и рабочего тока генератора (автодинный эффект).

В клинических исследованиях высокая когерентность КВЧ-излучения проявилась и в высокой терапевтической эффективности, и в том, что успешное лечение достигалось при чрезвычайно низких уровнях воздействующего излучения — порядка 10^{-14} Вт [8].

Отметим, что еще на начальном этапе становления КВЧ-терапии, отталкиваясь от известной биофизической модели [9], согласно которой взаимодействие клеток в организме осуществляется с помощью высококогерентных электромагнитных полей, в [10] было предложено источники КВЧ-излучения для терапевтических целей строить на основе полупроводниковых генераторов, стабилизированных высокодобротными опорными резонаторами, и в качестве активного элемента использовать полупроводниковые диоды на эффекте переноса электронов (МЭП-диоды) — устройства с низкими собственными шумами.

Однако в погоне за технологической простотой в основу серийной КВЧ-аппаратуры был положен генераторный модуль, колебательная система которого представляет собой простую волноводно-штыревую

конструкцию, построенную на отрезке прямоугольного волновода с короткозамыкающим поршнем [11, 12], собственная добротность которой невысока, а в качестве активного элемента использован лавинно-пролетный диод — прибор со значительным уровнем АМ- и ЧМ-шумов. И не случайно при тщательно контролируемых клинических испытаниях таких аппаратов, в частности аппаратов серии «Явь-1», обнаруживается, что их эффективность при лечении клинически сложных больных не превышает эффекта плацебо и возможны побочные эффекты при использовании аппаратов [13].

Кроме того, в экспериментальных и клинических исследованиях [14] показана важная роль частотной и амплитудной модуляции, в особенности если модуляция осуществляется с определенной периодичностью, соразмерной с частотными характеристиками определенных биологических ритмов.

Несомненно, что при разработке аппаратов нового поколения или при модернизации уже имеющихся следует учесть наработки, очерченные выше.

В настоящей статье рассмотрено техническое решение по созданию полупроводникового высокостабильного генераторного модуля (ГМ) для аппаратуры КВЧ-терапии, в котором требуется высокая собственная добротность колебательной системы и возможность перестройки частоты излучения обеспечиваются за счет включения в колебательную систему генератора большой по модулю положительной реактивности, образуемой короткозамкнутым отрезком коаксиальной линии, встроенной в волноводный резонатор и заполненной ферритом.

На рис. 1 приведена конструкция разработанного генераторного модуля. Простыми средствами удастся обеспечить когерентность излучения, приемлемую для ряда медико-биологических применений.

Базовым конструктивным элементом является отрезок прямоугольного волновода 4, в котором размещен МЭП-диод 7, через фильтр нижних частот 1 соединенный с источником питания (на рис. 1 не показан). Конструкция также содержит дроссельную

секцию 2, короткозамыкающий (КЗ) волноводный поршень 5, узел крепления МЭП-диода 6, гальванически связанный с отрезком волновода 8, и ферритовый вкладыш 3.

Генераторный модуль построен с использованием специфических резонансных свойств СВЧ-цепей. Именно, известно так называемое дроссельное соединение волноводных секций, обеспечивающее надежное их соединение, представляющее собой в общем виде Г-образную секцию — канавку кругового типа, создаваемую во фланце волновода вокруг его поперечного сечения [15, с. 212, 213].

На резонансной частоте сверхвысокочастотное сопротивление в месте стыка отрезков волноводов равно нулю, на частоте ниже резонансной — сопротивление имеет индуктивный характер. Указанную секцию с канавкой можно рассматривать и как короткозамкнутый отрезок коаксиальной линии, размещенной соосно с продольной осью отрезка прямоугольного волновода (связанного с отрезком коаксиальной линии при помощи щелевого зазора, выполненного в его стенках в плоскости поперечного сечения между полупроводниковым генераторным диодом и подвижным короткозамыкателем) и вносящей индуктивное сопротивление в колебательный контур [16], причем в реальной конструкции величину индуктивности можно сделать достаточно большой.

Проектирование указанного узла осуществляется исходя из следующих соображений.

Короткозамкнутый отрезок коаксиальной линии выбран длиной $1/4\lambda_{0cp}$ (где λ_{0cp} — длина волны электромагнитного излучения в середине рабочего диапазона) с внутренним диаметром D_v внешнего проводника, удовлетворяющим соотношению $D_v \leq b + \lambda_{0min}$ (где b — высота отрезка прямоугольного волновода, λ_{0min} — минимальная длина волны) и внешним диаметром d внутреннего проводника, удовлетворяющим соотношению $d \geq \sqrt{a^2 + b^2}$ (где a — ширина поперечного сечения отрезка прямоугольного волновода). Указанные соотношения между поперечными размерами волновода и отрезка коаксиальной линии являются конструктивными признаками генератора. Выполнение этих условий обеспечивает включение в состав колебательной системы большой по модулю конструктивной индуктивности (положительной реактивности), существенно повышающей собственную добротность колебательной системы и, соответственно, обеспечивающей высокую когерентность электромагнитного излучения. Причем меру неравенства указанных выше соотношений удастся выбрать так, что инверсии знака реактивной проводимости можно избежать в значительном диапазоне частот генерации.

В состав колебательной системы в качестве реактивных параметров входят также индуктивность четвертьволнового короткозамкнутого отрезка волновода, емкость межконтактного зазора короткозамыкающего поршня, реактанс МЭП-диода емкостного характера (из-за емкости дипольного слоя, временных задержек на формирование и рассасывание доменов сильного электрического поля и емкости кристаллодержателя) [17].

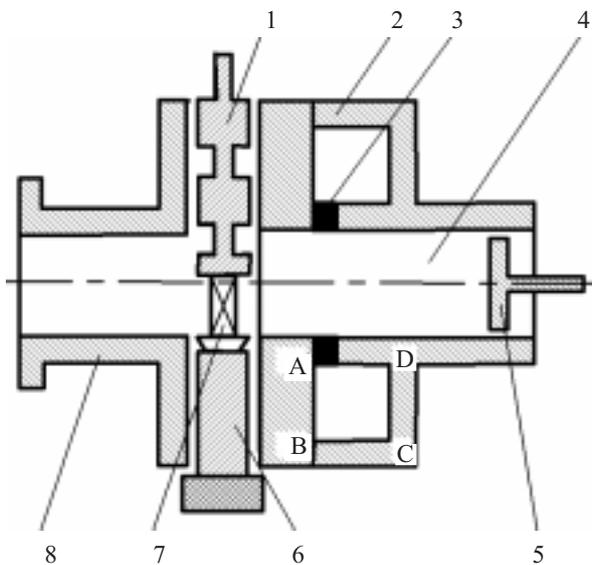


Рис. 1. Конструкция генераторного модуля

В общем случае входное сопротивление X волноводного отрезка в зависимости от длины имеет вид, представленный на **рис. 2**, где кривой 1 соответствует идеализированная картина — без учета потерь в поршне; кривые 2 и 3 отражают изменение сопротивления с учетом потерь, возрастающих от 2 к 3.

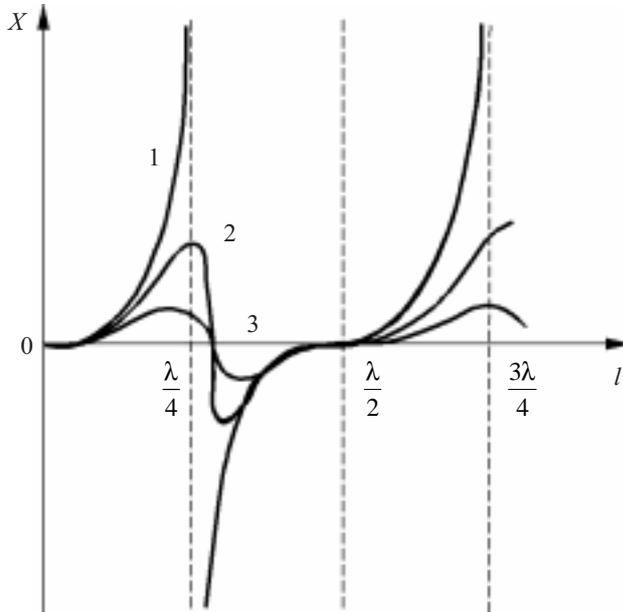


Рис. 2. Зависимость входного сопротивления волноводного короткозамкнутого отрезка от его длины при различных величинах потерь в короткозамыкающем поршне (потери увеличиваются от 2 к 3)

С целью снижения потерь и емкости межконтактного зазора в короткозамыкающем поршне последний выполнен по технологии, представленной в [18], по которой обеспечивается плотное прилегание тела поршня к стенкам волновода, и его передвижение в волноводе сопровождается поддержанием надежно-го электрического контакта со стенками волновода.

Поэтому (в пренебрежении потерями) отрезок волновода с КЗ-поршнем, отрезок введенной коаксиальной линии и МЭП-диод образуют реактивную цепь (**рис. 3**), где $C_{кп}$ — емкость диода и межконтактного зазора в КЗ-поршне; $L_{кп}$ — индуктивность отрезка волновода; $L_Q(H)$ — индуктивность отрезка коаксиальной линии с участком, заполненным ферритом (см.

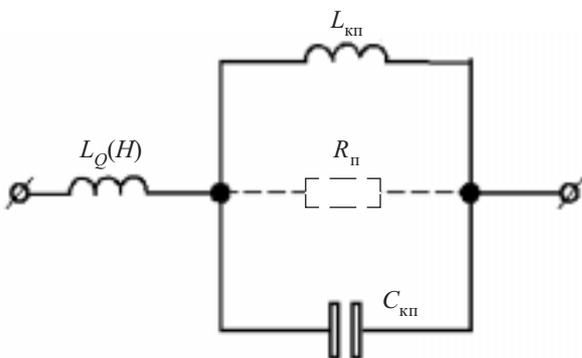


Рис. 3. Эквивалентная схема реактивной цепи генераторного модуля (правее осевой линии, проходящей через МЭП-диод на рис. 1)

рис. 1), намагниченность которого изменяется внешним магнитным полем напряженностью H , создаваемым электромагнитом соленоидального типа (на рис. 1 не показан), в рабочем пространстве которого находится участок волноводной цепи с ферритовым вкладышем.

Внесение ферритового вкладыша изменяет импеданс отрезка коаксиальной линии и, соответственно, величину реактивного (и частично активного) сопротивления, вносимого в колебательную систему и изменяемого магнитным полем, что приводит к изменению частоты генерации.

Нетрудно показать, что реактивное сопротивление цепи на рис. 3 определяется как

$$X = \omega L_Q(H) \left(\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega^2 - \omega_1^2} \right),$$

где ω — круговая частота;

$$\omega_0^2 = \omega_1^2 + 1/L_Q(H)C_{кп};$$

$$\omega_1^2 = 1/L_{кп}C_{кп};$$

$L_{кп}$ — индуктивность КЗ-отрезка волновода.

Собственная добротность колебательной системы определяется выражением

$$Q_{сд} = \omega L_3 / R_п,$$

где L_3 — эквивалентная индуктивность, включающая индуктивность введенной коаксиальной линии;

$R_п$ — сопротивление потерь, которые, как указывалось, удаётся минимизировать за счет использования КЗ-поршня специальной конструкции (см. рис. 3).

Следовательно, повышение добротности и, соответственно, напряженности КВЧ-поля в колебательном контуре усиливает эффективность контролирующего влияния КВЧ-поля на доменную электрическую неустойчивость в МЭП-диоде и тем самым повышает когерентность излучения, увеличивает эксплуатационную надежность, расширяет частотный диапазон генерации. При этом перестройка частоты достигается как за счет перемещения КЗ-поршня, так и вследствие изменения магнитной проницаемости ферритового вкладыша при изменениях напряженности магнитного поля. Изменение величины $L_Q(H)$ приводит к вариациям значений реактивного сопротивления X и, соответственно, частоты генерации.

Во избежание зашумливания электромагнитного излучения в генераторном диоде тепловыми шумами, связанными с протеканием значительных по величине токов через диод (в используемых МЭП-диодах типа 3А718И номинальные токи достигают 1 А) и с целью увеличения эксплуатационного ресурса диодов, а также для улучшения амплитудно-частотной характеристики генераторного модуля, использовался узел крепления полупроводникового диода [19] с чрезвычайно низким тепловым сопротивлением и высокой фиксирующей способностью.

Высокая добротность синтезированного таким образом колебательного контура (порядка 1000) обеспечивает достижение высокой когерентности электромагнитного излучения: с использованием диодов Ганна серии 3А718И в диапазоне частот 37,5...42,2 ГГц на

отстройке 5 кГц от несущей уровень частотно-модулированных шумов составил $-55 \dots -60$ дБ/Гц, что существенно ниже, нежели аналогичные показатели для известных аппаратов КВЧ-терапии, и ниже, чем для измерительных генераторов Г4-141 и Г4-142, широко используемых в медико-биологических исследованиях.

При частичном заполнении щелевого зазора ферритом марки 1СЧ-44, намагничиваемым соленоидальным электромагнитом, удается обеспечить перестройку $\pm (0,3 \dots 0,35)\%$ от среднего значения частоты при изменениях напряженности магнитного поля в рабочем пространстве электромагнита в интервале $45 \dots 65$ кА/м при незначительном ухудшении шумовых характеристик излучения.

Для сравнительных экспериментальных клинических и амбулаторных исследований в неврологии, гастроэнтерологии, стоматологии был использован серийно выпускаемый аппарат электромагнитной милливолновой терапии «ЭМИТЕР-ОНС» и тот же аппарат, доработанный с учетом декларируемых положений. Исследования показали целесообразность модификации устройства [20].

Предусмотренная в конструкции генераторного модуля возможность магнитного управления частотой излучения без срывов генерации и перескоков частоты позволяет простыми средствами решить такую сложную для КВЧ-терапии с фиксированной частотой излучения задачу как регуляция психофизиологического состояния пациента. Это достигается в режиме комбинированной АМ-ЧМ-модуляции ЭМИ КВЧ, и в качестве амплитудного модулятора для этой цели эффективны выпускаемые отечественной промышленностью модуляторные устройства серии М34, что позволяет реализовать требуемую при этом специфическую внутримпульсную частотную модуляцию.

Варьированием характеристик такой комбинированной модуляции удастся исключить так называемый «эффект привыкания», характерный для всех нерегулируемых физиотерапевтических методик.

В целом представленное техническое решение позволяет простыми средствами повысить когерентность электромагнитного излучения миллиметрового диапазона, увеличить число регулируемых биотропных параметров и тем самым обеспечить эффективное лечение широкого класса заболеваний.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Чукова Ю. П. Нетепловые биоэффекты мм-излучения в свете законов термодинамики и люминесценции // Миллиметровые волны в биологии и медицине.— 2001.— № 4.— С. 13—32.
2. Искан В. Д. Биологические эффекты миллиметровых волн и корреляционный метод их обнаружения.— Харьков: Основа, 1990.

3. Ситько С. П. Почему не всегда воспроизводимы резонансы Девяткова-Грюндлера? // Докл. АН УССР. Сер. Б.— 1989.— № 4.— С. 74—77.
4. Бинги В. Н. Магнитобиология. Эксперименты и модели.— М.: Милта, 2002.
5. Ковалев А. А., Костюнин А. В. Сочетание когерентных электромагнитных излучений — от суммации к интегральному синтезу // Миллиметровые волны в биологии и медицине.— 2001.— № 1—2.— С. 34—43.
6. Киричук В. Ф., Волин М. В., Криничкий А. П. и др. Воздействие электромагнитных колебаний КВЧ диапазона на частотах молекулярного спектра поглощения и излучения оксида азота на тромбоциты, эффекторные клетки системы гемостаза // Там же.— С. 3—10.
7. Банников В. С., Веденский О. Ю., Ермак Г. П. и др. ГДИ-автодинный метод исследования биообъектов // Докл. АН СССР.— 1990.— Т. 315, № 3.— С. 733—737.
8. Кузьменко А. П., Лобарев В. П., Соловьев И. Е., Тофан А. В. Микроволновая резонансная терапия при мощности КВЧ-излучения 10^{-14} Вт // Применение радиоволн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов.— Харьков: ИРЭ АН УССР, 1991.— С. 26—29.
9. Popp F. A. How cells communicate by means of coherent electro-magnetic fields // Laser + Electro = Optic.— 1980.— Vol. 19, N 3.— P. 28—32.
10. Макаренко В. Т., Тимчишин В. Н., Цвирко Ю. А. Источник мощности для КВЧ терапии // Междунар. симпозиум «Миллиметровые волны нетепловой интенсивности в медицине». Сб. докладов. Ч. 3.— Москва: ИРЭ АН СССР, 1991.— С. 730—732.
11. Дедик Ю. В., Кругляков Н. А., Реброва Т. Б. и др. Малогабаритная экспериментальная терапевтическая установка для лечения СВЧ облучением // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ.— 1984.— Вып. 6.— С. 61.
12. Гассанов Л. Г., Писанко О. И., Назаренко Л. С. и др. Аппараты "Электроника КВЧ" для медико-биологических исследований и КВЧ-терапии // В сб.: ММ волны в медицине и биологии / Под ред. Н. Д. Девяткова.— М.: ИРЭ АН СССР, 1989.— С. 269—276.
13. Серебряков С. Н., Довганюк А. П. Лечение больных язвенной болезнью волнами миллиметрового диапазона // Вопросы физиотерапии, курортологии и лечебно-физической культуры.— 1989.— № 4.— С. 37—38.
14. Афромеев В. И., Субботина Т. И., Яшин А. А. Корреляционный подход и роль физиологических ритмов в объяснении эффектов взаимодействия электромагнитных полей с живым организмом // Вестник новых медицинских технологий.— 1997.— Т. IV, № 3.— С. 31—35.
15. Саусворт Дж. К. Принципы и применения волноводной передачи.— М.: Сов. радио, 1995.
16. А. с. 1363422 СССР. Генератор сверхвысокой частоты / И. И. Соколовский, В. Я. Крысь, С. В. Плаксин.— 1987.— БИ № 48.
17. Костылев С. А., Гончаров В. В., Соколовский И. И., Челядин А. В. Полупроводники с объемной отрицательной проводимостью в сверхвысококачественных полях.— Киев: Наукова думка, 1987.
18. А. с. 1427445 СССР. Устройство для настройки волноводных узлов / И. И. Соколовский, В. Ф. Коломойцев, В. Я. Крысь.— 1988.— БИ № 36.
19. Пат. 57222 України. Вузол кріплення напівпровідникового діода / І. І. Соколовський, М. Я. Житник, С. В. Плаксін, Л. М. Погоріла.— 2003.— Бюл. № 6.
20. Пат. 75754 України. Спосіб електромагнітної терапії та пристрій для його здійснення / Ю. М. Куликівич, І. І. Соколовський, С. В. Плаксін та ін.— 2006.— Бюл. № 5.

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

Украина, г. Киев, Институт физики полупроводников
 им. В. Е. Лашкарёва
 E-mail: komas@isp.kiev.ua

Дата поступления в редакцию
 01.08 2006 г.
 Оппонент к. т. н. Ю. Г. ДОБРОВОЛЬСКИЙ
 (НПФ "Тензор", г. Черновцы)

ИЗМЕРИТЕЛЬ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИАПАЗОНАХ УФ-А, УФ-В, УФ-С И ИХ КОМБИНАЦИЙ

Разработан прибор для измерения мощности УФ-радиации в различных областях УФ-спектра на основе тонкопленочных гетеропереходов типа $p\text{-Cu}_{1,8}\text{S}/n\text{-(ZnS}_x\text{Se}_{1-x})\text{CdSe}$.

Ультрафиолетовое (УФ) излучение Солнца разделяют на три области: УФ-А (320—400 нм), УФ-В (280—320 нм), УФ-С (200—280 нм). Излучение каждой из областей по-своему воздействует на биологические, химические и физические процессы в живой и неживой природе, что обусловило необходимость создания эффективных селективных измерителей мощности УФ-излучения указанных диапазонов для использования как в лабораторных условиях, так и на открытой местности.

Измерители, выпускаемые различными фирмами, имеют ряд недостатков:

- необходимость применения специальных оптических фильтров, что значительно повышает стоимость прибора;
- низкая чувствительность в коротковолновой части ультрафиолетового диапазона;
- необходимость использования дорогостоящих материалов для создания солнечно-слепых детекторов УФ-излучения (например $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ и SiC).

Ранее мы сообщали [1, 2] о разработанных селективных и широкополосных УФ-сенсорах на основе многослойных гетероструктур широкозонных соединений A_2B_6 . Цель настоящей работы заключается в подборе компонентов соединений A_2B_6 , удовлетворяющих указанному диапазону, и создание на их основе УФ-приемников, «слепых» к видимому излучению.

Чувствительным элементом измерителя служит гетеропереход (ГП) $p\text{-Cu}_{1,8}\text{S}/n\text{-(ZnS}_x\text{Se}_{1-x})\text{CdSe}$, полученный в квазизамкнутом объеме методом «горячей стенки». Базовый слой ГП со встроенной варизон-

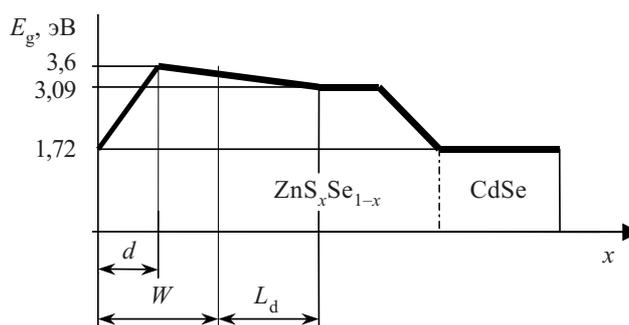


Рис. 1. Энергетическая схема расположения напыленных слоев

ной структурой $\text{ZnS}_x\text{Se}_{1-x}$ (рис. 1), где $x \geq 0,4$, имеет толщину $W+L_d$ (W — область пространственного заряда, L_d — длина диффузии неосновных носителей). Область спектральной чувствительности гетероструктуры $S_f(\lambda)$ лежит в диапазоне 200—400 нм. При этом каждый из фотоприемников, используемых в измерителе, имеет спектральную чувствительность в определенном участке этого диапазона: область 0,2—0,4 мкм (фотоприемник ФД1); 0,28—0,4 мкм (ФД2); 0,32—0,4 мкм (ФД3). Чувствительность $S_f(\lambda)$ для данных длин волн подбиралась различными составами твердого раствора с переменной шириной запрещенной зоны E_g и толщиной фильтра d [3, 4]. Фильтр имел толщину 50—100 нм и изготавливался в едином технологическом цикле с использованием варизонного слоя или наносился отдельно.

Параметры фотоприемников приведены в **таблице**. Энергетическая диаграмма базовых напыленных слоев показана на рис. 1. Прозрачная составляющая ГП $\text{Cu}_{1,8}\text{S}$, нечувствительная к «красной» засветке, имела толщину 200—300 Å, прозрачность ее при $\lambda=200$ нм достигала 50%.

Квантовая эффективность фотоприемников η_i показана на **рис. 2**.

Характеристики разработанных УФ-сенсоров

Тип фотоприемника	Область чувствительности	Фоточувствительная площадь, мм ²	Спектральный диапазон, нм	Положение максимума чувствительности, нм	Фоточувствительность, мА/Вт	
					в максимуме	Hg-линия (254 нм)
ФД1	УФ-А+В+С	4,5	200—400	320	90	45
ФД2	УФ-А+В	4,5	280—400	330	80	2
ФД3	УФ-А	4,5	320—400	350	60	—

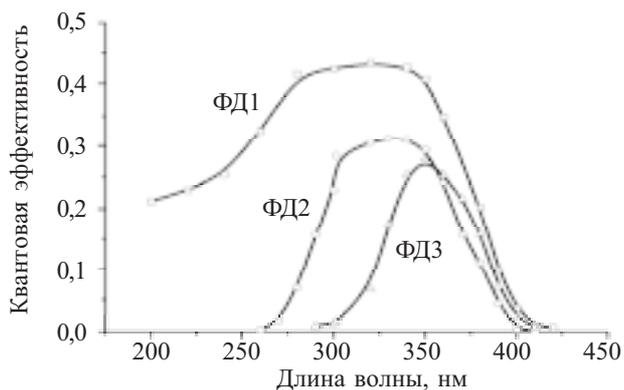


Рис. 2. Квантовая эффективность фотоприемников

Каждый приемник работает по принципу интегрирования спектральной плотности потока излучения $G(\lambda)$ в пределах области чувствительности, причем фототок I_F пропорционален падающей мощности P :

$$I_F = Se \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_i(\lambda) \frac{G(\lambda)}{hc/\lambda} d\lambda, \quad (1)$$

где S — площадь образца;
 e — заряд электрона;
 λ — длина волны;
 h — постоянная Планка;
 c — скорость света в вакууме.

Введем безразмерную среднюю величину квантовой эффективности $\eta_j(\lambda)$ как вероятность разделения пары "электрон—дырка" p - n -переходом при поглощении одного падающего фотона определенного диапазона спектра. Тогда формулу (1) для I_F можно записать в виде

$$I_F = S \cdot P(\lambda_j) \eta_j, \quad (2)$$

где $P(\lambda_j)$ — средняя энергия E падающего излучения в интервале спектральной чувствительности; η_j — средняя интегральная квантовая эффективность ($j=1 \dots 3$) или весовая функция для каждого приемника, которую находим путем аналитического или графического интегрирования:

$$\eta_j = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \eta_i(\lambda) d\lambda. \quad (3)$$

Наличие «хвостов» в области длин волн $\lambda > \lambda_2$ и $\lambda < \lambda_1$ корректируем поправочным коэффициентом k_j , величина которого определяется из формы спектральной характеристики. Тогда, с учетом весовой функции, ток I_{Fj} будет равен

$$I_{Fj} = Sk_j \eta_j \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{G(\lambda)\lambda}{hc} d\lambda \quad (4)$$

или

$$I_{Fj} = Sk_j \eta_j P(\lambda_j). \quad (4')$$

Измеритель мощности реализует следующую функцию:

$$P(\lambda_j) = I_{Fj} / Sk_j \eta_j. \quad (5)$$

Разработанный измеритель мощности УФ-излучения состоит из измерительной головки с тремя фотоприемниками (ФД1, ФД2 и ФД3) и аналитической части. Фотодиоды вмонтированы в торцевую часть

корпуса. Ток I_{Fj} усиливается, преобразуется в напряжение U_j , пропорциональное падающей мощности P , и записывается в памяти микроконтроллера (МК). На лицевой панели имеются кнопки для считывания показаний прибора в различных областях УФ-спектра. В памяти МК записаны весовые функции η_j вместе с поправочным коэффициентом k_j . Принцип работы измерителя построен по схеме постоянного опроса I_F отдельно для каждого фотоприемника. Внешний вид прибора представлен на рис. 3.



Рис. 3. Измеритель УФ-радиации

Мощность падающего излучения в области УФ-А с учетом поправочных коэффициентов определяется фототоком фотоприемника ФД3, мощность в области УФ-В — разностью показаний ФД2 и ФД3, в области УФ-С — разностью показаний ФД1 и ФД2, пересчитанной МК. Прибором можно измерять $P_{УФ(А+В+С)}$, $P_{УФ(А+В)}$, $P_{УФ(В+С)}$, $P_{УФ(А+С)}$, т. е. можно реализовать семь комбинаций спектральных диапазонов, а также динамику их нарастания во времени.

Таким образом, предложен недорогой портативный прибор для измерения мощности УФ-излучения Солнца и искусственных источников для трех диапазонов УФ-излучения и их комбинаций, который может быть использован для измерения УФ-радиации в лабораторных условиях, в медицинских учреждениях, для мониторинга окружающей среды, определения мощности эритемной радиации при инсоляции.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Колежук К. В., Комашенко В. Н., Ярошенко Н. В. и др. Экспрессное измерение мощности ультрафиолетового излучения в спектральных диапазонах УФ-А и УФ-В+С // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2005.— № 5.— С. 13—14.
2. Колежук К. В., Комашенко В. Н., Шереметова Г. И. и др. Новое поколение фотоприемников ультрафиолетового излучения // Там же.— 2003.— № 3.— С. 51—52.
3. Беркелиев А., Гольдберг Ю. А., Именков А. Н. и др. Фотоэлектрический эффект в варизонных поверхностно-барьерных структурах // ФТП.— 1978.— Т. 12.— С. 96—101.
4. Бывальый В. А., Волков А. С., Гольдберг Ю. А. Фотоэлектрический эффект в варизонных поверхностно-барьерных структурах (теоретическое рассмотрение) // Там же.— 1979.— Т. 13.— С. 1110—1115.

В. К. БУТЕНКО, В. Г. ЮРЬЕВ,
к. т. н. Ю. Г. ДОБРОВОЛЬСКИЙ, Б. Г. ШАБАШКЕВИЧ

Дата поступления в редакцию
22.05 2006 г.

Украина, г. Черновцы, НПФ «Тензор», ЦКБ "Ритм"
E-mail: chtenz@chv.ukrpack.net

Оппонент к. ф.-м. н. В. А. БОРЩАК
(ОНУ им. И. И. Мечникова, г. Одесса)

РАДИОМЕТР УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ «ТЕНЗОР-31»

Отличительной особенностью УФ-радиометра является двухканальная схема обработки оптического сигнала, а также возможность измерения энергетической освещенности, создаваемой нестандартными источниками излучения.

Сегодня в промышленности широко используются разнообразные источники оптического излучения, в том числе ультрафиолетового (УФ), спектральный состав которых влияет на биологические процессы, протекающие в организме человека. Именно эта область спектра оптического излучения — 200—400 нм — предопределяет разные фотохимические реакции и разрыв химических связей для многих химических веществ [1]. В связи с этим актуальной является проблема точного измерения характеристик УФ-излучения с помощью УФ-радиометров. Для обеспечения санитарно-гигиенических условий труда разработаны нормативы допустимой УФ энергетической освещенности [2], которые составляют в поддиапазоне А (315—400 нм) не более 50 Вт/м², в поддиапазоне В (280—315 нм) не более 0,05 Вт/м² и в поддиапазоне С (200—280 нм) не более 0,001 Вт/м². При этом погрешность измерений не должна превышать ±10%.

Актуальность задачи измерения энергетической освещенности, создаваемой УФ-излучением, обусловлена также и фактором увеличения УФ-излучения на поверхности Земли в результате разрушения озонового слоя [3].

Известные УФ-радиометры характеризуются рядом недостатков. Одним из них, по нашему мнению, является необходимость использовать для исследования каждого поддиапазона спектра УФ-излучения (А, В, С) отдельный прибор. Радиометры CUV3, UVS A, UVSAB фирмы Kipp Zonen (Нидерланды) [4] характеризуются невысокими метрологическими параметрами и высокой ценой (3400—5335 €). Тот же недостаток имеют радиометры типа DM (США) [5] и типа «Аргус» (Россия) [6]. Недостаточно широкий динамический диапазон измерений (0,01—35 Вт/м²) ограничивает применение радиометров типа EW-97503 фирмы Cole-Parmer (США) [7]. У радиометров UVM и UVM-SS фирмы Apogee Instruments Inc. (США) большая погрешность измерений (±15%) [8].

Проведенные нами исследования радиометров «Аргус» показали, что погрешность измерений этих приборов достигает ±30% за счет большой ошибки юстировки. Радиометр ТКА-АВС [9] фирмы ТКА (Россия), по результатам наших исследований, не в полном объеме удовлетворяет санитарно-гигиениче-

Параметры радиометров УФ-излучения относительно действующих нормативов

Параметр	Норматив	Измеренные значения параметров для различных радиометров				
		УФР-21	Аргус-04	Аргус-05	Аргус-06	ТКА-АВС
Диапазон измерения энергетической освещенности, $E_{\text{мин}}-E_{\text{макс}}$, Вт/м ²	10 ⁻⁴ —200	10 ⁻⁴ —200	Соответствует*	Соответствует*	Соответствует*	1·10 ⁻³ —40
Спектральный диапазон чувствительности, нм	315—400 280—315 200—280	Соответствует	Соответствует**	Соответствует**	Соответствует**	Не соответствует
Основная относительная ошибка измерения d_E , %, не более	±10	±8	±30*	±30*	Не определена	±9
Косинусная ошибка, %, не более	30°—±5 60°—±10 80°—±20	±5 ±15 ±25	Не соответствует	Не соответствует	Не соответствует	Не соответствует
Время выхода на рабочий режим $t_{\text{раб}}$, с, не более	—	2	Соответствует	Соответствует	Соответствует	—
Ошибка юстировки $d_{\text{ю}}$, %	—	±2,5	±25*	±30*	±1,5*	±5*
Нестабильность d_1 , %	—	±0,7	±1	±1	±1	±0,6
Нелинейность d_2 , %	—	±0,8	±1	±1	±1	±3

* Только для ртутных ламп.

** Без учета остаточной чувствительности за пределами диапазона.

ским требованиям. Общим недостатком всех вышесчисленных приборов является ограниченная область применения — они предназначены для измерения УФ-излучения, генерированного ртутными лампами, в то время как в производстве и в быту используются и дейтериевые, и дуговые, и другие источники.

Радиометр УФР-21 [10] фирмы «Тензор» обеспечивает измерение энергетической освещенности, создаваемой не только ртутными лампами, но и дуговыми источниками. Существуют и другие источники УФ-излучения, которые используются в современном производстве. Сравнительные характеристики УФ-радиометров, которые чаще других используются украинскими потребителями, приведены в **таблице**.

Целью настоящей разработки было создание радиометра, способного измерять энергетическую освещенность, создаваемую различными источниками в производстве источников УФ-излучения.

При разработке УФ-радиометра учитывалось, что чувствительность фотоприемника за пределами измеряемых поддиапазонов спектра может привести к искажению результатов измерений. В связи с этим после анализа характеристик известных фотоприемников [11] в качестве датчика УФ-излучения был применен фотодиод УФД20 на основе фосфида галлия, разработанный специально для комплектации измерителей параметров УФ-излучения. Область его спектральной чувствительности составляет 220—500 нм, потенциальным барьером, разделяющим фотогенерированные носители заряда, служит поверхностный барьер между токопроводящей пленкой окисла металла и фосфидом галлия [12—14]. Разработанный фотодиод характеризуется более высокой, чем у аналогов, чувствительностью — до 0,25 А/Вт в максимуме спектральной характеристики (440 нм) и имеет площадь фоточувствительного элемента, в зависимости от типа, 20 и 100 мм², что позволяет обеспечивать достаточную чувствительность радиометра при потоках 10⁻⁴ Вт/м².

При разработке радиометра были исследованы и учтены необходимые для калибровки поправки, обусловленные несоответствием спектральной характеристики излучателя и радиометрической головки. Рассчитаны сдвиги эффективных длин волн (ненулевая чувствительность вне соответствующей области спектральной чувствительности) [15].

Проведенные исследования позволили разработать УФ-радиометр "Тензор-31" для измерения энергетической освещенности, создаваемой естественными и искусственными источниками с линейчатым или непрерывным спектрами излучения в спектральном диапазоне от 200 до 400 нм в спектральных поддиапазонах С, В, А. Индикация результатов измерения — цифровая.

Диапазон измерения энергетической освещенности радиометра «Тензор-31» составляет от 1·10⁻⁴ до 2·10² Вт/м² в каждом из спектральных поддиапазонов. Пределы допускаемой основной относительной погрешности измерений в диапазоне от 1·10⁻³ до 2·10² Вт/м² не более ±10%. В диапазоне от 1·10⁻⁴ до 1·10⁻³ Вт/м² пределы допускаемой основной относительной погрешности определяются по формуле

$$\delta = \pm \left(\delta_E + 0,01 \frac{A_n}{A_x} \right), \quad (1)$$

где δ_E — предел основной относительной погрешности измерений энергетической освещенности в диапазоне от 1·10⁻³ до 2·10² Вт/м², %;

A_n — максимальное значение цифровой индикации УФ-радиометра (без учета запятой), отн. ед.;

A_x — показания УФ-радиометра (без учета запятой), отн. ед.

При расчете пределов допускаемой основной относительной погрешности измерений энергетической освещенности учтены величины, которые большинством разработчиков не учитываются, в частности, кратковременная нестабильность чувствительности (нестабильность показаний на протяжении 5 мин непрерывной работы радиометра), которая у радиометра «Тензор-31» составляет не более ±1%. Допускаемая дополнительная (температурная) погрешность, вызванная изменением температуры окружающего воздуха от 20°С в пределах диапазона рабочих температур, составляет не более ±0,5% на 1°С. Нелинейность энергетической характеристики (отклонение от линейного закона) не превышает ±2%.

Питание радиометра осуществляется от вмонтированной батареи гальванических элементов типа 6F22 напряжением 9 В. Потребляемая мощность радиометра не превышает 0,12 Вт. Время непрерывной работы — не менее 8 часов.



Рис. 1. УФ-радиометр "Тензор-31"

УФ-радиометр «Тензор-31» состоит из электронного измерительного блока, радиометрической головки и переменных фильтров поддиапазонов А, В и С. Внешний вид прибора приведен на **рис. 1**. На лицевой панели размещено четырехрядное цифровое табло и кнопки управления, функции которых изменяются в процессе работы с прибором. На верхнем торце измерительного блока установлен разъем типа РС-4 для подсоединения радиометрической головки. На левой боковой стенке размещен разъем для подсоединения внешнего стабилизированного источника питания.

Структурная схема радиометра «Тензор-31» приведена на **рис. 2**.

Переменный фильтр 1 корректирует спектральную характеристику чувствительности фотоприемника 2 и используется для формирования рабочего спектрального диапазона радиометрической головки (РГ). Так как реальная спектральная характеристика чувствительности РГ отличается от идеальной, то такая

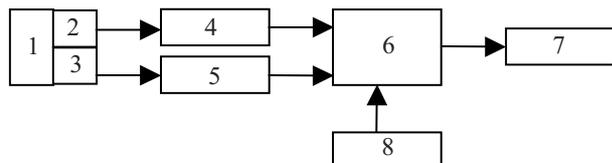


Рис. 2. Структурная схема радиометра «Тензор-31»: 1 — переменный фильтр (А, В или С); 2, 3 — фотоприемники первого и второго каналов; 4, 5 — преобразователи "ток—напряжение" первого и второго каналов; 6 — микроконтроллер; 7 — жидкокристаллический индикатор (ЖКИ) 16×4; 8 — клавиатура

головка чувствительна вне рабочего спектрального диапазона. Поэтому конструкция РГ представляет собой двухканальную оптическую систему, в которой один канал является рабочим, а второй — каналом компенсации потоков излучения, которые находятся вне рабочего спектрального диапазона [16]. Эта конструктивная особенность существенно отличает разработанный УФ-радиометр от известных аналогов.

Световой сигнал от источника излучения, попадая на фоточувствительные элементы фотоприемников соответственно первого и второго каналов (2, 3) РГ, генерирует фототоки, которые превращаются преобразователями "ток—напряжение" (4, 5) в пропорциональные напряжения постоянного тока. Напряжения фотосигналов с выходов преобразователей "ток—напряжение" поступают на аналоговый вход микроконтроллера (6), в функции которого входят измерения аналоговых напряжений, расчет энергетической освещенности в рабочем спектральном диапазоне, вывод результатов измерения и расчеты на индикатор. Величина рассчитанной освещенности выводится на ЖКИ, куда также выводится оперативная информация с микроконтроллера.

УФ-радиометр работает в диалоговом режиме. Программное обеспечение позволяет выбирать и устанавливать как диапазон измерений (А, В, С), так и тип источника излучения — ртутный, дейтериевый, дуговой. При этом микроконтроллер вводит соответствующие поправочные коэффициенты, учитывающие отличие спектральной характеристики источника от спектральной характеристики радиометрической головки УФ-радиометра. Кроме того, программное обеспечение радиометра позволяет вводить параметры источника излучения, характеристики которого отличны от ртутного, дугового и дейтериевого.

Измерение энергетической освещенности, которая создается источником, проводится следующим образом.

После выбора в меню параметра «выбор» на таблице устанавливаются значения коэффициента K_i источника излучения, освещенность которого измеряется. Коэффициент K_A — это коэффициент отличия формы относительной спектральной характеристики чувствительности ($S_{л}^{PG(A)}$) реальной РГ от формы характеристики теоретической РГ ($S_{лТ}^{PG(A)}$) для исследуемого источника УФ-излучения в А-поддиапазоне (315—400 нм). Относительная спектральная характеристика чувствительности теоретической РГ $S_{лТ}^{PG(A)}$ оценивается как 1 в рабочем диапазоне 315—400 нм в пределах интегрирования от 200 до 500 нм, а вне рабочего диапазона $S_{лТ}^{PG(A)}$ оценивается как 0. В связи с этим поправочный коэффициент K_A определяется как

$$K_A = \frac{\int_{\lambda=200}^{\lambda=500} S_{лТ}^{PG(A)} \cdot r_{\lambda} \cdot d\lambda}{\int_{\lambda=200}^{\lambda=500} S_{л}^{PG(A)} \cdot r_{\lambda} \cdot d\lambda}, \quad (2)$$

где r_{λ} — спектральное распределение потока излучения источника, отн. ед.

Аналогично определяются и вводятся коэффициенты K_B и K_C для области В (пределы интегрирования от 200 до 325 нм) и для области С (пределы интегрирования от 200 до 295 нм).

Пределы основной допустимой относительной погрешности измерения энергетической освещенности определяются по погрешности юстировки радиометра, нелинейности энергетической характеристики чувствительности и кратковременной нестабильности чувствительности, что позволяет учесть погрешности, вносимые этими параметрами.

Разработанный радиометр УФ-излучения «Тензор-31» внесен в Государственный реестр средств измерительной техники Украины. Он рекомендован для оснащения метрологических служб, лабораторий санитарно-эпидемиологического надзора, исследовательских лабораторий охраны труда, а также при экологическом мониторинге и в медицинских целях. Радиометр может найти применение при измерении мощности монохроматического излучения в спектральном диапазоне 220—400 нм, в фотометрии УФ-областей А, В и С, для исследования динамики озонных дыр и др.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Курик М. Людина й ультрафіолет.— Київ: Рада, 2003.
2. Метрологическое обеспечение безопасности труда. Т.1.— М.: Изд-во стандартов, 1989.
3. Kerr J. B., McElroy T. C. Evidence large upward trends ultraviolet-B radiation linked to ozone depletion // Science.— 1993.— Vol. 262.— P. 1032—1034.
4. www.kippzonen.com
5. http://www.ndt.ua.com/uploaded/803 DX365XA.pdf
6. Компания «Октава+». Приборы санитарного и экологического контроля. Каталог.— 2004.
7. Каталог Cole-Parmer Instrument Co.— 2001/2002.
8. http://www.apogee-inst.com
9. http://www.tka.spb.ru
10. http://www.tenzor.org.ua
11. Шабашкевич Б. Г., Назаренко А. А., Годованюк В. І та ін. Дослідження фотоелектричних параметрів приймачів, чутливих в ультрафіолетовому діапазоні // Український метрологічний журнал.— 2004.— Вип. 1.— С. 33—36.
12. 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.— Vol. 13.— P. 102—107.
13. Пат. 71544 України. Фотодіод для ультрафіолетової області спектра / А. І. Малік, Б. Г. Шабашкевич, С. І. Пироженко.— 2004.— Бюл. № 12.
14. Декл. пат. 7145 України. Спосіб виготовлення поверхнево-бар'єрного фотодіоду / Б. Г. Шабашкевич, С. І. Пироженко, Ю. Г. Добровольський.— 2004.— Бюл. № 6.
15. Купко А. Д., Назаренко Л. А., Шабашкевич Б. Г. О необходимости создания интеллектуальных УФ радиометров // Метрология.— 2002.— № 2.— С. 20—22.
16. Заявка на пат. України 200500121 від 04.01 2005. Радиометр енергетичної освітленості ультрафіолетового діапазону / В. К. Бутенко, Ю. Г. Добровольський, С. І. Пироженко та ін.

К. ф.-м. н. Э. А. ДЖАФАРОВА

Азербайджан, г. Баку, Институт физики
E-mail: delm@physics.ab.az

Дата поступления в редакцию
30.05 2006 г.

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

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУРАХ И ПРИБОРЫ НА ИХ ОСНОВЕ

Предложены способы изготовления полупроводникового переключателя, ячейки памяти и диодной матрицы с идентичными параметрами (по U_{np}) на основе Al-SiO₂-Si-M-структуры.

Известно, что получение полупроводников с заданными свойствами достигается введением в полупроводник специально выбранной примеси в нужной концентрации. Особое место в формировании свойств полупроводников занимают примеси с глубокими уровнями (ГУ) в запрещенной зоне. Легирование примесями с ГУ существенно изменяет свойства полупроводника, расширяет сферу применения существующих приборов и позволяет создавать принципиально новые приборы. Поэтому исследование нестационарных электронных процессов в барьерных структурах, изготовленных на основе различных полупроводников с глубокими примесями, является одним из основных направлений современной микроэлектроники.

В настоящей работе исследуются барьерные структуры, полученные предварительной диффузией бора в *n*-Si для получения *p-n*-перехода и дальнейшей диффузии примесей переходных металлов (Ni, Ti, Ta и W) в готовые переходы, а также созданием барьера Шоттки на *n*-Si и *p*-Si, предварительно легированных примесями с глубокими уровнями.

Исследования температурной зависимости времени жизни неосновных носителей (метод переходных характеристик восстановления обратного сопротивления *p-n*-перехода) с учетом изменения плотности состояний N_c и P_v позволили установить, что при легировании *n*-Si примесями переходных металлов (Ni, W, Ta и Ti) образуются ГУ акцепторного типа с параметрами $E_v+0,20$ эВ (Ni), $E_v+0,45$ эВ (W), $E_v+0,41$ эВ (Ta) и $E_v+0,36$ эВ (Ti) (рис. 1). Эффективное сечение захвата дырки на эти уровни равно $\sigma_p \approx 10^{-15}$ см² ($\sigma_n/\sigma_p \approx 5$) и изменяется с изменением температуры по закону $\sigma_p \approx T^{-n}$, где $n=3...5$.

В качестве основных методов исследования нами использованы методы нестационарной емкостной спектроскопии (НЕСГУ) и фотоемкости, подробно описанные в [1].

Известно, что скорость термической эмиссии носителей с ГУ в одну из зон $e_n(e_p)$ для случая $e_n \gg e_p$ равна

$$e_n = \sigma_n v_n N_c \cdot \exp\left(-\frac{E_T}{kT}\right) = \theta_T^{-1}.$$

Здесь v_n — тепловая скорость электронов, θ_T — время релаксации заполнения глубокого уровня электронами, остальные обозначения общепринятые.

С помощью же метода фотоемкости измеряют скорости оптической перезарядки. Скорость термической эмиссии находят из измерений величины барьерной емкости обратно смещенного *p-n*-перехода или барьера Шоттки в процессе изменения заполнения глубоких уровней электронами или дырками. Из зависимости $\lg(\theta T^2) = f(1/T)$ находят энергию ионизации ГУ и сечение захвата носителей σ_n .

Измерение спектров НЕСГУ проводилось на автоматизированной установке, в которой в качестве измерителя емкости использован мост полных проводимостей МПП-300. Работа установки основана на измерении емкости диода $C(t)$ в фиксированные моменты времени t_1 и t_2 после включения обратного смещения, определения разности $\Delta C = C(t_1) - C(t_2)$ и регистрации зависимости ΔC от температуры.

Определенные требования предъявляются и к исследуемым образцам. Оптимальным считается та-

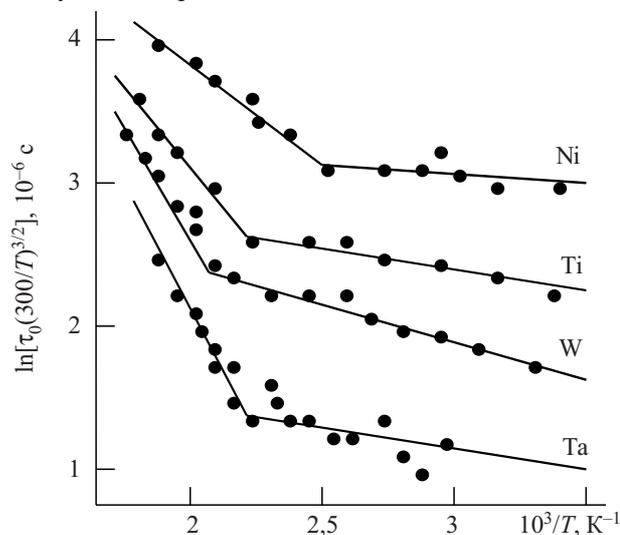


Рис. 1. Температурная зависимость времени жизни дырок в *n*-Si с примесями переходных металлов

кое соотношение, когда концентрация компенсирующей примеси N_i меньше концентрации мелкой N_m , т. е. $N_i/N_m \ll 1$ (для наших измерений $N_i/N_m \geq 10^{-4}$). Для структур на кремнии, легированном W, Ta и Ti, это условие не выполняется, поэтому исследования спектров здесь могут носить только оценочный характер. Исходя из этого мы подробно остановились на исследованиях кремниевых структур с примесью никеля.

Исследуемые образцы n - и p -Ge содержали в качестве мелкой примеси соответственно сурьму или галлий. Никель вводился при выращивании кристалла. Диодные структуры для измерений представляли собой барьеры Шоттки (полученные напылением Au или Sb на n - и p -Ge, соответственно) и p - n -переходы на n -Ge<Ni>, изготовленные вжиганием In в вакууме.

Несмотря на большое число работ, посвященных исследованию ГУ Ni в Ge и Si, сведения относительно энергетического спектра Ni в них неоднозначны [2—6]. Кроме того, наблюдается большой разброс значений энергии ионизации уровней никеля в кремнии. По-видимому, это связано с несовершенством использованных методик и сложностью поведения никеля в кремнии.

Эксперименты показали, что диффузионное легирование Si<Ni> приводит к образованию трех глубоких уровней акцепторного типа с энергиями ионизации $E_c - 0,20$ эВ (уровень А, см. рис. 2), $E_c - 0,41$ эВ (уровень В) и $E_v + 0,18$ эВ (уровень С). Определены эффективные сечения захвата основных носителей на эти центры: $\sigma_n = 3,20 \cdot 10^{-16}$ см², $\sigma_p = 1,10 \cdot 10^{-16}$ см² и $\sigma_p = 1,01 \cdot 10^{-13}$ см². Концентрации этих центров нахо-

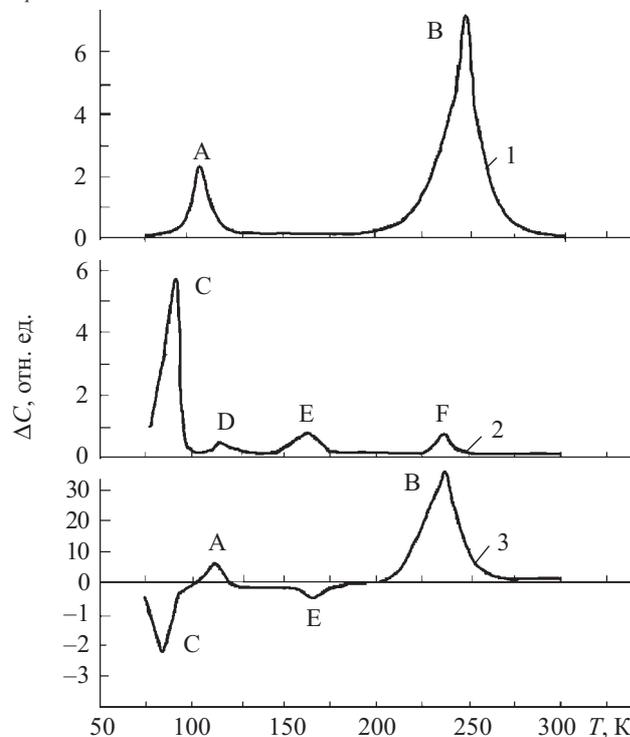


Рис. 2. Спектры НЕСГУ Si<Ni>:

1 — для структур на основе n -Si<Ni>; 2 — для структур на основе p -Si<Ni>; 3 — спектр для n -Si<Ni>, измеренный в режиме инжекции

дится в прямой зависимости от температуры диффузии и скорости охлаждения образцов после высокотемпературной обработки ($N_i \approx 10^{13} \dots 10^{14}$ см⁻³). ГУ уровней D, E и F обладают незначительной концентрацией и нестабильны во времени.

Спектр НЕСГУ, показанный кривой 3 на рис. 2, снят для p - n -перехода на n -Si<Ni> в режиме инжекции [1, с. 25], когда глубокий уровень частично можно заполнить неосновными носителями путем пропускания прямого тока. В этом случае центры, которые создают глубокие акцепторные уровни С и Е, находящиеся в нижней половине запрещенной зоны кремния, компенсируются инжектированными дырками, вследствие чего уменьшается полный заряд акцепторов, что приводит к уменьшению емкости. Глубокий уровень $E_v + 0,20$ эВ, найденный из измерений времени жизни неосновных носителей с учетом ошибки измерения, имеет ту же природу, что и уровень $E_v + 0,18$ эВ, определенный из НЕСГУ.

Из измерений фотоэлектрических свойств Si<Ni> определена величина энергии оптической ионизации ГУ никеля, которая находится в удовлетворительном согласии со значениями энергии термической ионизации.

Известно, что никель в германии является двойным акцептором и образует два ГУ в запрещенной зоне. Из спектров НЕСГУ мы также обнаружили два ГУ никеля акцепторного типа в германии с энергиями ионизации $E_c - 0,30$ эВ и $E_v + 0,23$ эВ с $\sigma_n = 8,5 \cdot 10^{-15}$ см² и $\sigma_p = 9,7 \cdot 10^{-13}$ см². Сопоставление параметров ГУ, а также фотоэлектрических свойств Ge<Ni>, с соответствующими данными для Si<Ni> указывает на сходство в поведении никеля в кристаллах, имеющих структуру типа алмаза, т. е. Ni в Si также является двойным акцептором (уровни В и С); ГУ $E_c - 0,20$ эВ связан со структурным дефектом, возникающим при диффузии атомов никеля.

Исследовано влияние низкотемпературного ($T = 100 \dots 600^\circ\text{C}$) отжига (НТО) на поведение атомов никеля в кремнии и установлено, что состояния электрически активных центров никеля в кремнии устойчивы во времени при температуре ниже 200°C . Из анализа кинетики низкотемпературного отжига при температуре выше 200°C оценена энергия термической активации отжига ГУ с $E_c - 0,41$ эВ, составившая $1,2 \dots 1,5$ эВ. Наблюдающаяся кинетика отжига объяснена в рамках модели Пеннинга. Уменьшение концентрации электрически активных центров в процессе отжига является следствием незначительного смещения узельных атомов никеля в междоузлие.

С целью исследования радиационной стойкости барьерные структуры на Si<Ni> были подвергнуты γ -облучению (интенсивность потока квантов $I = 2,58 \cdot 10^{12}$ кв·см⁻²·с⁻¹). Установлено, что γ -облучение не изменяет концентрацию и параметры ГУ никеля в n -Si и присутствие никеля в малых концентрациях не влияет на скорость радиационного дефектообразования до доз 10^{18} кв·см⁻².

С целью выяснения структуры центра, возникающего при диффузионном легировании кремния никелем, и его зарядового состояния были проведены исследования парамагнитных свойств образующих-

ся центров никеля с помощью ЭПР. Был обнаружен новый спектр ЭПР-центров, связанных с никелем в кремнии *n*-типа проводимости. Этот спектр возникает от центра в отрицательном зарядовом состоянии, включающего атом никеля в положении замещения. Показано, что симметрия наблюдающегося парамагнитного центра и параметры сверхтонкого взаимодействия находятся в согласии с моделью Уоткинса для ионов переходных металлов в кремнии.

В работе исследовались также нестационарные электронные процессы в МДП-структурах на основе Si с целью разработки новых приборов на их основе. Исследуемые структуры получены на основе Si *n*- и *p*-типов, легированных соответственно фосфором и бором, с исходным $\rho=0,005\dots 20$ Ом·см. Окисел получен термообработкой Si-пластин последовательно в сухом, влажном и сухом кислороде («составной» окисел). Толщина полученных окислов составила 0,4—0,8 мкм. После напыления алюминия с помощью фотолитографии формировались затворы различного диаметра.

В [7] было показано, что при приложении к структуре Al-SiO₂-*n*Si некоторого порогового напряжения ($U_{кр}$) она из высокоомного состояния переключается в низкоомное. При этом в результате электрического пробоя диэлектрика в тонкой пленке SiO₂ образуется токопроводящая алюминиевая дорожка (канал), и расплавленный алюминий под действием электрического поля $E_{кр}=(4\dots 6)\cdot 10^6$ В·см⁻¹ и тепла, выделяемого при переключении структуры, диффундирует в *n*-Si, изменяя тип его проводимости, т. е. образуется *p-n*-переход. Образование *p-n*-перехода происходит за очень короткое время без длительной высокотемпературной диффузии, что исключает загрязняемость кремния в процессе технологических операций. Такой *p-n*-переход имеет коэффициент выпрямления порядка 10^4 — 10^6 при $U_{пр}=1$ В.

Образование *p-n*-перехода подтверждено электронно-микроскопическими исследованиями. Свидетельством электродиффузии алюминия в *n*-Si и образования области *p*-типа проводимости непосредственно под каналом (т. е. токопроводящей алюминиевой дорожки в окисле) является изображение локальной области *p*-Si в режиме наведенного тока. Наведенный ток в полупроводнике возникает лишь в том случае, если генерированные электронным лучом неравновесные носители тока разделяются внутренним встроенным полем слоя объемного заряда (СОЗ) *p-n*-перехода. Изображение объекта возникает в виде изменения яркости свечения экрана (рис. 3).

На основании проведенных исследований был предложен способ изготовления переключателя на основе структуры Al-SiO₂-*n*Si. В закрытом состоянии дифференциальное сопротивление Al-SiO₂-*n*Si-структур изменяется в пределах $5\cdot 10^{13}$ — 10^{11} Ом, в состоянии высокой проводимости $I=10^{-3}$ А, и в этом состоянии структура может находиться произвольно долго. Для выключения структуры на нее необходимо подать одиночный импульс амплитудой 50—100 В и длительностью 5—10 мкс.

Напряжение переключения $U_{кр}$ линейно увеличивается с ростом толщины окисного слоя SiO₂ (0,4—

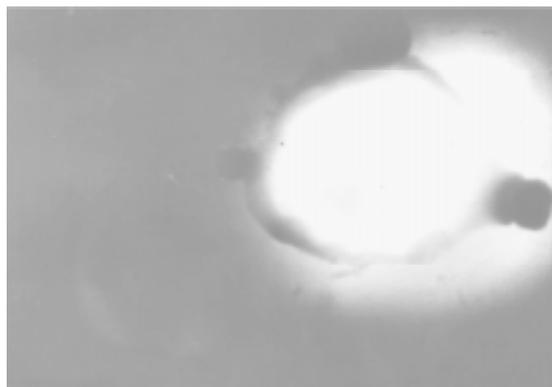


Рис. 3. Микрофотография *p-n*-перехода, образованного в Al-SiO₂-*n*Si-M-структуре при ее переключении в режиме наведенного тока при $U_0=34$ кВ ($\times 1800$)

0,8 мкм) и практически стабильно в исследуемом интервале температур. Переключение происходит за очень короткое время ($t \ll 1$ с). Число переключений составляет 10^6 — 10^7 раз.

При изготовлении такого переключателя исключается длительный высокотемпературный отжиг для диффузии примесей в полупроводнике, приводящий к возникновению термических напряжений, структурных дефектов и к боковой диффузии под защитный слой окиси при применении планарной технологии.

На основе исследуемой структуры предложена также ячейка памяти (программируемый запоминающий элемент), которая представляет собой последовательно соединенные электронный ключ и полупроводниковый диод, образующиеся под контактом затвора в процессе одной технологической операции — переноса типоменяющей примеси при $U_{кр}$ из контакта затвора через каналы в диэлектрике в исходную подложку.

Неконтролируемая область формирования канала (под контактом затвора) является достаточно большой, что ведет к заметному разбросу параметров сформированных электродиффузией *p-n*-переходов. Поэтому предложена конструкция диодной матрицы (ДМ, рис. 4) с предварительно заданной локальной областью образования канала в тонком окисле (слой 2) толщиной 0,15—0,3 мкм под электродом затвора 4. Максимальный разброс величины падения напряжения в ДМ из 6 диодов $\Delta U_{пр.макс}=20$ мВ ($I_{пр}=1$ мА) при среднем разбросе $\Delta U_{пр.ср.}=5$ мВ. Напряжение токовой отсечки для всех диодов в матрице одинаково

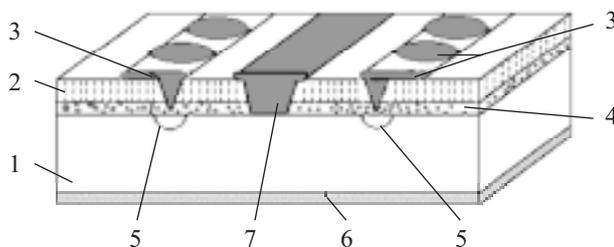


Рис. 4. Поперечный разрез диодной матрицы со структурой Al-SiO₂-*n*Si-M:

1 — *n*-Si; 2, 4 — первый и второй слой SiO₂; 3 — дискретный контакт (затвор); 5 — *p*-область; 6, 7 — общие контакты

($\Delta U_{отс} = 0,85$ В при $T=300$ К). Разброс прямого падения напряжения диодов в матрице в основном обусловлен разбросом последовательного сопротивления базы, модулированного благодаря инжекции неосновных носителей в n -Si.

Предложенные конструкции и технология изготовления ДМ позволяют значительно увеличить число элементов на единицу площади при идентичных параметрах прямого падения напряжения при фиксированном $I_{пр}$.

* * *

Таким образом, исследование нестационарных электронных процессов в барьерных структурах показало, что состояние электрически активных центров никеля в кремнии устойчиво во времени при термообработке ниже 200°C . Начиная с 300°C наблюдается отжиг этих центров. Параметры и концентрация уровней Ni в Si в процессе γ -облучения в интервале доз до $2 \cdot 10^{18}$ кв.см⁻² не изменяются, и присутствие относительно малого количества междоузельных атомов никеля не влияет на скорость радиационного дефектообразования.

Предложены способы изготовления полупроводникового переключателя, ячейки памяти и диодной матрицы с идентичными параметрами (по $U_{пр}$) на основе Al-SiO₂- n Si-M-структуры.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках.— Л.: Наука, 1981.
2. Chiavorotti G. P., Conti M. Characterization of properties of nickel in silicon using thermally stimulated capacitance method // Solid State Electronics.— 1977.— Vol. 20.— P. 907—909.
3. Indusckhar H., Kumar V. Electrical properties of nickel-related deep levels in silicon // J. Appl. Phys.— 1987.— Vol. 61, N 4.— P. 1449—1455.
4. Lemke H. Dotierung seigenschaften von nickel in silicium // Phys. Stat. Sol.— 1987.— Vol. 99.— P. 205—213.
5. Котина И. М., Курятков В. В. Емкостная спектроскопия глубоких центров Cu, Au, Ag и Ni в германии // ФТП.— 1987.— Т. 21, вып. 6.— С. 1039—1043.
6. Фистуль В. И. Атомы легирующих примесей в полупроводниках.— М.: Физматлит, 2004.
7. Iskender-zade Z. A., Abdullaev A. G., Jafarova E. A., Akhundov M. R. Investigation of p-n junctions in n-Si obtained by electromigration of Al through a thin SiO₂ film // Solid State Communications.— 1984.— Vol. 49, N 3.— P. 273—276.

ВЫСТАВКИ. КОНФЕРЕНЦИИ

МГТУ им. Н. Э. Баумана
и ОАО Центральный научно-исследовательский технологический институт "ТЕХНОМАШ"
организуют и проводят в сентябре 2007 года на базе Московского государственного технического университета им. Н. Э. Баумана



XIII Международную научно-техническую конференцию
"ВЫСОКИЕ ТЕХНОЛОГИИ В ПРОМЫШЛЕННОСТИ РОССИИ"
(МАТЕРИАЛЫ И УСТРОЙСТВА ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ И МИКРОФОТОНИКИ)

Справки по e-mail:

belyanin@tehnomash.ru
samoylovich@tehnomash.ru

Белянин Алексей Федорович
Самойлович Михаил Исаакович

Министерство высшего и среднего специального образования Республики Узбекистан,
Физический факультет Национального университета Узбекистана им. Мирзо Улугбека
организуют 1—3 февраля 2007 года в г. Ташкенте

Международную конференцию

**"НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ
И В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ"**

Предполагается заслушать доклады по следующим направлениям:

1. Фотозлектрические явления в полупроводниках.
2. Термо- и тензозлектрические явления в полупроводниках.
3. Поверхностные кинетические эффекты в полупроводниках.
4. Методы контроля параметров полупроводниковых материалов и приборов.
5. Нанозлектрика и физические процессы в наноразмерных структурах.
6. Методика преподавания физических дисциплин.

700178, г. Ташкент, Узбекистан, ВУЗ городок, НУУз им. М. Улугбека, Физический факультет.

Тел. 396-08-94, 396-02-32

E-mail: vlasov@uzsci.net, omamatkarimov@nuuz.uzsci.net

К. ф.-м. н. Д. М. ЁДГОРОВА

Узбекистан, г. Ташкент, НПО «Физика—Солнце»
E-mail: yodgorova@uzsci.net

Дата поступления в редакцию
29.08 2006 г.

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

МЕХАНИЗМ УПРАВЛЕНИЯ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ ПОЛЕВОГО ФОТОТРАНЗИСТОРА

Указаны пути выбора оптимальных рабочих напряжений, при которых полевой фототранзистор с управляющим $p-n$ -переходом будет обеспечивать высокую фоточувствительность.

На основе полевых фототранзисторов создаются не только традиционные оптроны с оптическими волокнами, но и специальные приборы с открытым оптическим каналом. В их конструкции между излучателем и фотоприемником имеется воздушный зазор, помещая в который те или иные объекты, можно управлять световым потоком и тем самым фиксировать наличие (или отсутствие) предметов, состояние их поверхности, скорость перемещения или поворота и т. п. Полевой фототранзистор с управляющим $p-n$ -переходом отличается стабильностью параметров при внешних воздействиях радиационного и теплового облучения. Возможность выбора параметров и материала управляющего перехода затвора позволяет расширить его функции и обеспечить фоточувствительность в заданном спектральном диапазоне [1, 2].

Среди разнообразных конструкций полевых фототранзисторов как модельная представляет интерес структура с плоскостным затвором и с открытым длинным каналом (50 мкм), т. е. с отношением длины канала к толщине больше 10. Как показали исследования фотоэлектрических характеристик, такой полевой фототранзистор имеет типичную вольт-амперную характеристику в схеме с общим истоком и может возбуждаться световым сигналом через открытый канал [3]. Известно, что полевой фототранзистор в принципе основан на модуляции тока основных носителей. Модуляция тока осуществляется изменением толщины проводящей части канала путем расширения или сужения обедненной области $p-n$ -перехода затвора входным сигналом. В транзисторном режиме включения полевого фототранзистора участвует канал с изменяющимся динамическим сопротивлением перехода "сток—исток" [4, с. 40—45].

В целом функциональные возможности полевого фототранзистора определяются ключевыми параметрами. Среди них основными являются динамическое сопротивление стока и обратные токи переходов "затвор—исток", "сток—затвор". Чем выше значения динамического сопротивления стока и меньше обратные токи, тем больше фоточувствительность полево-

го фототранзистора. Вместе с тем крутизна передаточной характеристики полевого фототранзистора определяется законом перекрытия канала объемным зарядом $p-n$ -перехода затвора, а именно, зависит от профиля распределения примесей по толщине канала. В случае легирования теллуром концентрация носителей растет по толщине, а при легировании оловом уменьшается, повышая эффективность перекрытия канала.

До настоящего времени выяснение механизмов фоточувствительности и поведения спектральных характеристик полевых фототранзисторов от рабочей точки, а также установление взаимосвязи изменения толщины слоев объемного заряда с динамическим сопротивлением канала, остаются актуальными.

В настоящей работе рассмотрены некоторые особенности спектральной чувствительности и динамического сопротивления канала арсенидгаллиевого полевого фототранзистора с $p-n$ -переходом.

С этой целью нами были изготовлены полевые фототранзисторы с гомопереходом на основе арсенида галлия [5]. В качестве канала был выбран n -тип арсенида галлия с концентрацией носителей $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, легированный оловом. Затворная область $p\text{GaAs}$ имела концентрацию $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Контактные площади стока и истока размерами $700 \times 750 \text{ мкм}$ формировались напылением олова. Напылением никеля к затворной области получен омический контакт.

Исследования проводились по типовой схеме с общим истоком (см. **рис. 1**). Из исследований спек-

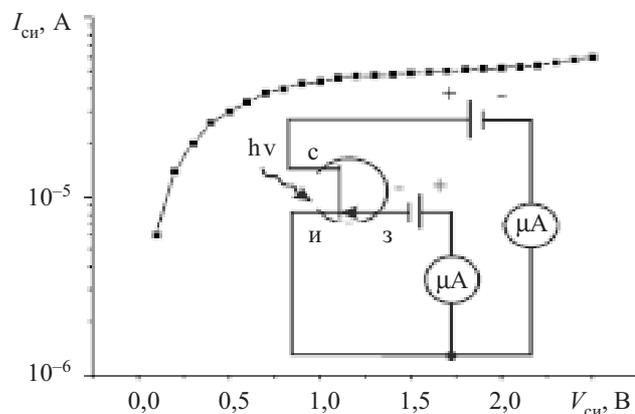


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика полевого фототранзистора в схеме с общим истоком ($V_{зи} = -0,8 \text{ В}$). Вставка: электрическая схема включения полевого фототранзистора

тральных характеристик полевого фототранзистора следует, что динамическое сопротивление канала играет определяющую роль в процессах внутреннего усиления входного сигнала. Основной вклад в глубину модуляции динамического сопротивления канала вносит характер распределения примесей, по толщине изменяя протяженность участка насыщения тока стока.

Исследуемый полевой фототранзистор имеет типичную вольт-амперную характеристику. На начальном участке ток, протекающий по каналу при заданном напряжении на затворе, увеличивается линейно, а затем по мере сужения проводящей части канала насыщается (рис. 1). На участке насыщения область максимальных значений сопротивления канала является протяженной и создает "полочку" — в отличие от полевых транзисторов, канал которых легирован теллуром [3].

Для напряжений стока 1,2—1,9 В, соответствующих максимальным значениям сопротивления канала, любое изменение запирающего напряжения от добавочного переменного сигнала или светового излучения приведет к модуляции толщины канала и к соответствующему изменению тока стока. Именно на участках насыщения с постоянной крутизной роста тока можно получить наибольшее усиление оптического сигнала как по току, так и по напряжению, определяемому выходным сопротивлением и fotocувствительностью *p-n*-перехода затвора в данном спектральном диапазоне. В частности, коэффициент усиления по току определяется следующим выражением:

$$K_{\text{тран}} = SR_{\text{вых}} = (\Delta I_{\text{си}} / \Delta I_{\text{зи}}) R_{\text{вых}},$$

где *S* — крутизна передаточной характеристики;
*R*_{вых} — выходное сопротивление [6, с. 70—71] —

$$R_{\text{вых}} = \frac{R_{\text{дин}} R_{\text{н}}}{R_{\text{дин}} + R_{\text{н}}};$$

*R*_{дин} — динамическое сопротивление канала;

*R*_н — сопротивление нагрузки;

$\Delta I_{\text{си}}$ — приращение тока стока;

$\Delta I_{\text{зи}}$ — приращение тока затвора.

$$\text{Динамическое сопротивление канала } R_{\text{дин}} = \frac{\partial V_{\text{си}}}{\partial I_{\text{си}}}$$

зависит как от напряжения затвора, так и от величины напряжения стока (рис. 2).

Динамическое сопротивление канала от запирающего напряжения изменяется (увеличивается) по одному и тому же закону (кривые 1 и 2). Это обусловлено тем, что прирост толщины слоя ΔW объемного заряда от запираемого напряжения имеет одну и ту же величину, т. е. для каждого заданного значения ΔV имеем один и тот же прирост ΔW . Слой объемного заряда по всей длине канала изменяется синхронно, параллельно плоскости *p-n*-перехода.

При приложении напряжения между стоком и истоком толщина слоя объемного заряда расширяется только у стоковой части, сужая толщину непокрытого участка, а у истоковой части слой объемного заряда остается неизменным. В результате зависимость объемного заряда от напряжения стока будет нелинейной, ее ход отражается в динамическом сопротивлении канала. На начальном участке на заданный прирост напряжения имеем меньшее изменение

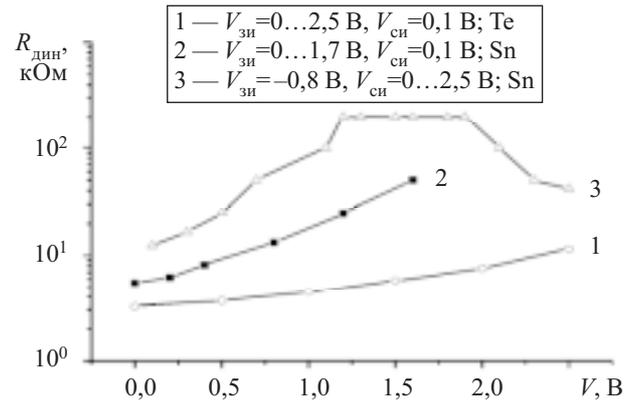


Рис. 2. Зависимости динамического сопротивления канала от напряжения

слоя объемного заряда, далее величина прироста ΔW увеличивается до достижения максимального значения сопротивления. На этом участке полочки имеем одни и те же величины ΔV и ΔW , затем прирост толщины слоя объемного заряда идет на убыль. В результате имеем уменьшение динамического сопротивления канала.

Протяженность полочки динамического сопротивления канала зависит от протяженности участка насыщения тока стока. Если на стоковой вольт-амперной характеристике переходный участок от положительного к отрицательному сопротивлению короткий, то будем иметь пик в зависимости динамического сопротивления от толщины слоя объемного заряда. Если же переходный участок будет длинным, то величина динамического сопротивления будет больше, и, соответственно, будем иметь высокую fotocувствительность и внутреннее усиление полезного сигнала.

На рис. 2 кривая 1 представляет канал, легированный теллуром, а кривая 2 — легированный оловом. Для заданного напряжения сопротивление канала выше у транзистора, легированного оловом, что свидетельствует об эффективном перекрытии канала. Закон изменения динамического сопротивления канала (и соответственно слоя объемного заряда) от запирающего напряжения для каждого транзистора во всем диапазоне напряжений остается неизменным.

Переходя к зависимости динамического сопротивления *R*_{дин} от напряжения стока при фиксированном напряжении на затворе, заметим, что ее нелинейный ход обусловлен динамикой последующего немонотонного изменения слоя обеднения с изменением напряжения стока. Если с ростом запирающего напряжения динамическое сопротивление *R*_{дин} растет до определенного значения, то дальнейшее его изменение будет продолжением, т. е. проекция начального участка кривой 3 до пересечения с кривой 2 будет давать величину напряжения, приложенного к переходу "затвор—исток". В дальнейшем динамическое сопротивление канала, легированного оловом, возрастает до достижения максимального значения, занимая более протяженный участок — полочку от 1,2 до 1,9 В, а затем уменьшается, принимая отрицательный знак. С увеличением запирающего напряжения протяженный

участок с высоким динамическим сопротивлением смещается в область меньших напряжений сток-исток на величину порядка запирающего напряжения.

Здесь следует отметить, что в образовании полочки в зависимости динамического сопротивления от рабочей точки основную роль играет свойство канала, т. к. в транзисторах, легированных теллуром, высокое сопротивление канала (100 кОм) достигается в точке при определенном значении напряжения на стоке (2,5 В) [3]. В нашем же случае наибольшее усиление входного сигнала достигается именно при напряжениях на стоке в интервале 1,2—1,9 В. Если до участка максимального значения 200 кОм динамического сопротивления $R_{дин}$ крутизна роста тока стока последовательно уменьшается, то в данном интервале крутизна его роста приобретает неизменные значения, а в дальнейшем (2,1—2,5 В) наблюдается его увеличение, т. е. уменьшение динамического сопротивления канала.

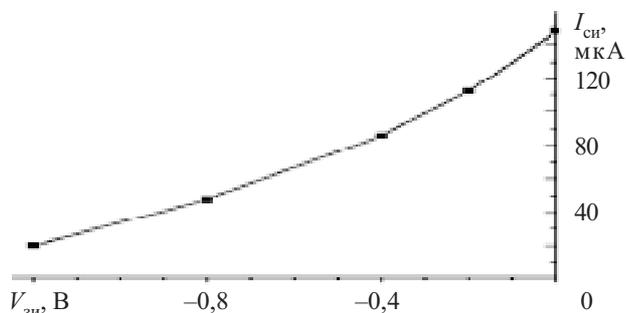


Рис. 3. Сток-затворные характеристики полевого фототранзистора

Характерным для рассматриваемого режима является то, что приращение тока стока между стоком и истоком определяется крутизной передаточной характеристики S (рис. 3), которая имеет максимальное значение при малых напряжениях смещения на затворе:

$$S = \left. \frac{\Delta I_{си}}{\Delta V_{зи}} \right|_{V_{зи} = \text{const}} = \frac{148 - 112}{0,2} = \frac{36}{0,2} = 180 \text{ мкА/В.}$$

Наблюдаемые выше зависимости токовых характеристик и сопротивления канала можно объяснить электронными процессами, протекающими одновременно в $p-n$ -переходе и в канале полевого фототранзистора (рис. 4). Так, приложенное к $p-n$ -переходу обратное напряжение приводит к движению электронов и дырок от $p-n$ -перехода в противоположных направлениях и создает дефицит свободных носителей заряда. В результате их концентрация у границ будет стремиться к нулю, а неосновные носители заряда из p - и n -областей начнут диффундировать к границе $p-n$ -перехода, компенсируя убыль заряда и создавая электрический ток. При малых значениях обратного напряжения через $p-n$ -переход, кроме этого тока, движутся основные носители заряда, вызывая противоположно направленный ток. Результирующий ток $p-n$ -перехода при приложении обратного напряжения равен

$$I_{обр} = I_p + I_n = I_s (e^{qV/kT} - 1),$$

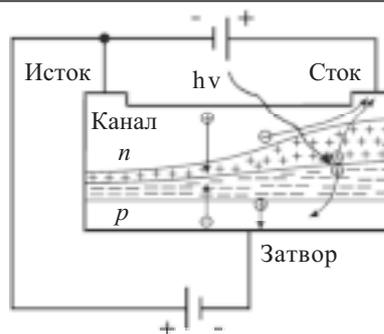


Рис. 4. Схематическое изображение полевого фототранзистора с управляющим $p-n$ -переходом

где I_p , I_n , I_s — ток дырочный, электронный и ток насыщения, соответственно.

А по мере увеличения электрического поля с ростом напряжения стока изменяется концентрация носителей заряда за счет изменения скорости рекомбинации носителей заряда, в частности, положительными ионами захватываются электроны. При этом скорость захвата электрона падает с ростом электрического поля, и концентрация электронов проводимости растет, приводя к уменьшению динамического сопротивления канала.

При освещении канала полевого фототранзистора в области объемного заряда $p-n$ -перехода будут генерироваться электронно-дырочные пары, которые, разделяясь полем, добавляются к темновым токам, представляя световой ток $I_{зи}^{свет} = I_{обр} + I_{зи}^{фото}$. По мере увеличения напряжения стока расширение слоя объемного заряда приведет к увеличению количества фотогенерируемых носителей, причем на участке максимальных значений динамического сопротивления толщина слоя объемного заряда увеличивается пропорционально напряженности электрического поля, а в последующем в области высокой скорости рекомбинации слой объемного заряда перестает расширяться, приводя к уменьшению фототока. На выходной характеристике будем иметь приток тока стока (обозначаемый как фототок) за счет модуляции толщины проводящей части канала фототоком затвора

$$I_{си}^{фото} = I_{си}^{свет} - I_{си}^{тем}.$$

Данный механизм подтверждается спектральными характеристиками полевого фототранзистора (рис. 5).

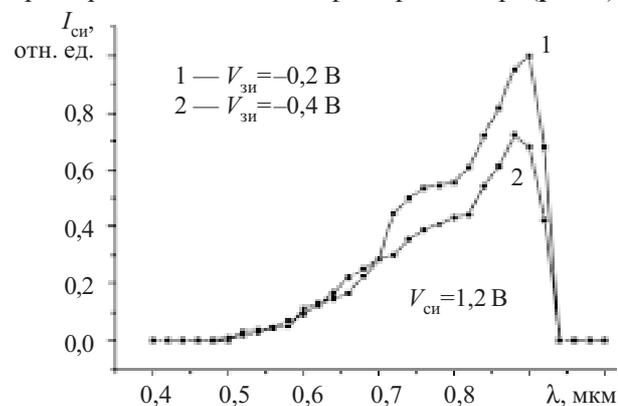


Рис. 5. Спектральная характеристика полевого фототранзистора в схеме с общим истоком

Как видно из рисунка, спектральный диапазон полевого фототранзистора, определяемый чувствительностью $p-n$ -перехода, охватывает диапазон от 0,55 мкм (с подъемом при 0,7 мкм) до 0,94 мкм с максимумом в области собственного поглощения 0,88 мкм. Следует отметить, что данный спектральный диапазон является перспективным для волоконно-оптических систем первого поколения и оптоэлектронных устройств различного назначения.

Выбор рабочего напряжения 1,2 В обусловлен высоким динамическим сопротивлением канала, где достигаются высокие значения фоточувствительности. Фоточувствительность при заданном напряжении на стоке (1,2 В) с увеличением запирающего напряжения от -0,2 до -0,4 В уменьшается, что обусловлено уменьшением крутизны передаточной характеристики (от 180 до 130 мкА/В, табл. 1).

Таблица 1
Фототок и крутизна передаточной характеристики полевого фототранзистора при различных запирающих напряжениях

$V_{зи}, В$	0	0,2	0,4	0,8	1,2
$I_{зи}^{\phi}, мкА$	11,5	12,6	13,2	14	14,5
$\Delta I_{си} / \Delta I_{зи}, мкА/В$	180	130	95	70	35

Так как коэффициент усиления представляет собой $K_i^{\phi} = I_{си}^{\phi} / I_{зи}^{\phi}$, то фототок будет определяться как

$$I_{си}^{\phi} = I_{зи}^{\phi} (\Delta I_{си} / \Delta I_{зи}) R_{вых}.$$

Для оценки фототока стока можно воспользоваться данными спектрального фототока $p-n$ -перехода в собственной области поглощения и крутизны передаточной характеристики, приведенной в табл. 1. Можно заметить, что наибольший фототок будет иметь место при нулевом смещении на затворе, когда глубина модуляции толщины канала будет максимальной. Известно, что процессы модуляции при напряжениях, меньших напряжения отсечки, определяются процессами на переходе "сток—затвор", а при больших — напряжениями $V_{зи}$ и $V_{си}$, что легко проверить на основе изучения зависимости фотоэлектрических характеристик от напряженности электрического поля перехода "сток—затвор".

При обычном режиме работы полевого фототранзистора ($V_{си} \neq 0$) прилагается к переходу "сток—ис-

ток" напряжение приведет к неравномерному изменению сечения проводящей части канала по длине за счет падения напряжения вдоль канала. Его толщина не остается постоянной вследствие существования, кроме электрического поля вдоль канала E_L , составляющей поля, перпендикулярного оси канала, E_x . В результате разность потенциалов затвор-канал становится функцией — как по толщине X , так и по длине L канала.

В области напряжений, меньших напряжения отсечки канала, целесообразно воспользоваться напряжением между стоком и затвором [7, с. 45—54]. В соответствии со схемой включения полевого фототранзистора напряжение, приложенное к переходу "исток—затвор", суммируется с напряжением, приложенным к переходу "сток—исток", и автоматически оказывается приложенным к переходу "сток—затвор" [8, с. 71—75]. При этом перекрытие канала будет происходить при одном и том же потенциале $V_{сз}^{пер}$, а напряжение на переходе "сток—исток", необходимое для перекрытия, будет уменьшаться на величину приложенного напряжения затвор-исток ($V_{сз}^{пер} - V_{зи}$). В данном случае определяющими становятся толщина слоя объемного заряда на переходе "сток—затвор" и напряженность электрического поля.

Соответствующие значения напряжений, толщины слоя объемного заряда и напряженности электрического поля для исследуемого полевого фототранзистора приведены в табл. 2. Здесь $V_{сз}^*$ — напряжение, падающее на переходе "сток—затвор", состоит из суммы напряжений, падающих на переходе "затвор—исток" $V_{зи}$ и переходе "сток—исток" $V_{си}$ ($V^* = V_{зи} + V_{си}$), а соответствующее электрическое поле E определяется из выражения $E = (V_D + V^*) / W_{сз}$, где V_D — диффузионный потенциал $p-n$ -перехода затвора —

$$V_D = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_{кан} N_{зат}}{n_i^2}.$$

Его величина для данных концентраций канала и затвора равна 1,03 В.

Толщину слоя объемного заряда $W_{сз}$ можно определить из экспериментальной зависимости вольт-емкостной характеристики

$$W_{сз} = \epsilon \epsilon_0 s / C,$$

Таблица 2
Динамическое сопротивление канала, толщина слоя объемного заряда и напряженность электрического поля при различных напряжениях затвора

$V_{зи} = -0,2 В$							
$V_{си}, В$	0,3	0,6	0,9	1,2	1,5	1,8	2,4
$V_{сз}^*, В$	1,53	1,83	2,13	2,43	2,73	3,03	3,63
$W, см$	$2,59 \cdot 10^{-5}$	$2,837 \cdot 10^{-5}$	$3,06 \cdot 10^{-5}$	$3,26 \cdot 10^{-5}$	$3,47 \cdot 10^{-5}$	$3,65 \cdot 10^{-5}$	$4,00 \cdot 10^{-5}$
$E, В/см$	58968,4	64491,01	69576,64	74315,05	78768,94	82984,12	90829,51
$V_{зи} = -0,4 В$							
$V_{си}, В$	0,3	0,6	0,9	1,2	1,5	1,8	2,4
$V_{сз}^*, В$	1,73	2,03	2,33	2,63	2,93	3,23	3,83
$W, см$	$2,7 \cdot 10^{-5}$	$3,0 \cdot 10^{-5}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$3,4 \cdot 10^{-5}$	$3,6 \cdot 10^{-5}$	$3,77 \cdot 10^{-5}$	$3,94 \cdot 10^{-5}$
$E, В/см$	62704,2	67923,7	72769,8	77312,8	81603,2	85679,1	93298,1

где ϵ, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума и полупроводника, соответственно;
 s — площадь перехода "сток—затвор";
 C — емкость затвора,

или расчетным путем с помощью формулы [9, с. 327]

$$W_{сз} = \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \left(\frac{N_{кан} + N_{зат}}{N_{кан}N_{зат}} \right) (V_D + V^*) \right]^{1/2},$$

где $N_{кан}, N_{зат}$ — концентрация носителей в канале и в затворе, соответственно.

Используя данные табл. 2 можно анализировать зависимости спектральной фоточувствительности от напряженности электрического поля при различных запирающих напряжениях.

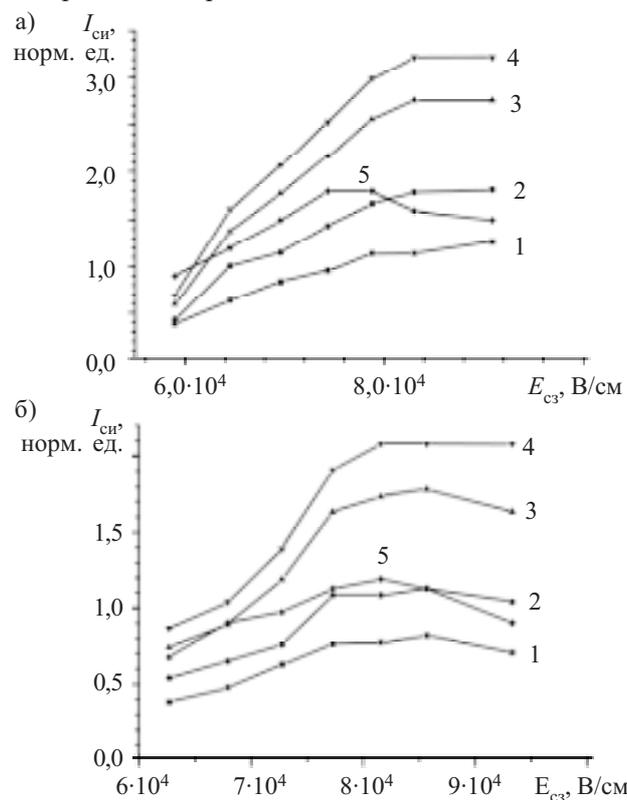


Рис. 6. Полевая зависимость спектральной фоточувствительности при различных длинах волн:
 a — $V_{зи} = -0,2$ В; b — $V_{зи} = -0,4$ В; 1 — $\lambda = 0,7$ мкм; 2 — $0,78$ мкм; 3 — $0,86$ мкм; 4 — $0,88$ мкм; 5 — $\lambda = 0,92$ мкм

По отношению к напряжению сток-затвор и динамическому сопротивлению канала напряженность электрического поля и толщина слоя объемного заряда являются равнозначными. Из рис. 6, а видно, что, действительно, при заданном запирающем напряжении ($-0,2$ В) увеличение напряженности поля от $6 \cdot 10^4$ до $8 \cdot 10^4$ В/см ($V_{си} = 0,3 \dots 1,5$ В) приводит к увеличению фототока, которое достигает высоких значений именно в области больших величин динамического сопротивления канала. При дальнейшем увеличении напряженности электрического поля фоточувствительность остается неизменной. При заданных спектральных диапазонах по мере приближения к области собственного поглощения (λ от $0,7$ до $0,88$ мкм) фоточувствительность увеличивается, а в области

$\lambda = 0,92$ мкм наблюдается ее значительное уменьшение.

Кроме того, как и следовало ожидать, дальнейшее увеличение запирающего напряжения до $-0,4$ В приводит к меньшим значениям фоточувствительности во всем диапазоне электрических полей (рис. 6, б) по сравнению с запирающим напряжением $-0,2$ В. В окрестности полей $(8 \dots 8,5) \cdot 10^4$ В/см создается область с высокой фоточувствительностью, связанной с высоким динамическим сопротивлением канала. Увеличение фоточувствительности с приближением области собственного поглощения обусловлено возрастанием количества фотонов, поглощаемых в слое объемного заряда перехода "затвор—канал". При этом по мере увеличения напряжения сток-исток расширение слоя объемного заряда в направлении истока способствует дополнительному увеличению количества генерированных носителей, причем в области напряжений, больших $1,3$ В, фоточувствительность уменьшается за счет увеличения темнового тока. Обнаруженное уменьшение фоточувствительности в зависимости от электрического поля стока при $\lambda = 0,92$ мкм обусловлено существенным уменьшением коэффициента поглощения фотонов.

Таким образом, в полевом фототранзисторе с каналом, легированным оловом, участок с высоким динамическим сопротивлением является протяженным, в отличие от транзистора, легированного теллуром, что связано с особенностями процессов запирания канала в каждом случае. Выяснены механизмы фоточувствительности и установлена прямая зависимость процессов внутреннего усиления фототока от крутизны передаточной характеристики и выходного динамического сопротивления.

Результаты могут быть использованы при конструировании оптоэлектронных схем на основе полевых фототранзисторов.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Данилин В., Жукова Т., Кузнецов Ю. и др. Транзистор на GaN пока самый «крепкий орешек» // Электроника: НТБ.— 2006.— № 1.— С. 1—10.
2. Техника оптической связи. Фотоприемники / Под ред. У Тсанга.— М.: Мир, 1988.
3. Азимов С. А., Карагеоргий-Алкалаев П. М., Каримов А. В., Мирзабаев М. Особенности фоточувствительности арсенидгаллиевых структур типа полевого транзистора // Известия АН УзССР. Сер. Физ.-мат. наук.— 1979.— № 2.— С. 44—48.
4. Милехин А. Г. Радиотехнические схемы на полевых транзисторах.— М.: Энергия, 1967.
5. Каримов А. В. Фоточувствительные арсенидгаллиевые полевые транзисторы с $p-n$ переходом // Электронная техника. Сер. Лазерная техника и оптоэлектроника.— 1987.— № 2.— С. 111—113.
6. Каримов А. В., Ёдгорова Д. М. Физические явления в арсенидгаллиевых структурах с микрослойным квазиизопериодическим переходом.— Ташкент: Фан, 2005.
7. Кобболд Р. Теория и применение полевых транзисторов.— Л.: Энергия, 1975.
8. Каримов А. В. Многофункциональные арсенидгаллиевые тонкопереходные структуры.— Ташкент: ФАН, 1992.
9. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. Кн. 1.— М.: Мир, 1984.

Д. т. н. А. Ф. БЕЛЯНИН, В. А. КРИВЧЕНКО, к. ф.-м. н. Д. В. ЛОПАЕВ,
Л. В. ПАВЛУШКИН, к. т. н. П. В. ПАЩЕНКО, к. ф.-м. н. В. Г. ПИРОГОВ,
к. ф.-м. н. С. Н. ПОЛЯКОВ, д. ф.-м. н. Н. В. СУЕТИН,
к. т. н. Н. И. СУШЕНЦОВ.

Россия, г. Москва, ЦНИТИ «Техномаш», НИИЯФ МГУ
им. Д. В. Скобелыцына; г. Йошкар-Ола, МарГТУ
E-mail: belyanin@technomash.ru

Дата поступления в редакцию
22.05 2006 г.

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

НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ ПЛЕНКИ ZnO ДЛЯ УСТРОЙСТВ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ И ОПТИКИ

Пленки ZnO получены методом магнетронного ВЧ-распыления. Применялось дополнительное магнитное поле, создаваемое магнитной системой, помещенной за подложкодержателем.

Оксид цинка — широкозонный полупроводник, обладающий уникальной комбинацией оптических и электрофизических свойств. Пленки ZnO находят применение в устройствах отображения информации (светодиоды, прозрачные проводники), солнечных батареях, устройствах на поверхностных акустических волнах (фильтры, резонаторы, линии задержки, акустооптические и другие приборы). Широкое промышленное применение устройств, включающих слои ZnO, сдерживается сложностью получения пленок ZnO с заданными функциональными характеристиками. В настоящее время активно исследуются различные методы осаждения пленок ZnO: физическое распыление, в том числе магнетронное, лазерное испарение, газофазное осаждение, молекулярная эпитаксия, атомное наплавление. С нашей точки зрения, метод магнетронного распыления наиболее технологически привлекателен, поскольку, с одной стороны, имеется большой выбор оборудования, а с другой — технология позволяет осаждать пленки ZnO различного качества и уровня легирования.

Целью настоящей работы являлось исследование влияния дополнительного магнитного поля на строение пленок, получение пленок ZnO с контролируемым содержанием и строением кристаллических фаз, формирование многослойных структур, включающих эти пленки, и создание на их основе устройств электронной техники с улучшенными эксплуатационными характеристиками.

Влияние конфигурации магнитного поля на строение пленок ZnO

Конструкция установки. Использовали специально разработанную установку магнетронного распыления (рис. 1, а) [1]. Установка содержит вакуумную камеру с размещенными в ней двумя магнетронами, нагревателем и вращающимся подложкодержателем карусельного типа; турбомолекулярный насос ТМН-500; блок питания турбомолекулярного насоса СПЧ-10М; форвакуумный электромагнитный клапан КВУМ-50, имеющий диаметр условного прохода 50 мм; ВЧ-генератор; согласующее устройство.

Возможности установки существенно расширены введением дросселирующего устройства, обеспечивающего устойчивую работу магнетронов в диапазоне давлений 0,1–2,5 Па без опасности перегрузки турбомолекулярного насоса. В установке применена раз-

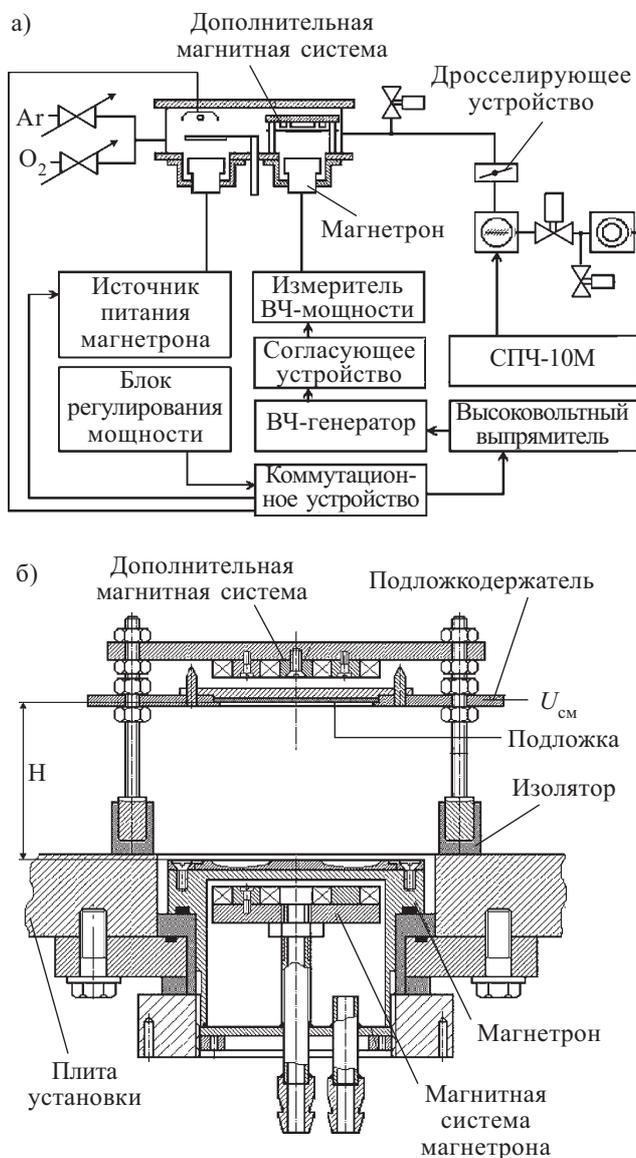


Рис. 1.

а — схема установки, оснащенной двумя цельнометаллическими магнетронами; б — конструкция распылительного узла

дельная подача газов, величины потоков которых контролируются расходомерами. Магнетроны имеют цельнометаллическую конструкцию, аналогичную представленной в работе [2], и рассчитаны на применение металлических, керамических и порошковых мишеней диаметром 130 мм.

Особенностью конструкции распылительного узла являлось наличие дополнительной магнитной системы, размещенной напротив одного из магнетронов (рис. 1, б) (расстояние от подложки до полюсов дополнительной магнитной системы — 10 мм). В центре магнитопровода дополнительной магнитной системы помещалось 12 Co–Sm-магнитов КС-37 (остаточная магнитная индукция $\geq 0,77$ Тл, коэрцитивная сила 1300 кА/м, магнитная энергия 55 кДж/м³) одной полярности, вокруг которых располагались 27 магнитов другой полярности (размеры магнитов: диаметр 10 мм, высота 6 мм) (рис. 2, а). Конструкция дополнительной магнитной системы позволяла изменять полярность полюсов.

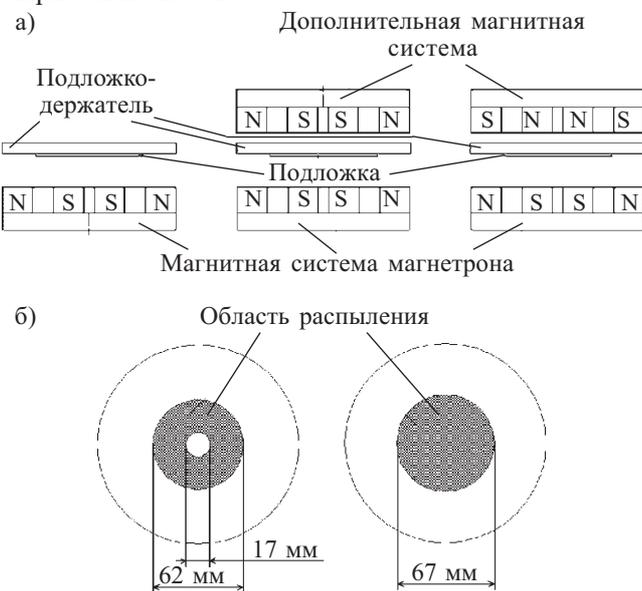


Рис. 2.

а — использованные в работе сочетания полярностей полюсов магнитов магнетрона и дополнительной магнитной системы; б — форма и размеры области распыления мишени при одинаковой (справа) и противоположной (слева) полярностях полюсов магнитных систем

В зависимости от расположения полюсов магнитов дополнительной магнитной системы силовые линии магнитного поля ведут себя по-разному:

1. В случае униполярного расположения магнитов (т. е. когда магниты в магнетроне и у подложки имеют одинаковую полярность) силовые линии периферических магнитов оказываются незамкнутыми и плазма может уходить вдоль силовых линий в центре объема (рис. 3, а).

2. В случае биполярного расположения магнитов силовые линии имеют конфигурацию, представленную на рис. 3, б. В этом случае силовые линии магнитного поля замкнуты внутри камеры и радиальная диффузия плазмы подавлена из-за замагниченности. Это неизбежно приводит к возрастанию концентрации плазмы, а значит, и к росту диссоциации кисло-

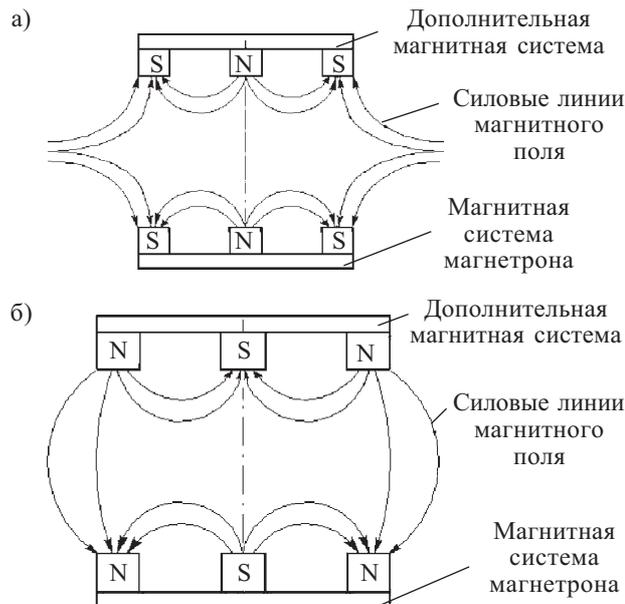
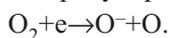


Рис. 3. Распределение силовых линий магнитного поля при совпадающих (а) и противоположных (б) полярностях магнитов в магнитных системах

рода. Именно в этом случае обеспечивается достаточный поток атомарного кислорода на подложку, что препятствует образованию несвязанного Zn, который, как известно, является донорной примесью.

Мы также хотим обратить внимание еще на один фактор, который может приводить к росту качества получаемых пленок. При высокой концентрации и энергии электронов один из наиболее эффективных механизмов их гибели — диссоциативное прилипание к кислороду в реакции



Образующиеся в этой реакции отрицательные ионы компенсируют положительный потенциал вблизи подложки, что снижает энергию бомбардирующих ионов, а значит, и дефектность осаждаемой пленки. Отметим, что ранее на этот фактор никто не обращал внимания.

Подложкодержатель либо электрически соединялся с корпусом установки, либо устанавливался на изоляторе. В последнем случае при обратной полярности полюсов магнетрона и дополнительной магнитной системы на подложкодержателе в зависимости от величины емкости конденсатора согласующего устройства (от 5 до 100 пФ) устанавливалось авт. осмещение ($U_{см}$), равное от +3 В до -11 В. Форма и размер области распыления мишени зависят от полярности полюсов магнитов дополнительной магнитной системы относительно полярности (постоянной) полюсов магнетрона (рис. 2, б).

Параметры процесса. Пленки ZnO толщиной до 6 мкм формировали методом магнетронного ВЧ-распыления мишени из Zn (99,9%) в газовой смеси Ar+(50...60)%O₂ (Ar и O₂ в камеру поступали раздельно) при давлении 1—1,33 Па и температуре подложки 300—420 К. При расстоянии "мишень—подложка" $H=70$ мм и мощности ВЧ-разряда 80—100 Вт скорость осаждения пленок составляла 0,8—1 мкм/ч. При больших мощностях наблюдался пере-

грев дополнительной магнитной системы, что привело к деградации магнитов. Пленки ZnO формировали на подложках размерами 48×60 мм различных материалов: стекло К-8, ситалл СТ-50, поликристаллический W, поликристаллический корунд (поликор), поликластерные пленки алмаза, Si ориентаций {111} и {110}.

Строение пленок. Пленки ZnO (пространственная группа $R\bar{6}_3mc$), сформированные как с дополнительной магнитной системой (вне зависимости от полярности магнитов), так и без дополнительной магнитной системы, имеют волокнистое (столбчатое) строение с ориентированием волокон по $\langle 0001 \rangle$ (рис. 4, растровый электронный микроскоп LEO1430). Поскольку при магнетронном распылении плотности потоков и энергетический спектр пленкообразующих кластеров неоднородны относительно области распыления мишени, неоднородно и строение пленки по поверхности подложки (пленки формировали на неподвижных подложках и с использованием подвижного подложкодержателя). Неоднородность по толщине пленок ZnO, сформированных на подложке 48×60 мм, размещенной в процессе осаждения напротив центра мишени, составляла ±9%.

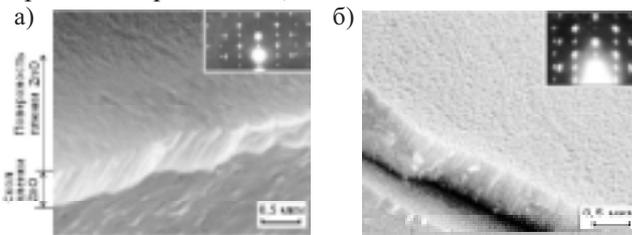


Рис. 4. Строение поверхности и скола пленок ZnO, сформированных методом ВЧ-магнетронного распыления при различной полярности полюсов магнитов магнетрона и дополнительной магнитной системы (на вставках представлены электронограммы на отражение): а — противоположная полярность; б — одинаковая полярность

Параметры решетки определяли по рентгеновским дифрактограммам по отражениям (0002), (1120) и (1013), а размер кристаллитов (областей когерентного рассеяния рентгеновских лучей ($L_{окр}$)) — по (0002). Разориентация кристаллитов относительно оси $\langle 0001 \rangle$ текстуры, ориентирование оси текстуры относительно нормали к рабочей поверхности подложки, степень кристалличности (содержание кристаллической фазы в объеме пленки) и доля объема пленки ZnO, определяющая ее пьезоэлектрическую эффективность, рассчитывались по рентгенограммам качания отражения (0002) (рентгеновский дифрактометр Rigaku D/max-RC; $Cu K_{\alpha}$ -излучение, графитовый монохроматор).

Было установлено, что тип текстуры пленок ZnO не зависит от положения анализируемого участка пленки относительно распыляемой мишени. На ориентирование оси $\langle 0001 \rangle$ текстуры пленок температура подложки и концентрация O_2 в газовой смеси не влияли. Высокая степень текстурированности характерна для пленок ZnO, полученных при повышенном (50 об.% и более) содержании O_2 в вакуумной камере. Снижение температуры подложки и уменьшение

содержания кислорода в вакуумной камере увеличивали разориентацию кристаллитов.

Пленки ZnO имели размер кристаллитов $L_{окр} = 7 \dots 36$ нм, который (в направлении, перпендикулярном поверхности подложки) определяли по уширению (B) на дифрактограммах отражения (0002):

$$L_{окр} = k\lambda / \beta \cos \theta_{0002},$$

где k — константа, зависящая от способа определения интенсивности рефлекса;

λ — длина волны рентгеновского излучения, $\lambda = 0,154178$ нм;

$\beta = (B^2 - b^2)^{0,5}$;

b — уширение рефлекса, вызванное погрешностью дифрактометра;

θ_{0002} — угол дифракции отражения (0002), по которому проводится измерение.

Разориентация кристаллитов относительно оси $\langle 0001 \rangle$ текстуры составляла $\sigma = 0,5 \dots 1,8^\circ$, наклон оси текстуры относительно нормали к поверхности подложки $\gamma < 1,5^\circ$, степень кристалличности $J = 60$ об.%. При отдельных параметрах процесса, помимо кристаллитов, ориентированных по $\langle 0001 \rangle$, получали кристаллиты, ориентированные параллельно поверхности подложки плоскостями (1120) (брегговский угол $2\theta = 56,2 \dots 56,5^\circ$, межплоскостное расстояние $d/n \approx 0,1635 \dots 0,1630$ нм) и (1013) ($2\theta = 62,0 \dots 62,8^\circ$, $d/n \approx 0,1496 \dots 0,1478$ нм). Перераспределение концентрации кристаллитов, ориентированных по (1120) и (1013), варьировалось с изменением давления.

Степень кристалличности зависит от полярности магнитов дополнительной магнитной системы. Кристаллическая фаза образцов ZnO склонна к двойникованию, проявляющемуся в различной степени для разных условий процесса формирования и положения анализируемого участка пленки относительно мишени. Содержание кристаллической фазы в пленках составляла 6,5—100 об.% в сравниваемом ряду образцов. Количество фазы, определяющей пьезоэлектрическую эффективность пленок, сформированных на подложках, расположенных в процессе осаждения напротив области распыления мишени, уменьшалось за счет возрастания объема рентгеноаморфной фазы (уменьшение степени кристалличности), а

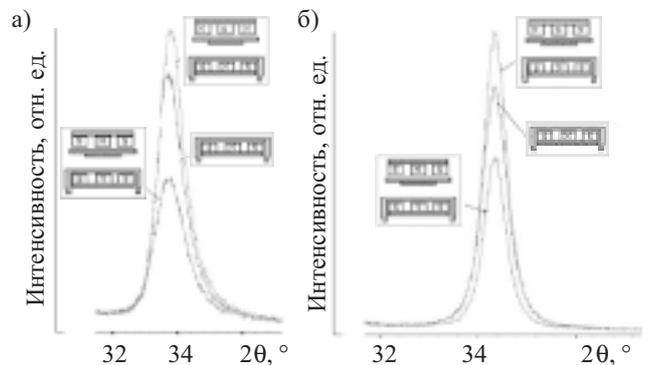


Рис. 5. Рентгеновские дифрактограммы (отражение (0002), $Cu K_{\alpha}$ -излучение) пленок ZnO толщиной 1,5 мкм, полученных на подложках из стекла при различных полярностях магнитов магнитных систем (показаны на вставках):

а — неотожженные пленки; б — те же участки пленок после отжига

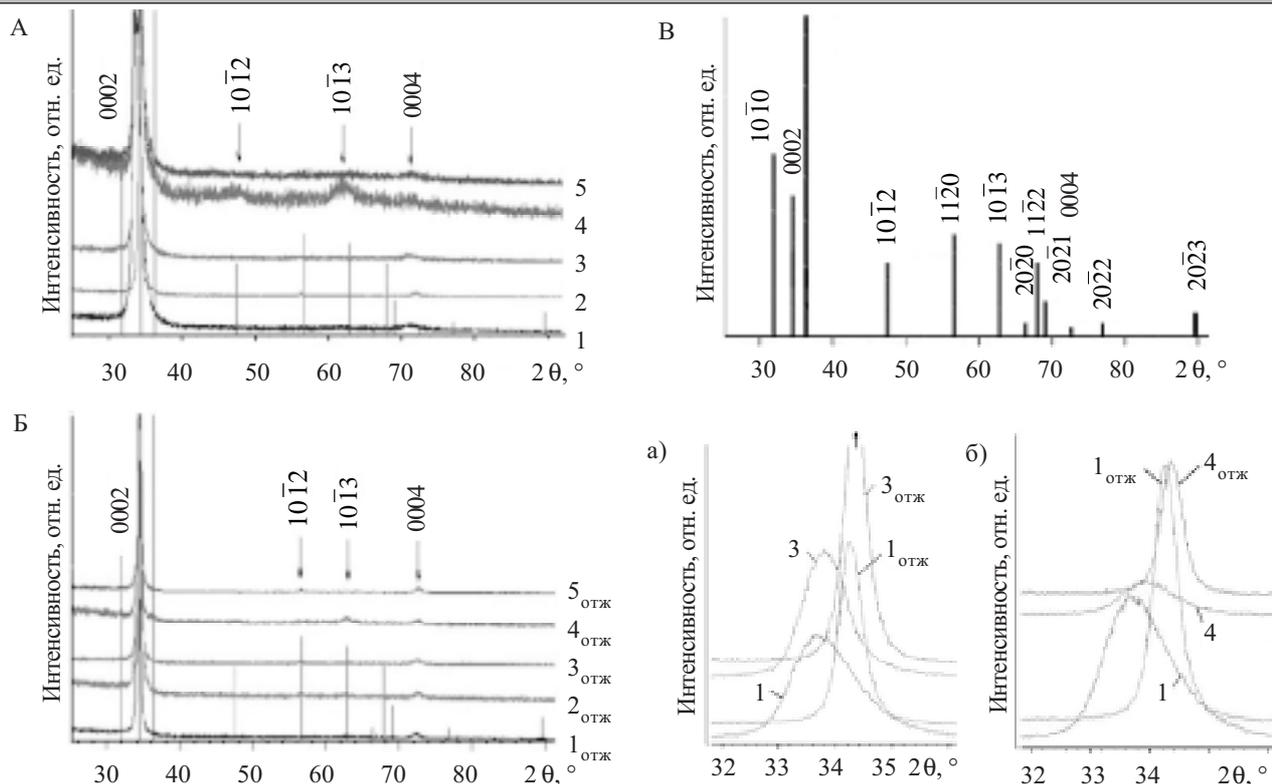


Рис. 6. Рентгеновские дифрактограммы (Cu K α -излучение) пленок ZnO толщиной 1,5 мкм, полученных на подложках из стекла при противоположной полярности магнитов магнитных систем: А — пленки после осаждения; Б — пленки после отжига; В — штрихрентгенограмма ZnO по данным картотеки ASTM 1—5 — неотожженные пленки; 1_{отж}—5_{отж} — те же образцы после отжига а, б — совмещенные фрагменты дифрактограмм А, Б Электрическое смещение на подложкодержателе см. в табл. 1

Таблица 1
Влияние электрического смещения на подложкодержателе на строение пленок ZnO

Номер образца	$U_{см}, В$	$2\theta, ^\circ$	Рефлексы	Полуширина рефлекса, $^\circ$	Интенсивность, отн. ед.	Параметры решетки, нм	$L_{окр}, нм$
1	-2...-3	33,588	0002	1,312	100	$c=0,5332$	7,0
		70,928	0004	2,880	2,5		
1 _{отж}		34,222	0002	0,454	35,9	$c=0,5236$	20,4
		72,177	0004	1,032	1,0		
2	-6...-11	34,082	0002	0,345	32,9	$a=0,3273$	26,8
		56,215	11-20	0,276	0,3		
		71,899	0004	0,405	0,8	$c=0,5257$	
2 _{отж}		34,373	0002	0,261	47,2		$c=0,5214$
	72,564	0004	1,120	1,4			
3	-10	33,948	0002	1,051	6,5	$a=0,3280$	8,8
		62,019	10-13	0,719	2,2		
3 _{отж}		34,341	0002	0,429	32,5	$a=0,3248$	21,6
		62,764	10-13	0,810	2,1		
	72,514	0004	0,860	1,1	$c=0,5219$		
4	+2...+3	33,723	0002	0,899	68,9	$c=0,5311$	10,3
		70,811	0004	1,609	2,5		
4 _{отж}		34,318	0002	0,439	36,8	$c=0,5222$	21,1
		72,384	0004	0,930	1,0		
5	-1...-3	33,838	0002	1,113	53,6	$c=0,5294$	9,0
		71,451	0004	0,318	0,6		
5 _{отж}		34,392	0002	0,315	28,6	$a=0,3258$	29,4
		56,494	11-20	0,291	0,3		
	72,569	0004	0,676	0,9	$c=0,5211$		

также за счет развития двойникования и, следовательно, увеличения объема сдвойникованной части пленки. Максимальный размер кристаллитов наблюдали у пленок ZnO, сформированных на участке подложки, расположенном в процессе формирования напротив центра мишени. Указанные участки пленок содержали наибольшее количество фазы, определяющей пьезоэлектрическую эффективность.

Параметр решетки a изменялся в пределах 0,3261—0,3318 нм, а c — 0,5243—0,5296 нм (теоретические значения параметров решетки $a=0,3215$ нм, $c=0,5205$ нм). Отжиг на воздухе (650—750 К, 0,5—2 ч) приводит к обесцвечиванию пленок, а также к уменьшению параметров решетки пленок ZnO, на что указывает перемещение на дифрактограммах дифракционных максимумов в сторону больших углов 2θ (рис. 5, 6). Параметры решетки пленок после отжига становятся в зависимости от условий отжига равными: $a=0,3248\dots 0,3258$ нм, $c=0,5211\dots 0,5236$ нм. Отжиг увеличивает степень преимущественного ориентирования зерен, что проявляется в возрастании интенсивности отражений на дифрактограммах и уменьшении полуширины пиков на дифрактограммах качания. Полуширина дифракционных линий также уменьшается, что указывает на увеличение $L_{\text{окр}}$. Подобное изменение параметров решетки пленок ZnO объясняется не внутренними напряжениями, а созданием сильно неравновесной концентрации междоузельных атомов Zn как одного из основных типов собственных дефектов в ZnO [3]. Это подтверждается и изменением цветности пленок ZnO при отжиге, обусловленной электронными дефектами [4]. Для неотожженных образцов характерно асимметричное размытие дифракционного максимума (0002) в сторону больших углов 2θ , что связано с присутствием в структуре пленки набора межплоскостных расстояний d/n , меньших, чем d/n (0002) ZnO, обычно наблюдающихся при наличии в решеточных пустотах собственных точечных дефектов.

С увеличением концентрации легирующей примеси степень кристалличности пленок ZnO уменьшается и при концентрации ≈ 2 ат.% не превышает 50 об.%. Легирующая примесь размещается в виде отдельных

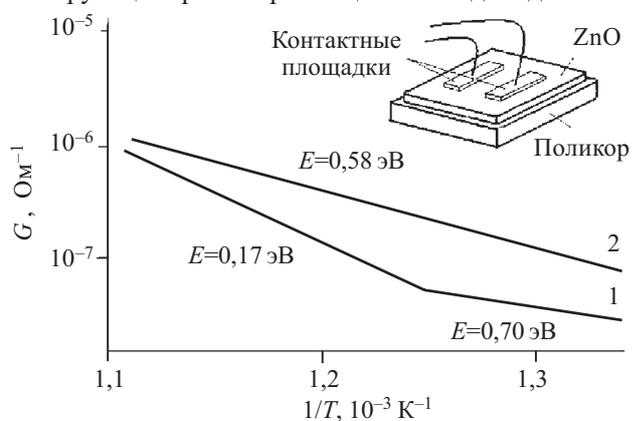


Рис. 7. Температурные зависимости продольной электропроводности пленок ZnO (слоистая структура поликор/ZnO):

1 — до отжига; 2 — после отжига

атомов как в кристаллической, так и в рентгеноаморфной фазах ZnO. Кроме того, примесь осаждается по границам волокон в виде включений металла и соответствующего оксида, которые, по данным рентгеновской дифрактометрии, рентгеноаморфные (до концентрации ≈ 10 ат.%). Концентрацию примеси в рентгеноаморфной и кристаллической фазах легированных пленок ZnO определяли методами инверсионной вольтамперометрии и микрорентгеноспектрального анализа.

Рентгенограммы и параметры, характеризующие строение пленок ZnO, сформированных при $U_{\text{см}}$ от +3 до -10 В, приведены на рис. 6 и в табл. 1. Оптимальной является полярность магнитов в дополнительной магнитной системе, противоположная полярности магнитов магнетрона.

Для пленок ZnO толщиной 2 мкм были измерены температурные зависимости продольной проводимости $G(1/T)$ в интервале температур 600—800 К (рис. 7). По зависимости $G(1/T)$ определены величины энергии активации проводимости (E) пленок ZnO.

Сформированные пленки ZnO в зависимости от условий процесса имеют удельное сопротивление $\rho=10^3\dots 10^5$ Ом·см, и при использовании в устройствах на поверхностных акустических волнах (ПАВ) низкоомных слоев закорачиваются электроды встречно-штыревых преобразователей (ВШП). С целью увеличения удельного сопротивления пленки ZnO отжигали или в процессе формирования легировали медью. Удельное сопротивление отожженных пленок возрастает на два-три порядка по сравнению с неотожженными и достигает величины 10^6 — 10^7 Ом·см. При легировании ZnO медью получали пленки с $\rho>10^8$ Ом·см.

Применение пленок ZnO в устройствах электронной техники

Слоистый звукопровод пленка алмаз/ZnO в устройствах на ПАВ. Отличительной особенностью слоистых звукопроводов является зависимость коэффициента электромеханической связи (k^2) и скорости поверхностной акустической волны Рэлея (V_R) от толщины слоя пьезоэлектрика, скорости распространения ультразвука, упругих, диэлектрических, пьезоэлектрических констант и ориентационных соотношений отдельных слоев, а также от выбранных направления распространения ПАВ и конструкции устройства [5—7].

Толщина слоя пьезоэлектрического материала в слоистой структуре подбирается исходя из условия получения максимального значения k^2 , которое для различных конструкций разное. Перспективность применения пленок ZnO ($V_R \approx 3$ км/с) в устройствах на ПАВ обусловлена большой величиной k^2 . На основе монокристаллических и наноструктурированных текстурованных пленок ZnO можно изготовить устройства на ПАВ с величиной $k^2>3\%$.

При создании устройств на ПАВ СВЧ-диапазона (>1 ГГц) перспективна пара алмаз/ZnO. Здесь преимущество структур алмаз/ZnO по сравнению с другими звукопроводами (монокристаллы и слоистые структуры, не содержащие слоя алмаза) связано с

Таблица 2

Параметры процессов осаждения поликластерных пленок алмаза

Метод	Нагретая нить	Дуговой разряд
Рабочий газ	1,5 об.% CH ₄ +H ₂	(1,5...4) об.% CH ₄ +H ₂
Давление газа, Па	3·10 ³	>10 ³
Температура подложки, К	800—1300	873—1473
Скорость осаждения, мкм/ч	0,2—2	До 40

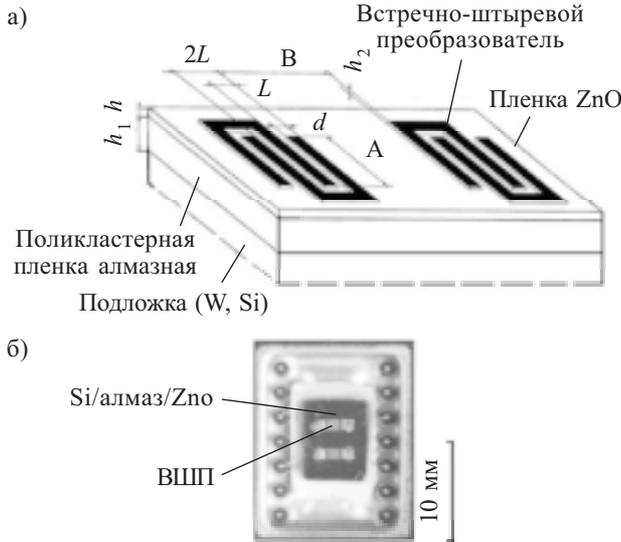


Рис. 8. Конструкция (а) и фотография (б) линии задержки на ПАВ на слоистом звукопроводе Si/алмаз/ZnO

повышением в 1,5—3 раза частоты обработки сигнала при одинаковой геометрии ВШП. Поверхностные акустические волны рэлеевского типа — упругие волны, в которых смещение атомов происходит в поверхностном слое с толщиной порядка длины волны (λ). Поэтому во всех конструкциях линий задержки (ЛЗ) и фильтров, сформированных с применением алмазного звукопровода, минимальная толщина слоистого звукопровода рассчитывается из соотношения $h+h_1 > \lambda$, где h — толщина пьезоэлектрической пленки ZnO, h_1 — толщина поликластерной пленки алмаза (рис. 8).

При использовании монокристаллического звукопровода, для которого известны табличные значения скорости ПАВ, вычисление периода ВШП ($2L$) не представляет труда. В слоистом звукопроводе вычислить скорость ПАВ сложно из-за трудности определения точного значения упругих постоянных наноструктурированной пленки пьезоэлектрика, формируемой ВЧ-магнетронным распылением и состоящей из кристаллической и аморфной фаз. Частота обработки сигнала равна $f = V_R / 4d$, где d — ширина электродов (зазоров) ($d = L/2$). Полоса пропускания уменьшается при увеличении числа пар электродов (M), поэтому одна и та же конструкция может быть и ЛЗ (время задержки равно B/V_R , где B — расстояние между группами ВШП), и фильтром.

Единственная возможность получения на неориентирующих подложках (аморфные и поликристаллические материалы) пленок ZnO, обладающих упорядоченным атомным строением и пьезоэлектрическими свойствами, — это применение методов распыления.

Исследовались слоистые структуры Si(W)/алмаз/ZnO, в которых поликластерную пленку алмаза получали различными методами (табл. 2). Поликластерные пленки алмаза ($\lambda_T = 400 \dots 1200$ Вт/(м·К); температурный коэффициент линейного расширения $\alpha = 1,6 \dots 3,0 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹; $\rho > 10^{13}$ Ом·см; термическая стабильность ≈ 873 К (на воздухе) и ≈ 1673 К (в вакууме

при $1,33 \cdot 10^{-5}$ Па)) формировали на базовых подложках из W ($\lambda_T = 160$ Вт/(м·К); $\alpha = 4,4 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹; $\rho = 5,8 \cdot 10^{-6}$ Ом·см) и Si ($\lambda_T = 120$ Вт/(м·К); $\alpha = 2,6 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹; $\rho = 10^{-3} \dots 10^5$ Ом·см).

Применялись только отожженные пленки ZnO ($\alpha = 4,6 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹; $\rho > 10^8$ Ом·см), имеющие $J = 60 \dots 80$ об.%; $a = 0,3261$ нм, $c = 0,5237$ нм; $L_{окр} = 30 \dots 35$ нм; $\sigma = 0,5 \dots 1,0^\circ$. Для увеличения ρ пьезоэлектрических пленок ZnO их легировали медью до концентрации $\approx 0,3$ ат.%. Использованные для создания устройств на ПАВ поликластерные пленки алмаза состояли из кристаллической (95—99 об.%) и рентгеноаморфной фаз.

Использовались беспористые поликластерные пленки алмаза ($L_{окр} = 800 \dots 1000$ нм) толщиной $h_1 = 12 \dots 86$ мкм. Эквидистантные ВШП изготавливали из пленки Al толщиной $h_2 \approx 0,2$ мкм фотолитографией, методами контактной печати и проекционной литографии. Пленки Al ($\rho = (3 \dots 3,2) \cdot 10^{-6}$ Ом·см) получали ВЧ-магнетронным распылением металлических мишеней. При использовании конструкции W/алмаз/ZnO/ВШП ($h_1 = 42$ мкм, $h = 6$ мкм, $d = 40$ мкм, $M = 8,5$) скорость ПАВ составляла 8,82 км/с [8].

Была исследована зависимость k^2 от толщины пленки ZnO, выращенной магнетронным распылением на постоянном токе, для конструкции алмаз/ZnO/ВШП. При $h/\lambda > 0,3$ значение k^2 постоянно и равно $\approx 1,1\%$. На частоту обработки сигнала и внесенные потери фильтров на ПАВ сильное влияние оказывает строение слоя пьезоэлектрического материала. С увеличением J и размера кристаллитов, а также с уменьшением разориентации кристаллитов относительно оси текстуры, вносимые потери могут быть уменьшены на $\approx 20\%$.

Акустическая волна движется по кристаллитам алмаза, состоящим из аксиально текстурированных пластин толщиной 50—100 нм, и монокристаллическим волокнам ZnO с поперечным размером 50—300 нм, а также по рентгеноаморфным фазам алмазоподобного углерода и ZnO.

Линии задержки на слоистых структурах ситалл/ZnO. Характеристики слоистого звукопровода с использованием пьезоэлектрической пленки ZnO проверялись экспериментально на образцах ЛЗ, сформированных на подложках из ситалла ($\alpha_T = 5 \cdot 10^{-6}$ К⁻¹).

Расчет геометрических размеров ВШП основывается на известных значениях k^2 , V_R и удельной емко-

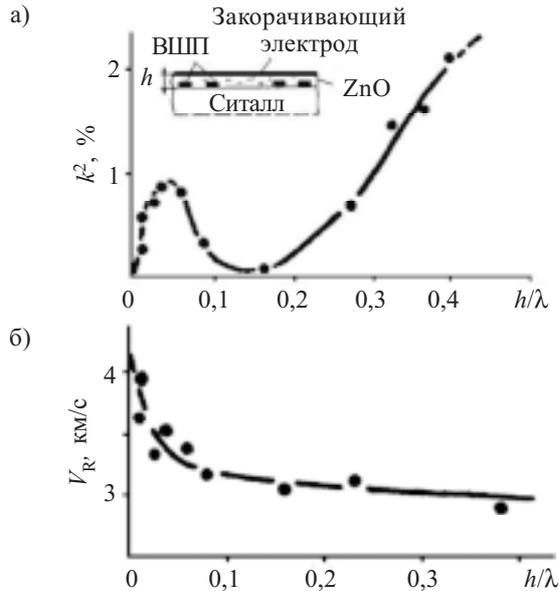


Рис. 9. Влияние толщины пленок ZnO на параметры слоистого звукопровода:

a — коэффициент электромеханической связи k^2 ; *б* — скорость ПАВ V_R

сти пары электродов (C_F). Для подложек из пьезоэлектрических материалов числовые значения этих величин определены. Однако для подложек с пьезоэлектрическими пленками указанные значения определяются взаимным расположением подложки, преобразователя ПАВ, пьезоэлектрической пленки и закорачивающего электрода. Применяемая в данной работе конструкция ситалл/ВШП/ZnO представлена на рис. 9, *a*. Значения k^2 , V_R и C_F зависят также от h и λ . Для определения этих величин использовали ЛЗ с $M=40$ и $\lambda=28$ мкм. Значения k^2 определяли по сопротивлению излучению ВШП при согласовании его индуктивными элементами на частоте акустического синхронизма. Скорость ПАВ определяли по периоду преобразователя ПАВ.

Зависимость эффективного k^2 от соотношения h/λ приведена на рис. 9, *a*. Величина k^2 составляет $\approx 2\%$ при $h/\lambda=0,4\dots 0,45$, что делает перспективным применение пленок ZnO для изготовления устройств на ПАВ. Если учесть, что лучшие структурные характеристики сильнотекстурированных по $\langle 0001 \rangle$ пленок ZnO достигаются при их формировании с относительно невысокой скоростью, то на частотах >70 МГц, для которых требуются пленки ZnO небольшой (5—7 мкм) толщины, можно изготавливать устройства на ПАВ с величиной $k^2 \approx 2\%$. На меньших частотах, из-за трудностей получения толстых (несколько десятков микрон) пленок ZnO, ВШП изготавливают исходя из условия, что пленки ZnO имеют толщину, соответствующую величине первого максимума ($0,035 \lambda$).

На рис. 9, *б* представлена зависимость изменения скорости ПАВ от величины h/λ . В области значений $0 < h/\lambda \leq 0,1$ наблюдается наиболее сильное изменение V_R . С увеличением толщины пленки ZnO ($h > 0,1 \lambda$) скорость ПАВ уменьшается незначительно. Для первого максимума в зависимости $k^2(h/\lambda)$ фазовая скорость ПАВ на ситалловых подложках составляет 3,4 км/с (рис. 9, *a, б*). Поскольку в области значений

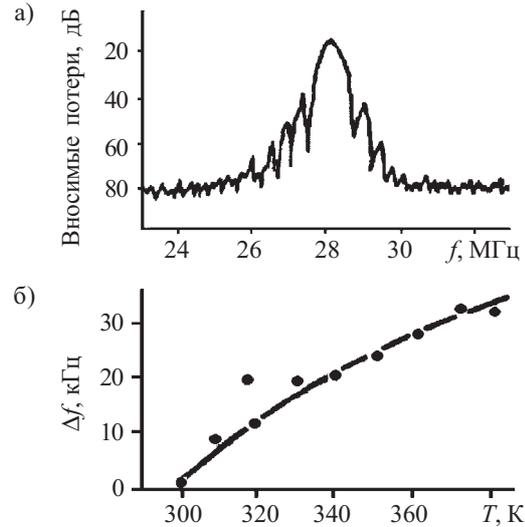


Рис. 10. Характеристики устройств на ПАВ на основе пленок ZnO, сформированных на подложках из ситалла: *a* — АЧХ линии задержки; *б* — температурная зависимость частоты

$h/\lambda=0,035$ скорость ПАВ существенно изменяется, то в процессе осаждения пленки ZnO необходимо строго контролировать ее толщину и однородность толщины по поверхности подложки.

Частотная зависимость вносимых потерь ($\gamma_{\text{п}}$) устройств на ПАВ определялась на простой линии задержки. На ситалловой подложке были сформированы два неаподизованных преобразователя ($M=40$, $\lambda=120$ мкм, $A=8$ мм). Амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) устройства на ПАВ представлена на рис. 10, *a*. Вносимые потери в полосе пропускания $\gamma_{\text{п}}=15\dots 16$ дБ при условии, что статическая емкость обоих преобразователей компенсировалась индукционными элементами. В отсутствие компенсации статической емкости вносимые потери увеличивались до 25—30 дБ. Для такой линии задержки искажения АЧХ в полосе пропускания не превышали 1 дБ.

Температурную стабильность устройств на ПАВ определяли по изменению частоты (Δf) одномодового ПАВ-генератора с линией задержки (рис. 10, *б*), включенной в качестве частотно-задающего элемента. В области температур 300—380 К температурный коэффициент изменения частоты не превышал $20 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Это значение почти в 5 раз меньше, чем для подложек из LiNbO_3 , у которого температурный коэффициент изменения частоты равен $90 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$.

Пленки ZnO — отражающие зеркала УФ-диапазона. Оксид цинка является перспективным материалом для тонкопленочных отражающих покрытий в УФ-области спектра. Особенностью тонких пленок является не только высокий коэффициент отражения (80—85%), но и высокая оптическая прочность, позволяющая использовать их при удельной мощности более 1 МВт/см² при частоте повторения импульсов до 1 кГц и длительности ≈ 1 мкс. Для пленок ZnO характерен достаточно широкий спектральный диапазон отражения. Все эти свойства в сочетании со значительно меньшей стоимостью (по сравнению с многослойными диэлектрическими зеркалами) делают

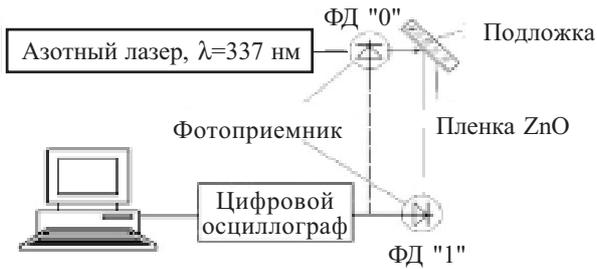


Рис. 11. Схема измерения коэффициента отражения пленок ZnO

пленки ZnO перспективным материалом в области покрытий для УФ лазерной техники.

Пленки ZnO толщиной 0,8—1 мкм были исследованы на отражение падающего излучения (рис. 11). В качестве источника света использовался импульсный азотный лазер ($\lambda=337$ нм). Приемником излучения служили кремниевые ррн-фотодиоды (ФД), сигналы с которых поступали на цифровой осциллограф TDS3032 (ТЕКТРОНИХ). Результат измерения усреднялся по 200 импульсам, что обеспечило точность измерения $\pm 0,5\%$. Угол падения излучения на образец составлял $\approx 45^\circ$.

Таблица 3

Влияние расположения полюсов магнитов на коэффициент отражения пленок ZnO

Расположение магнитов магнитной системы относительно магнетрона	$k_1, \%$	$k_2, \%$
Без дополнительной магнитной системы	80,3	79,6
Полюса магнитных систем совпадают	73,4	80,9
Полюса магнитных систем противоположны	81,0	80,3

Таблица 4

Зависимость коэффициента отражения от напряжения смещения

$U_{см}, В$	$k_1, \%$	$k_2, \%$
-6...-11	77,0	82,1
-5...-10	81,5	83,2
-2...-3	81,5	85,0
-1...-3	73,9	83,5
+2...+3	83,6	86,9

Фотодиодом замерялась интенсивность излучения лазера до попадания на пленку (I_0) (положение ФД "0") и интенсивность отраженного пленкой излучения (I_r) (положение ФД "1"). Для всех пленок коэффициент отражения $k=I_r/I_0 \cdot 100\%$ измерялся до и после отжига (k_1 и k_2 , соответственно). В табл. 3 приведены значения k для пленок, полученных в режиме без $U_{см}$ (подложкодержатель заземлен), а в табл. 4 показана зависимость k от $U_{см}$ (расположение полюсов магнитов магнетрона и дополнительной магнитной системы противоположное).

Лучшие параметры наблюдали у отожженных пленок, сформированных при небольшом электрическом смещении на подложкодержателе ($U_{см} \approx -3...+3 В$).

Выводы

Разработано оборудование для магнетронного распыления материалов с воздействием на формируемую пленку магнитного поля, создаваемого дополнительной магнитной системой. Метод позволяет получать при низких температурах ($< 420 К$) на неориентирующихся подложках наноструктурированные пленки ZnO с упорядоченным строением кристаллической фазы и обладающих заданными функциональными свойствами, изготавливать на их основе многослойные структуры для создания устройств электронной техники и оптики с улучшенными эксплуатационными характеристиками.

Показана возможность использования слоистой структуры подложка/ZnO (подложка — ситалл, поликластерная пленка алмаза) при изготовлении устройств на ПАВ. Пленки ZnO, полученные разработанным методом, обладают коэффициентом отражения $> 82\%$ в ближней ультрафиолетовой зоне. При этом наблюдается высокая стойкость к лазерному излучению, что дает возможность использовать пленки ZnO для создания отражающих покрытий в мощных УФ лазерных системах.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

- Belyanin A. F., Pashchenko P. V., Senchenok A. E. et al. Magnetron sputtering apparatus for depositing films of various materials // Thin Films in Electronics. Proceedings of 12th International Symposium.— Kharkov, Ukraine.— 2001.— P. 330—335.
- Белянин А. Ф., Пашченко П. В., Семенов А. П. Устройство высокочастотного магнетронного распыления для выращивания тонких пленок // Приборы и техника эксперимента.— 1991.— № 3.— С. 220—222.
- Крегер Ф. Химия несовершенных кристаллов.— М.: Мир, 1969.
- Платонов А. Н. Природа окраски минералов.— Киев: Наукова думка, 1976.
- Поверхностные акустические волны / Под ред. А. Олинера.— М.: Мир, 1981.
- Белянин А. Ф., Самойлович М. И., Пашченко П. В., Багдасарян С. А. Слоистые структуры алмазоподобный углерод/AlN(ZnO) в устройствах на поверхностных акустических волнах // Системы и средства связи, телевидения и радиовещания.— 2004.— № 1—2.— С. 58—63.
- Белянин А. Ф., Самойлович М. И., Ковальский К. А. и др. Наноструктурированные пленки AlN и ZnO в электронной технике // Наука и технология в промышленности.— 2005.— № 2.— С. 46—57.
- Белянин А. Ф., Зима В. Н., Алексенко А. Е. и др. Применение алмазных пленок в качестве звукопровода устройств на ПАВ // Тонкие пленки в электронике. Мат-лы III Межрегионального совещания.— Йошкар-Ола: МГТУ, 1992.— С. 162—167.

Д. т. н. А. А. АЩЕУЛОВ, к. т. н. Ю. Г. ДОБРОВОЛЬСКИЙ,
к. т. н. И. С. РОМАНЮК

Украина, г. Черновцы, Институт термоэлектричества,
НПФ «Тензор», ОАО «Кварц»
E-mail: chtenz@chv.ukrpack.net

Дата поступления в редакцию
22.05 2006 г.

Оппонент к. т. н. В. П. ЗАЙКОВ
(НИИ "Шторм", г. Одесса)

ПОВЫШЕНИЕ АДГЕЗИОННОЙ ПРОЧНОСТИ НИКЕЛЕВЫХ КОНТАКТОВ ВЕТВЕЙ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МОДУЛЕЙ

Адгезионная прочность получаемых слоев никеля возрастает в 1,5–2 раза, а ее изменение после циклических испытаний на надежность не превышает 10%.

Обеспечение надежности ветвей термоэлектрических модулей (ТЭМ) Пельтье на основе кристаллов твердых растворов Bi–Te–Se–Sb является актуальной задачей термоэлектричества. Надежность определяется многими факторами, в том числе адгезионной прочностью контактов.

В настоящее время известны различные методы создания антидиффузионных слоев на пластинах термоэлектрических материалов, из которых в дальнейшем изготавливаются ветви ТЭМ, — химический, электрохимический, напыление в вакууме и метод облуживания припоями [1–5].

Химическое осаждение слоев железа, никеля, хрома или других элементов переходной группы таблицы Менделеева на кристаллах твердых растворов Bi–Te–Se–Sb является достаточно технологичным, однако не обеспечивает необходимой механической прочности таких слоев.

Целью настоящей работы является получение антидиффузионных переходных никелевых контактов ветвей из кристаллов твердых растворов Bi–Te–Se–Sb с повышенной адгезионной прочностью и надежностью [6]. Для этого были проведены комплексные исследования, позволившие модернизировать процесс отжига пластин с химически осажденными слоями никеля.

Между слоем никеля на поверхности пластины и атомами Bi, Te, Se, Sb кристалла образуется химическая связь — за счет переключения валентных связей кристалла и последующего образования промежуточного химического соединения, обеспечивающего достаточно высокий уровень адгезии [1]. Проведение температурного отжига не только значительно снижает степень дефектности объема пластины в приповерхностной области и величину внутренних упругих напряжений, но и повышает количество валентных связей между никелем и матрицей кристалла [5].

Предлагаемая авторами модернизация заключается в воздействии постоянного магнитного и импульсного электрического полей в течение всего времени отжига пластины со слоем никеля.

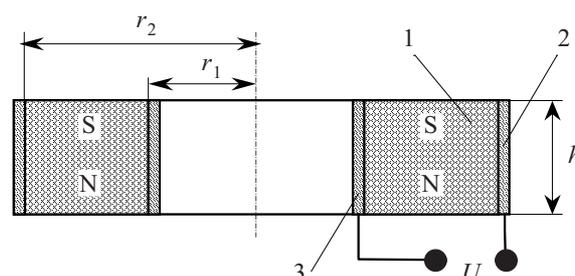


Рис. 1. Конструкция цилиндрического гиротропного конденсатора:

1 — ферродиэлектрический цилиндр; 2, 3 — обкладки конденсатора

Полевое воздействие осуществлялось с использованием описанного в [7] метода с помощью цилиндрического гиротропного конденсатора [8, 9]. Это устройство (рис. 1) представляет собой ферродиэлектрический цилиндр 1, обладающий остаточным магнитным полем, которое ориентировано так, что разноименные полюса расположены на противоположных торцевых гранях. На внешней и внутренней стороне этого цилиндра расположены металлические кольца 2 и 3, выступающие в роли обкладок конденсатора. Приложение к ним импульсного напряжения U приводит к взаимодействию электрического и магнитного полей и, как следствие, к появлению полей кручения [10], характеризующихся наличием радиальных и осевых составляющих. Совместно с геометрическим фактором — кольцевой формой магнита — это приводит к концентрации осевой составляющей электрического поля конденсатора на некотором расстоянии от устройства на его осевой линии. При этом плотность электрического поля на несколько порядков превышает плотность его радиальной составляющей. Повышение плотности электрического поля и коррекция его расположения осуществляются с помощью специальной внешней металлической поверхности конической формы.

Полевое воздействие осуществлялось при оптимальных значениях напряженности электрического и магнитного полей — соответственно $E=7,2$ В/см и $H=0,27$ Т. Эти значения были определены экспериментально для пластин из кристаллов твердых растворов Bi–Te–Se–Sb с никелевыми слоями. Отжиг производился при температуре 575 К в атмосфере водорода. Его особенностью была малая скорость повышения и снижения температуры в начале и по завер-

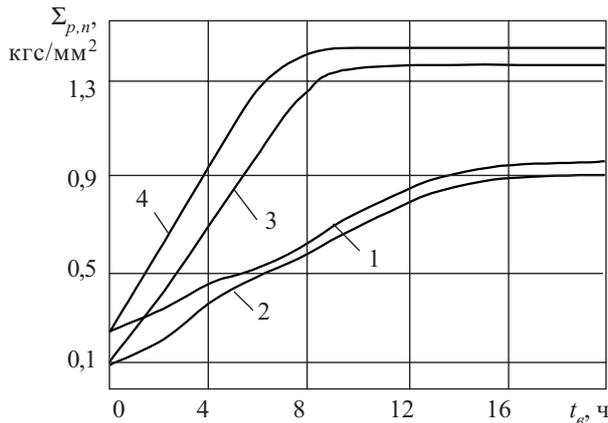


Рис. 2. Зависимость адгезионной прочности никелевых контактов для пластин *p*- (1, 4) и *n*-типа проводимости (2, 3) от времени отжига:

1, 2 — в обычных условиях; 3, 4 — в условиях полевого воздействия

процесса. Адгезионная прочность полученных слоев определялась по стандартной методике [11, 12].

Как видно из рис. 2, полевая обработка пластин в процессе термического отжига позволила уменьшить время отжига до 8—10 ч. При этом адгезионная прочность полученных никелевых контактов возросла в полтора раза.

Подготовленные вышеописанным способом пластины нарезаются на ветви, имеющие на торцах антидиффузионные переходные никелевые контакты.

Слой на ветвях *p*-типа проводимости имеют толщину 20—25 мкм, на ветвях *n*-типа — 10—12 мкм. Величина переходного сопротивления этих слоев составляет при $T=300\text{ К}$ $R_{kp}=5\cdot 10^{-6}\text{ Ом/см}$ и $R_{kn}=3\cdot 10^{-6}\text{ Ом/см}$, соответственно, а адгезионная прочность находится в пределах $\Sigma_{p,n}=1,35\text{--}1,45\text{ кгс/мм}^2$.

Собранные из полученных ветвей термоэлектрические модули испытывались на надежность в циклическом режиме по стандартной [13] методике (1000 ч) при температурах 213, 293 и 333 К. Испытания проводились на 24 ТЭМ, 12 из которых собирались из ветвей, полученных по усовершенствованной технологии, а другие 12 — по обычной. При этом все ТЭМ обеспечивали значение перепада температуры не ниже 65 К.

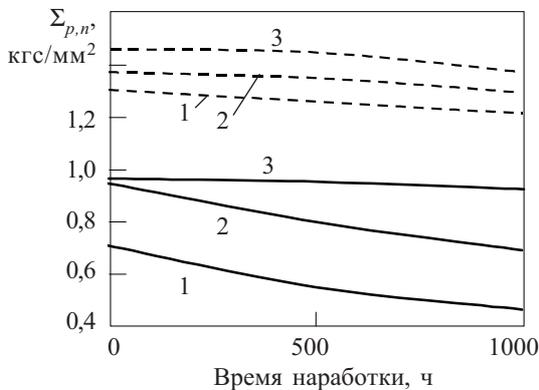


Рис. 3. Изменение адгезионной прочности обычных никелевых контактов (сплошная линия) и полученных при полевым воздействии (штрих) после циклических испытаний на надежность при различных температурах: 1 — при 333 К; 2 — при 213 К; 3 — при 293 К

После испытаний на надежность измерялась адгезионная прочность контактов.

Из результатов исследований, приведенных на рис. 3, следует, что в нормальных климатических условиях адгезионная прочность слоев никеля, полученных при полевым воздействии, возросла в 1,5 раза, а при 333 К — в 1,8—1,9 раза. При этом после испытаний на надежность в течение 1000 ч адгезионная прочность таких контактов снижалась не более чем на 10%, в то время как в образцах, полученных по обычной технологии, — приблизительно на 50%.

Таким образом, усовершенствованная технология получения антидиффузионных никелевых контактов ветвей термоэлектрических модулей из кристаллов твердых растворов Bi—Te—Se—Sb обеспечивает повышение их адгезионной прочности в 1,5—2 раза.

Адгезионная прочность полученных контактов составила 1,35—1,45 кгс/мм², а после циклических испытаний на надежность в диапазоне температур 213—333 К она уменьшилась не более чем на 10%.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Джамалов М. А., Бархаров Б. Ш., Талаев Э. Ю. и др. Зависимость контактного сопротивления термоэлементов на основе монокристаллов твердых растворов системы Bi_2Te_3 от состава контактного материала при $T=77\text{--}300\text{ К}$ // Изв. АН СССР. Неорганические материалы.— 1983.— Т. 19, вып. 4.— С. 593—597.
2. Pat. 1103297GB. Improvements in or relating to the production of metal coatings / SIEMENS AG Requested.— 14.02.1968.
3. Алиева Т. Д., Абдинов Д. Ш., Талаев Э. Ю. и др. Влияние обработки поверхности термоэлектрических материалов на свойства термоэлементов, изготовленных из твердых растворов систем $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{--Bi}_2\text{Se}_3$ и $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{--Sb}_2\text{Te}_3$ // Изв. АН СССР. Неорганические материалы.— 1981.— Т. 17, вып. 17.— С. 1773—1775.
4. А. с. 1498329 СССР. Способ коммутации термоэлементов / А. А. Айвазов, Ю. И. Штерн, О. А. Божков.— 1989.— Бюл. № 5.
5. Алиева Т. Д., Фейзинов Я. С., Мусаев Ф. Г. и др. Сопротивление и адгезионная прочность переходных контактов на границах разделов монокристаллов твердых растворов систем $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{--Bi}_2\text{Se}_3$ и $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{--Sb}_2\text{Te}_3$ со слоями никеля и эвтектикой системы Bi—Sb // Изв. АН СССР. Неорганические материалы.— 1990.— Т. 26, вып. 4.— С. 716—718.
6. Ащеулов А. А., Романюк И. С., Добровольский Ю. Г. и др. Охладители Пельтье повышенной надежности для фотоприемников // Прикладная физика.— 2003.— Вып. 2.— С. 114—117.
7. Ащеулов А. А., Добровольский Ю. Г., Романюк И. С. Дослідження впливу певних комбінацій електричного та магнітного полів на властивості напівпровідникових приладів // Науков. вісн. ЧНУ. Фізика.— 1998.— Вип. 29.— С. 173—176.
8. Майборода В. П. Изменение структуры меди на стадии предплавления // Известия АН СССР. Металлы.— 1990.— № 4.— С. 49—52.
9. Maiboroda V. P. Investigation of gallium and indium during melting / Thin Solid Films.— 1990.— Vol. 195.— P. 1—10.
10. Тамм И. Е. Основы теории электричества.— М.: Гостехиздат, 1946.
11. Зимон А. Д. Адгезия пленок и покрытий.— М.: Химия, 1977.
12. Углов А. А., Анищенко Л. М., Кузнецов С. Е. Адгезионная способность пленок.— М.: Радио и связь, 1987.
13. ГОСТ 20.57.404—81. Комплексная система контроля качества. Изделия электронной техники, квантовой электроники и электротехнические. Методы оценки соответствия требованиям по надежности.

К. ф.-м. н. С. М. РОТНЕР, д. т. н. В. А. МОКРИЦКИЙ,
В. В. ЛАГУТИН, Ю. С. МЕДВЕДЕНКО

Украина, г. Одесса, СП «ЛАЭТ», Одесский национальный
политехнический университет
E-mail: mokrickiy@mail.ru

Дата поступления в редакцию
03.05 2006 г.

Оппонент к. т. н. Н. М. ВАКИВ
(НПП "Карат", г. Львов)

МОЩНЫЕ РЕЗИСТОРЫ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ (АЛМАЗОПОДОБНЫХ) ПЛЕНОК

Рассматриваются свойства и предлагаются условия синтеза и легирования углеродных (алмазоподобных) пленок для изготовления на их основе мощных резисторов нового поколения.

Проблема получения качественных резисторов состоит в достижении сочетания высокой надежности, линейности, высокой стабильности, низкого значения ТКС, высокой коррозионной стойкости. Технологический процесс получения такого рода элементов должен быть достаточно производителен и относительно дешев.

Известно, что резистивные материалы, используемые в настоящее время, не имеют комплекса вышеперечисленных свойств, а их технология строится в основном на применении электропроводящих пленок и паст, имеющих высокую зернистость структуры, а значит, и высокую степень износа, т. е. низкую надежность.

Предлагаемые резисторы создаются на основе углеродных пленок, имеющих структуру алмаза. Это позволяет называть их алмазоподобными пленками (АПП). К основным функциональным достоинствам АПП и резисторов на их основе относятся термостойкость, высокая стабильность, стойкость к сверхвысокой плотности тока, отсутствие реактивного сопротивления.

Введение в АПП легирующей примеси позволяет получить промежуточные свойства материала от металла до диэлектрика. Однако до настоящего времени не было эффективного решения задачи легирования углеродных пленок. Такое решение найдено в СП «ЛАЭТ» (г. Одесса).

Целью работы является анализ свойств резисторов нового поколения, полученных на основе углеродных (алмазоподобных) пленок.

Исходная углеродная пленка — диэлектрик. Для практического применения ее в качестве пассивного элемента необходимо иметь возможность изменять ее удельное поверхностное сопротивление. Это достигается легированием углеродной пленки различными металлами. Наиболее рационально совмещать легирование с процессом синтеза АПП, основными методами которого являются термическое испарение, ВЧ-распыление, магнетронное распыление, химическое парофазное осаждение.

В данной работе АПП получали путем совмещения синтеза пленки при химическом осаждении углерода, получаемого в плазматроне при разложении кремнийорганического масла, с легированием ее атомами различных металлов, поток которых получали распылением мишени магнетронным методом. Плазматрон и магнетрон конструктивно совмещаются под колпаком вакуумной установки и работают одновременно. Получаемые в них потоки атомов углерода и металла одновременно осаждаются на подложку в условиях воздействия на нее ВЧ-поля. В результате структура АПП представляет собой углеродную матрицу с внедренными в нее атомами металла.

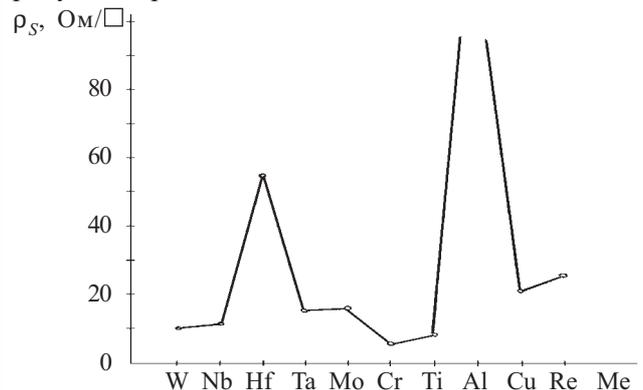


Рис. 1. Диаграмма изменения удельного поверхностного сопротивления АПП ρ_s в зависимости от типа легирующего металла

В процессе работы проводилось легирование АПП различными металлами. На **рис. 1** представлена диаграмма зависимости удельного поверхностного сопротивления АПП от типа легирующего металла. Почти все использованные металлы дают близкие результаты. Отличие данных по гафнию и алюминию объясняется, вероятно, частичным их окислением компонентами плазмы.

Для исследования состава пленок использовали резерфордовское обратное рассеяние, а для определения содержания углерода и водорода — ядерные реакции. Было установлено, что распределение углерода и водорода по глубине слоя достаточно однородно. Измерения проводимости также показали, что за исключением очень тонких слоев с высоким сопротивлением, формирующихся в начале осаждения, распределение удельного сопротивления однородно по всей толщине АПП.

Для определения механизма внедрения металла в матрицу АПП исследовалась плотность пленок в зависимости от степени легирования (удельного сопротивления). На **рис. 2** представлена зависимость плотности пленок от удельного сопротивления для АПП:Hf и АПП:Nb. Характер зависимости весьма схож. Тип металла заметно влияет на результирующую плотность пленки.

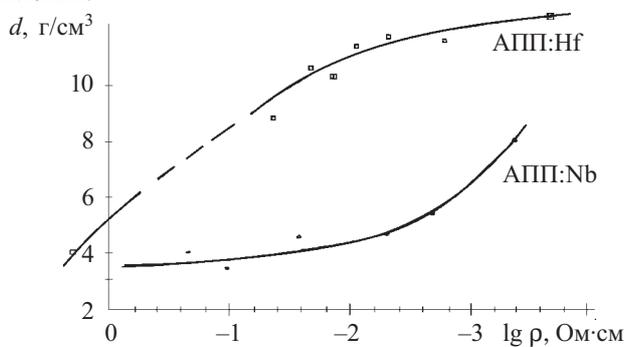


Рис. 2. Зависимость плотности d пленок АПП:Hf и АПП:Nb от удельного сопротивления

Существенным фактором, влияющим на структуру и свойства пленок, являются механические напряжения, возникающие в структуре при совместном распылении металла и синтезе АПП. Причины возникновения напряжений могут быть различны. Это и различие коэффициентов линейного расширения подложки и пленки, и собственные напряжения в ней, возникающие при больших концентрациях легирующей примеси. Определение суммарных напряжений структуры "подложка—пленка" производилось путем измерения изгиба кремниевой пластины с нанесенной пленкой методом рентгеновской дифракции.

После ионной очистки в стандартном режиме шероховатость поверхности подложки улучшается за счет удаления микрорельефа. Макрорельеф при этом практически не изменяется. После нанесения АПП:Ме ее поверхностная шероховатость не повторяет структуру исходной поверхности.

Исследование структуры пленок проводилось методами просвечивающей электронной микроскопии, оже-электронной спектроскопии, электронографии, рентгеновской дифракции, растровой электронной микроскопии. Пленки для исследований выращивали на подложках из ситалла, графита, кремния и арсенида галлия. Было изучено также, как влияет на структуру отжиг пленок при $T=600^\circ\text{C}$. Отжиг проводился в вакууме с остаточным давлением $(2,6...3,9)\cdot 10^{-3}$ Па в течение 30 мин. При исследовании пленок на подложках из ситалла с помощью просвечивающей электронной микроскопии образцы готовились по двум методикам: 1) механической шлифовкой с последующим утоньшением ионным травлением; 2) скалыванием.

Для исследования распределения легирующей примеси в АПП:Ме использовалась электронная оже-спектроскопия. В пленках, легированных Си, наблюдается образование кластеров меди размером 20—30 мкм. В пленках, легированных Сг и Hf, распределение примеси более равномерное. Исследование структурного состояния пленки с легирующей примесью после осаждения и после отжига проводилось

методом съемки в камере Дебая с помощью косоугольного шлифа. Точечные рефлексы на дебаеграммах соответствуют отражениям от монокристаллической подложки. Установлено, что структурное состояние пленки и примеси при легировании Сг дифракционно-аморфное до и после отжига в вакууме. Легирование пленок гафнием приводит к образованию карбида гафния, который присутствует в пленке и после отжига. При легировании пленки медью образуется структура, устойчивая к отжигу.

С целью установления состояния и фазового состава поверхностного слоя пленки был проведен электронографический фазовый анализ. Он осуществлялся на электронографе ЭМР-100 при ускоряющем напряжении 75 кВ в режиме съемки «на отражение». На электронограммах пленок, легированных Hf и Сг, отсутствовали дифракционные рефлексы, что свидетельствовало о дифракционно-аморфном состоянии приповерхностного слоя. На электронограмме пленки, легированной Си, присутствовали рефлексы от оксида меди.

Электропроводные пленки имеют специфические и важные для нужд электроники и электротехники свойства:

- низкая величина ТКС — 10^{-6} — 10^{-4} K^{-1} ;
- широкий диапазон удельного сопротивления: от 10^{-4} до 10^9 $\text{Ом}\cdot\text{см}$;
- высокая стойкость к сверхвысоким плотностям тока (более 10^6 А/см^2);
- высокая радиационная стойкость;
- высокая однородность, термостойкость и низкий уровень шумов.

Эти свойства позволили разработать новый класс резисторов на основе алмазоподобных пленок. В них в качестве подложки используется керамика из Al_2O_3 (ВК-94, ВК-100), AlN , Si_3N_4 . Это позволяет увеличить теплоотдачу и уменьшить ТКС элементов.

К безусловным преимуществам резисторов на основе АПП следует отнести: низкую материалоемкость, термостойкость резистивной пленки, высокую стабильность во времени, стойкость к сверхвысоким токам (до 10^6 А/см^2), возможность получения мощных резисторов с малыми значениями ТКС, отсутствие реактивного сопротивления [3].

В АПП наблюдается зависимость ТКС от сопротивления (**рис. 3**). При напылении АПП с сопротивлением выше 3000 Ом/ отрицательное значение ТКС

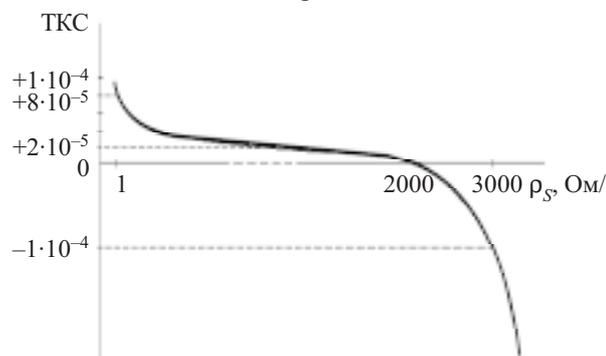


Рис. 3. Зависимость ТКС от удельного поверхностного сопротивления напыленной резистивной пленки АПП:Ti

МАТЕРИАЛЫ ЭЛЕКТРОНИКИ

Сравнение мощных резисторов, выпускаемых разными фирмами

Производитель	Марка резистора	Тип резистора	Размеры, мм	Масса, г, не более	Диапазон сопротивлений	ТКС, $10^{-5} K^{-1}$	Рабочая температура при номинальной мощности, °C	Предельная температура, °C	Напряжение пробоя, В, не менее	Индуктивность	Особенности установки	Дополнительные особенности
СП "ЛАЭТ", Одесса	РА-6-100 Вт	Пленочный	16×22×3,2	5	0,1 Ом — 10 МОм	20—80	-60—+80	250	3000	Нет	Установка на шасси, радиатор	Электроизолирован
То же	РА-7-100 Вт	То же	16×31×3,8	8	0,1 Ом — 10 МОм	20—80	-60—+300	550	3000	"	То же	Электроизолирован. Может быть использован как нагреватель для бытовой техники, пресс-форм и т. д.
"	РА-7-250 Вт	"	16×31×3,8	8	0,1 Ом — 10 МОм	20—80	-60—+120	550	3000	"	"	То же
РЕОМ, С.-Петербург	Р1-69-100 Вт	Металлопленочный	300×21×21	180	17; 21; 37,5; 50,75 Ом	200—500	-60—+55	200	...	"	Радиатор не требуется	Поставляется без отвода. Не изолирован
Pacific resistor (США)	110СН	Проволочный	89×45×71	400	До 90 кОм	20—90	-60—+25	275	5500	Низкая	Установка на шасси, радиатор	Электроизолирован
То же	MP9100	Пленочный	16×21×4,95	5	0,05 Ом — 100 Ом	20—80	-55—+25	175	1500	Нет	Установка на радиатор, шасси	То же
"	HDP247	То же	16×20×4	5	0,05 — 10 кОм	100	-55—+25	200	750	"	То же	Не изолирован

растет. Полученный резистор будет иметь неудовлетворительную зависимость изменения сопротивления от температуры. Поэтому для получения резисторов с низким значением ТКС и высоким сопротивлением необходимо использовать подгонку его величины к заданным значениям с определенной точностью.

В качестве инструмента подгонки используется лазерная установка для обработки твердых тел.

Сравнительный анализ свойств резисторов, производимых СП «ЛАЭТ», и резисторов других фирм представлен в **таблице**. К безусловным достоинствам мощных резисторов на основе алмазоподобных пленок СП «ЛАЭТ» относятся широкий диапазон сопротивлений (от 0,1 Ом до 10 МОм), низкое значение ТКС (не более $2 \cdot 10^{-5} K^{-1}$), широкий диапазон рабочих температур, высокая термостойкость резистивной пленки (не менее 550°C), напряжение пробоя не менее 3000 В.

Выводы

1. Используемый метод легирования углеродных пленок позволяет вводить в них в качестве примеси такие металлы как W, Mo, Ta, Ti, Nb, Hf, Cr, Al, Cu, Re в концентрации, достаточной для управления элект-

рическим сопротивлением в широком диапазоне (от 0,1 Ом до 10 МОм).

Отличительной особенностью таких пленок от ранее известных является возможность управления температурным коэффициентом сопротивления от $-2 \cdot 10^{-5}$ до $+10^{-7} K^{-1}$. Их выгодно отличает способность выдерживать плотность тока до $10^6 A/cm^2$ и отсутствие реактивного сопротивления.

2. Указанные свойства позволили получить резисторы нового поколения, способные рассеивать мощность до 250 Вт при размерах 16×31×3,8 мм и сохранять работоспособность до температуры 270°C. Подобные резисторы не имеют аналогов в мировой практике изготовления пассивных элементов радиоэлектроники.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Kumar S., Trodahl H. J. Nonmetallic films precipitation machine // Thin Solid Films.— 1990.— N 193/194.— P. 72—76.
2. Biederman H., Chnctacek J., Slavinska D. et al. Diamondlike materials thin films // Vacuum.— 1989.— Vol. 39, N 1.— P. 13—15.
3. Dimigen H., Hubsh H., Memming R. Diamondlike resistors properties // Appl. Phys. Lett.— 1987.— Vol. 50, N 16.— P. 1056—1058.

К. т. н. Л. А. МИХЕЕНКО, к. т. н. В. Н. БОРОВИЦКИЙ

Украина, НТУУ «Киевский политехнический институт»
E-mail: volodymyr_borovytsky@iss.org.ua

Дата поступления в редакцию
07.06 2006 г.

Оппонент В. Г. ЮРЬЕВ
(ЦКБ "Ритм", г. Черновцы)

ИЗЛУЧАТЕЛЬ ПЕРЕМЕННОЙ ЯРКОСТИ НА ОСНОВЕ СОПРЯЖЕННЫХ ИНТЕГРИРУЮЩИХ СФЕР

Предложен принципиально новый осветитель для измерений энергетических характеристик цифровых оптико-электронных систем с матричными приемниками изображения.

В последнее время наблюдается быстрое развитие цифровых оптико-электронных систем (ЦОЭС) с матричными приемниками излучения (МПИ) — цифровых фотоаппаратов, цифровых видеокамер, веб-камер, специализированных цифровых камер для оптической микроскопии, астрономии, дистанционного зондирования, автоматических и полуавтоматических систем наблюдения и сопровождения [1]. Однако дальнейшее совершенствование таких систем в значительной мере сдерживается недостаточным уровнем методов и средств измерения их энергетических характеристик — в первую очередь функции передачи сигнала и неравномерности оптических и электрических характеристик фоточувствительных элементов МПИ.

Важнейшей особенностью измерения энергетических характеристик ЦОЭС с МПИ являются высокие требования к излучателю, который должен соответствовать следующим техническим условиям [1, 2]:

1. Излучатель должен обеспечивать освещение большого количества фоточувствительных элементов МПИ — более 2048×2048 при площади МПИ более 15×15 мм с неравномерностью менее 1—3%.

2. Излучатель должен обладать широким динамическим диапазоном изменения освещенности МПИ — не менее 10^4 — без изменения спектрального состава и степени поляризации оптического излучения.

3. Излучатель должен обладать линейностью выходной характеристики с отклонением менее 1—3%.

4. Излучатель должен обеспечивать высокое значение максимальной освещенности входного зрачка ЦОЭС или фоточувствительной площадки МПИ — более 5 Вт/м², что соответствует яркости излучателя не менее 10^{13} Вт/(ср·м²).

5. Излучатель должен гарантировать высокую повторяемость результата измерений со среднеквадратичным отклонением менее 0,05, а в отдельных случаях — такую же повторяемость в абсолютных единицах по эталонному излучателю.

Как показал критический анализ, создание излучателей, в полной мере удовлетворяющих перечис-

ленным выше требованиям, является сложной технической задачей. Так, использование ламп накаливания и галогенных ламп позволяет получить высокие яркости, но не обеспечивает выполнения требований по однородности, линейности и повторяемости ввиду их малого срока службы и постепенного выгорания нити накаливания [3]. Применение мощных светодиодов не позволяет выполнить требование по стабильности спектрального состава и повторяемости измерений из-за высокой чувствительности к изменениям температуры и напряжения [4]. А установка интегрирующей сферы хоть и позволяет достигнуть высокой однородности по большой площади, линейности выходной характеристики и повторяемости, но выполнение требования по большой яркости и большому динамическому диапазону связано с существенными техническими трудностями [5].

Таким образом, несмотря на большое количество известных излучателей, в настоящее время отсутствует излучатель, в полной мере удовлетворяющий техническим требованиям для измерения энергетических характеристик ЦОЭС с МПИ. Поэтому целью данной работы является поиск и исследование излучателя переменной яркости, который соответствовал бы современным требованиям по измерению энергетических характеристик ЦОЭС с МПИ.

Как показано в [6], использование интегрирующей сферы позволяет реализовать диффузный излучатель с большой апертурой и высокой однородностью формирования яркостного поля. К сожалению, такое решение не может обеспечить высокий динамический диапазон изменения яркости. Это обусловлено тем, что для изменения яркости приходится изменять напряжение питания ламп, установленных в интегрирующей сфере. А изменение напряжения питания ламп приводит к изменению спектрального состава излучения. Кроме того, взаимосвязь напряжения питания и потока излучения лампы является нелинейной и нестабильной [3].

Такой недостаток интегрирующей сферы можно преодолеть применением двух сопряженных через регулируемое отверстие сфер, в одной из которых размещены излучатели. Такое решение делает возможным изменение яркости выходного зрачка по заданному закону с высокой точностью. Это достигается тем, что размер диафрагмы между первичной и вторичной интегрирующими сферами может изменяться при помощи механического приспособления [7].

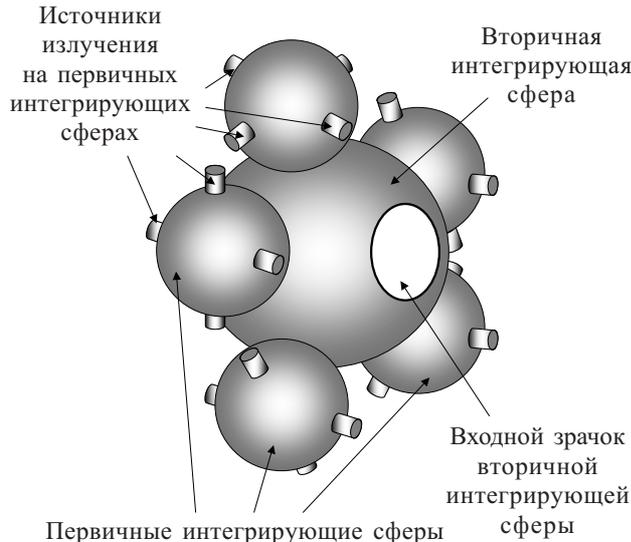


Рис. 1. Обобщенная схема диффузного излучателя переменной яркости, состоящего из нескольких первичных и одной вторичной интегрирующих сфер

Однако и такое решение не позволяет получить необходимую высокую излучательную мощность.

Указанный недостаток в значительной степени устраняется в предложенной авторами схеме излучателя, который состоит из нескольких первичных интегрирующих сфер с источниками излучения, сопряженных с основной вторичной интегрирующей сферой, которая является вторичным излучателем (рис. 1). Достаточно полная теория диффузного излучателя рассмотрена в [6—8], а для инженерных расчетов вполне оправдано использование следующих упрощенных зависимостей.

Освещенность внутренней поверхности первичной сферы определяется следующим выражением:

$$E_1 = \frac{N_s \Phi_s \rho_1}{A_1 \left(1 - \rho_1 \frac{A_1 - A_{12}}{A_1} \right)} = \frac{N_s \Phi_s \rho_1}{\pi d_1^2 \left(1 - \rho_1 \frac{\pi d_1^2 - A_{12}}{\pi d_1^2} \right)}, \quad (1)$$

где N_s — количество источников излучения в первичной сфере; Φ_s — оптический поток, создаваемый одним источником излучения;

ρ_1 — интегральный коэффициент отражения внутренней поверхности первичной сферы;

A_1, d_1 — площадь и диаметр первичной сферы, соответственно [9],

$$A_1 = 4\pi \left(\frac{d_1}{2} \right)^2 = \pi d_1^2;$$

A_{12} — площадь регулируемого отверстия между первичной и вторичной сферами.

Оптический поток, поступающий из первичной сферы во вторичную, может быть рассчитан по следующей формуле:

$$\Phi_1 = E_1 A_{12}, \quad (2)$$

где Φ_1 — оптический поток, поступающий из первичной сферы во вторичную.

Следовательно, освещенность внутренней поверхности вторичной сферы, в которую поступает поток от нескольких первичных сфер, может быть рассчитан по формуле, аналогичной (1):

$$E_2 = \frac{N_1 \Phi_1 \rho_2}{A_2 \left(1 - \rho_2 \frac{A_2 - N_1 A_{12} - A_D}{A_2} \right)} = \frac{N_1 N_s \Phi_s \rho_1 \rho_2}{A_1 A_2 \left(1 - \rho_1 \frac{A_1 - A_{12}}{A_1} \right) \left(1 - \rho_2 \frac{A_2 - N_1 A_{12} - A_D}{A_2} \right)} = \frac{N_1 N_s \Phi_s}{(\pi d_1 d_2)^2 \left(1 - \rho_1 \frac{\pi d_1^2 - A_{12}}{\pi d_1^2} \right)} \times \frac{\rho_1 \rho_2}{1 - \rho_2 \frac{\pi d_2^2 - N_1 A_{12} - \frac{\pi}{2} d_D^2 \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{d_D}{d_2} \right)^2} \right)}{\pi d_2^2}}, \quad (3)$$

где N_1 — количество источников первичных сфер, оптически сопряженных со вторичной сферой;

ρ_2 — интегральный коэффициент отражения внутренней поверхности вторичной сферы;

A_2, d_2 — площадь и диаметр вторичной сферы, соответственно [9],

$$A_2 = 4\pi \left(\frac{d_2}{2} \right)^2 = \pi d_2^2;$$

$N_1 A_{12}$ — суммарная площадь регулируемых отверстий во вторичной сфере;

A_D, d_D — площадь и диаметр выходного зрачка вторичной сферы, соответственно.

Площадь выходного зрачка может быть рассчитана как площадь сферического сегмента [9]:

$$A_D = 2\pi \left(\frac{d_2}{2} \right) \frac{d_2 - \sqrt{d_2^2 - d_D^2}}{2} = \frac{\pi}{2} d_2 \left(d_2 - \sqrt{d_2^2 - d_D^2} \right) = \frac{\pi}{2} d_2^2 \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{d_D}{d_2} \right)^2} \right).$$

Яркость выходного зрачка вторичной сферы, который можно считать ламбертовским излучателем, рассчитывается по известной формуле [10]

$$L_D = \frac{E_2}{\pi} = \frac{N_1 N_s \Phi_s \rho_1 \rho_2}{\pi A_1 A_2 \left(1 - \rho_1 \frac{A_1 - A_{12}}{A_1} \right)} \times \frac{1}{\left(1 - \rho_2 \frac{A_2 - N_1 A_{12} - A_D}{A_2} \right)} = \frac{N_1 N_s \Phi_s}{\pi^3 d_1^2 d_2^2 \left(1 - \rho_1 \frac{\pi d_1^2 - A_{12}}{\pi d_1^2} \right)}$$

$$\times \left(\frac{\rho_1 \rho_2}{1 - \rho_2 \frac{\pi d_2^2 - N_1 A_{12} - \frac{\pi}{2} d_2^2 \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{d_D}{d_2} \right)^2} \right)}{\pi d_2^2}} \right) \quad (4)$$

Спектральная характеристика излучателя определяется спектральной характеристикой используемых источников излучения и спектральными коэффициентами отражения поверхностей первичных и вторичной сфер.

$$L_D(\lambda) = \frac{E_2}{\pi} = \frac{N_1 N_S \Phi_S \rho_1 \cdot \rho_{1N}(\lambda) \cdot \rho_2 \cdot \rho_{2N}(\lambda)}{\pi A_1 A_2 \left(1 - \rho_1 \cdot \rho_{1N}(\lambda) \frac{A_1 - A_{12}}{A_1} \right)} \times \frac{1}{\left(1 - \rho_2 \cdot \rho_{2N}(\lambda) \frac{A_2 - N_1 A_{12} - A_D}{A_2} \right)} = \frac{N_1 N_S \Phi_S \rho_1 \rho_2 \cdot \rho_{1N}(\lambda) \cdot \rho_{2N}(\lambda)}{\pi A_1 A_2 \left(1 - \rho_1 \rho_{1N}(\lambda) \frac{A_1 - A_{12}}{A_1} \right)} \times \frac{1}{\left(1 - \rho_2 \cdot \rho_{2N}(\lambda) \frac{A_2 - N_1 A_{12} - A_D}{A_2} \right)},$$

где $L_D(\lambda)$ — яркость выходного зрачка вторичной сферы как функция от длины волны оптического излучения λ ;

$\rho_{1N}(\lambda), \rho_{2N}(\lambda)$ — нормированные по максимальному значению спектральной характеристики отражения поверхности первичной и вторичной сфер, соответственно.

Для исследования предложенного излучателя был выполнен расчет и макетирование излучателя, параметры которого приведены в таблице. Покрытие внутренних поверхностей первичных и вторичной сферы выполнено обработанным алюминием и материалом на основе $BaSO_4$ с интегральным коэффициентом отражения 0,8 [11]. В качестве источников излучения в первичных сферах использовались галогенные лампы КГМ-30-300 [12].

На рис. 2 приведены рассчитанные нормированные спектральные характеристики яркости выходного зрачка излучателя.

Параметры диффузного излучателя

Параметр	Обозначение	Значение
Диаметр первичной сферы	d_1	0,15 м
Количество первичных сфер	N_1	3
Количество излучателей в первичной сфере	N_S	3
Диаметр вторичной сферы	d_2	0,25 м
Диаметр выходного зрачка вторичной сферы	d_D	0,05 м

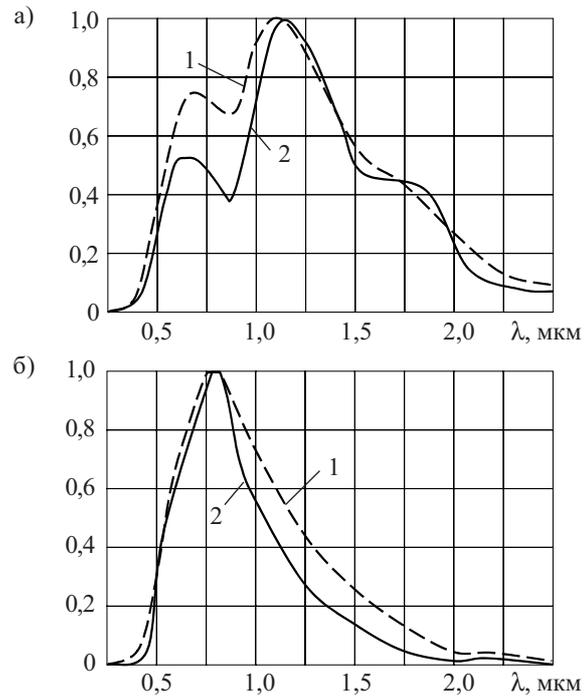


Рис. 2. Нормированная по максимальному значению спектральная характеристика яркости выходного зрачка излучателя:

а — материал покрытия внутренней поверхности — обработанный алюминий; б — материал покрытия — прессованный порошок $BaSO_4$

1 — излучатель с одной интегрирующей сферой; 2 — предложенный излучатель с первичными и вторичной интегрирующими сферами

го зрачка излучателя, показанного на рис. 1. Анализ полученных результатов показывает, что покрытие внутренней поверхности сфер серноокислым барием $BaSO_4$ хоть и позволяет достигнуть больших величин яркости выходного зрачка, но приводит к значительной неоднородности спектральной характеристики яркости (рис. 2, б) [11]. Использование обработанного алюминия в качестве покрытия внутренних поверхностей сфер обеспечивает меньшую селективность спектральной характеристики яркости излучателя при меньшей яркости выходного зрачка (рис. 2, а).

Проведенные экспериментальные исследования подтвердили теоретические расчеты: максимальная яркость излучения составляет $3,5 \cdot 10^3$ Вт/(ср·м²), измеренная неравномерность распределения яркости в выходном зрачке не превысила 0,2%. Был достигнут динамический диапазон изменения яркости более 1000 000 при нелинейности 0,5%.

Для сравнения отметим, что максимальная яркость излучателя на законе обратных квадратов составила $5 \cdot 10^4$ Вт/(ср·м²), но на участке диаметром менее 1 мм. При этом следует учесть, что такой излучатель должен использоваться с коллимационной оптической системой, и тогда приведенная к входному зрачку яркость уменьшится еще в 150—200 раз.

Выводы

Предложен принципиально новый излучатель временной яркости на основе оптически сопряженных

интегрирующих сфер. Этот излучатель обладает преимуществами интегрирующей сферы, но лишен двух ее принципиальных недостатков — малого динамического диапазона и малой максимальной яркости.

Разработана математическая модель и проведено экспериментальное исследование такого излучателя. Проведенные исследования показали, что предложенный излучатель соответствует техническим требованиям для измерения энергетических характеристик современных и перспективных цифровых оптико-электронных систем с матричными приемниками излучения: максимальная яркость составила $3,5 \cdot 10^3$ Вт/(ср·м²), при этом ее неравномерность в выходном зрачке не превысила 0,2%. Был достигнут диапазон изменения яркости более 10^6 при нелинейности 0,5%.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Боровицкий В. Н. Выбор цифровой камеры для оптического микроскопа // *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*.— 2004.— № 1.— С. 21—26.
2. Воробей Е. С., Торпачев П. А. Техника фотометрии высокого амплитудного разрешения.— Минск: Университетское, 1988.

3. Ишанин Г. Г., Панков Э. Д., Андреев А. П. и др. Источники и приемники излучения.— СПб: Политехника, 1991.
4. Power light source Luxeon™ Star. Technical Datasheet DS23 // *Lumileds Lighting Catalogue*, San Jose, USA.— 2003.
5. Иванов А. П. Оптика рассеивающих сред.— Минск: Наука и техника, 1969.
6. Михеенко Л. А., Боровицкий В. Н. Осветительный канал цифрового микроскопа на базе диффузного излучателя // *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*.— 2006.— № 1.— С. 20—27.
7. Пат. 1804594 России. Диффузный излучатель / Б. М. Молоков, Л. А. Горбыч, Т. П. Саханская. — 1993.— Бюл. № 1.
8. Сахновский М. Ю., Гуминский С. Г., Кравцов В. Е. и др. Особенности измерения потока излучения светодиодов с помощью фотометрического шара // *Оптика и спектроскопия*.— 1979.— Т. 46, вып. 3.— С. 515—523.
9. Цыпкин А. Г., Цыпкин Г. Г. Математические формулы. Алгебра. Геометрия. Математический анализ: Справочник.— М.: Наука, 1985.
10. Сапожников Р. А. Теоретическая фотометрия.— М.: Энергия, 1977.
11. Кунецкий М. Г., Гуминецкий С. Г., Сахновский М. Ю. и др. Исследование коэффициентов яркости покрытий из краски на основе ВаSO₄ // *Оптико-механическая промышленность*.— 1981.— № 6.— С. 3—4.
12. Лампы накаливания галогенные / Каталог продукции.— М.: Информэлектро, 1988.

ВЫСТАВКИ. КОНФЕРЕНЦИИ

Электроника → Транспорт

2007

20–22 февраля
Москва, ЦМТ

СПЕЦИАЛИЗИРОВАННАЯ
ВЫСТАВКА-ФОРУМ

У ВАС ЕСТЬ РЕШЕНИЯ ДЛЯ ТРАНСПОРТА?
СПЕШИТЕ ОФОРМИТЬ УЧАСТИЕ!

ПРОВЕРЕНО
РОССИЙСКИМИ
ДОРОГАМИ

ЭЛЕКТРОНИКА
ЭЛЕКТРОТЕХНИКА
СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ
ДЛЯ ТРАНСПОРТА И
ТРАНСПОРТНЫХ
КОММУНИКАЦИЙ

Организаторы: ЗАО "ЧипЭКСПО"
Тел: +7 (495) 221 5015
<http://transport.chipexpo.ru>

