

ТРА

ТЕХНОЛОГИЯ И
КОНСТРУИРОВАНИЕ В
ЭЛЕКТРОННОЙ
АППАРАТУРЕ



5(71) 2007

СОДЕРЖАНИЕ

ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР

К.т.н. В. М. Чмиль

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

К.т.н. Н. М. Вакив (г. Львов)

Д.т.н. В. Н. Годованюк (г. Черновцы)

К.т.н. А. А. Дашковский (г. Киев)

Д.т.н. В. П. Малахов (г. Одесса)

Д.ф.-м.н. В. Ф. Мачулин (г. Киев)

В. А. Проценко (г. Киев)

Е. А. Тихонова (г. Одесса)

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Д.т.н. А. А. Ацеулов (г. Черновцы)

Д.т.н. В. В. Баранов (г. Минск)

К.т.н. Э. Н. Глушеченко,
зам. гл. редактора (г. Киев)

Д.т.н. В. В. Данилов (г. Донецк)

Д.т.н. В. Т. Дейнега (г. Одесса)

Д.ф.-м.н. В. А. Дроздов (г. Одесса)

К.т.н. И. Н. Еримичой,

зам. гл. редактора (г. Одесса)

К.т.н. А. А. Ефименко,
ответственный секретарь (г. Одесса)

Л. М. Лейдерман (г. Одесса)

Д.т.н. С. Ю. Лузин (г. С.-Петербург)

К.т.н. И. Л. Михеева (г. Киев)

К.т.н. Ю. Е. Николаенко (г. Киев)

Д.ф.-м.н. В. В. Новиков (г. Одесса)

К.ф.-м.н. А. В. Рыбка (г. Харьков)

К.т.н. В. В. Рюхтин (г. Черновцы)

Д.ф.-м.н. П. В. Серба (г. Таганрог)

Д.х.н. В. Н. Томашик (г. Киев)

Д.ф.-м.н. О. И. Шпотюк (г. Львов)

УЧРЕДИТЕЛИ

Институт физики полупроводников

им. В. Е. Лашкарёва,

Научно-производственное

предприятие «Сатурн»,

Одесский национальный

политехнический университет,

Редакция журнала «ТКЭА»

Электронные средства: исследования, разработки

Электронные приборы на основе полуизоляторов. *Стафеев В. И.* 3

Датчики ускорений и силы инерции и тяготения. *Голуб В. С.* 14

Экспериментальное исследование двойной дифракции электромагнитной волны на облучаемом объекте. *Володин И. А., Косякин В. Н., Сергеев В. И., Фёдорова З. Н., Чаплыгин А. А., Чигарев Б. Н.* 17

Тонкопленочные элементы кремниевых диодов Шоттки для высокотемпературного микромонтажа. *Баранов В. В., Соловьев Я. А., Кошкарров Г. В.* 20

Расчет электромагнитного поля в электронных модулях с использованием интеграла Зоммерфельда. *Конников И. А.* 22

Техника сверхвысоких частот

Применение генетического алгоритма в задачах допускового синтеза микрополосковых устройств. *Кришук В. Н., Карпуков Л. М., Шило Г. Н., Фарафонов А. Ю., Артюшенко Б. А.* 29

Сенсоэлектроника

Поверхностно-барьерные структуры для ультрафиолетовых сенсоров пламени. *Бобренко Ю. Н., Шереметова Г. И., Семикина Т. В., Ярошенко Н. В.* 33

Расчет коэффициента преобразования кондуктометрического датчика биосенсора. *Михаль А. А., Рубанчук М. П.* 35

Функциональная микро- и нанoeлектроника

Структура Te-CdTe со свойством электронного переключения с памятью. *Байдуллаева А., Борц В. В., Велещук В. П., Власенко А. И., Даулетмуратов Б. К., Левицкий С. Н., Мозоль П. Е.* 40

Гетеропереход на основе кристалла FeIn_2Se_4 , полученного методом Бриджмена. *Ковалюк З. Д., Катеринчук В. Н., Нетьяга В. В., Заслонкин А. В.* 43

Технологические процессы и оборудование

Сравнительный анализ технологий изготовления кремниевых схем считывания информации с ИК-фотодиодов. *Рева В. П., Коринец С. В., Писаренко Л. А., Духнин С. Е., Барсукова Н. А.* 46

Технология изготовления автоэмиссионных кремниевых катодов субмикронных размеров. *Дружинин А. А., Голота В. И., Когут И. Т.* 50

Направленная кристаллизация силицидных пленок на кремниевой подложке. *Белюсов И. В.* 54

Ультразвуковая очистка оптико-механических систем. *Томаль В. С.* 57

Материалы электроники

Синтез ферромагнитных оксидов — наполнителей радиоматериалов. *Демьянчук Б. А., Полищук В. Е.* 61

Библиография

Новые книги 28, 32, 39, 45, 49, 64

В портфеле редакции 16

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

ЗМІСТ

Електронні засоби: дослідження, розробки

Електронні прилади на основі напівізоляторів. *Стафеев В. І.* (3)

Датчики прискорення та сили інерції і тяжіння. *Голуб В. С.* (14)

Експериментальне дослідження подвійної дифракції електромагнітної хвилі на об'єкті, який опромінюється. *Володін І. О., Косякін В. М., Сергеев В. І., Федорова З. М., Чаплигін О. О., Чигарев Б. М.* (17)

Тонкоплівкові елементи кремнієвих діодів Шоткі для високотемпературного мікромонтажу. *Баранов В. В., Соловйов Я. О., Кошкарів Г. В.* (20)

Розрахунок електромагнітного поля у електронних модулях з використанням інтегралу Зомерфельда. *Конніков І. А.* (22)

Техніка надвисоких частот

Застосування генетичного алгоритму у задачах допускового синтезу мікрополоскових пристроїв. *Кришук В. М., Карпуков Л. М., Шило Г. М., Фарафонов О. Ю., Артюшенко Б. А.* (29)

Сенсоелектроніка

Поверхнево-бар'єрні структури для ультрафіолетових сенсорів полум'я. *Бобренко Ю. М., Шереметова Г. І., Семікіна Т. В., Ярошенко М. В.* (33)

Розрахунок коефіцієнта перетворення кондуктометричного датчика біосенсора. *Михаль О. О., Рубанчук М. П.* (35)

Функціональна мікро- та наноелектроніка

Структура Te-CdTe з властивістю електронного переключення з пам'яттю. *Байдюллаєва А., Борщ В. В., Велещук В. П., Власенко О. І., Даулетмуратов Б. К., Левицький С. М., Мозоль П. Є.* (40)

Гетероперехід на основі кристалу FeIn₂Se₄, одержаного за методом Бриджмена. *Ковалюк З. Д., Катеринчук В. М., Нетяга В. В., Заслонкін А. В.* (43)

Технологічні процеси та обладнання

Порівняльний аналіз технологій виготовлення кремнієвих схем зчитування інформації з ІЧ-фотодіодів. *Рева В. П., Коринець С. В., Писаренко Л. О., Духнін С. Є., Барсукова Н. О.* (46)

Технологія виготовлення автоемісійних кремнієвих катодів субмікронних розмірів. *Дружинін А. О., Голота В. І., Когут І. Т.* (50)

Спрямована кристалізація силіцидних плівок на кремнієвій підкладці. *Белоусов І. В.* (54)

Ультразвукова очистка оптико-механічних систем. *Томаль В. С.* (57)

Матеріали електроніки

Синтез ферромагнітних оксидів — наповнювачів радіоматеріалів. *Дем'янчук Б. О., Поліщук В. Ю.* (61)

CONTENT

Electronic means: investigations, development

Electronic devices on the basis of semiinsulating crystal. *Stafeev V. I.* (3)

Acceleration sensors, and inertia and gravity forces. *Golub V. S.* (14)

About a experiments' results for research to double diffraction of electromagnetic wave on a radiation's object. *Volodin I. A., Kosyakin V. N., Sergeev V. I., Fedorova Z. N., Chaplygin A. A., Chigarev B. N.* (17)

Thin-film elements of silicon Schottky diodes for high-temperature packaging. *Baranov V. V., Solovyev Ya. A., Koshkarov G. V.* (20)

Computation of electromagnetic field in electronic units on the basis of calculation of the Sommerfeld integral. *Konnikov I. A.* (22)

Engineering of superhigh frequencies

Tolerance assignment of microstrip devices with genetic algorithm. *Krischuk V. N., Karpukov L. M., Shilo G. N., Farafonov A. Yu., Artyushenko B. A.* (29)

Sensoelectronics

Surface-barrier structures for UV flame sensors. *Bobrenko Yu. N., Sheremetova G. I., Semikina T. V., Yaroshenko N. V.* (33)

Calculation of transformation factor of conductimetric gauge of the biosensor. *Michal A. A., Rubanchuk M. P.* (35)

Functional micro- and nanoelectronics

Structure Te-CdTe with properties of electronic switching with memory. *Baidullaeva A., Borshch V. V., Veleschuk V. P., Vlasenko O. I., Dauletmuratov B. K., Levytskyi S. N., Mozol' P. E.* (40)

Heterojunction on the basis of FeIn₂Se₄ crystal obtained by the Bridgman method. *Kovalyuk Z. D., Katerynychuk V. M., Netyaga V. V., Zaslonskin V. A.* (43)

Technological processes and equipment

The technologies of manufacture silicon readout devices for IR sensor, comparative analysis. *Reva V. P., Korinetz S. V., Pysarenko L. A., Dukhnin S. E., Barsukova N. A.* (46)

The preparation technology of field emission silicon cathode. *Druzhynin A. A., Holota V. I., Kogut I. T.* (50)

Directional crystallization of films silicide on silicon substrate. *Belousov I. V.* (54)

Ultrasonic clearing of optics-mechanical systems. *Tomal V. S.* (57)

Materials of electronics

Synthesis of ferromagnetic oxides — loading of radio-materials. *Demyanchuk B. A., Polishchuk V. E.* (61)

Д. ф.-м. н. В. И. СТАФЕЕВ

Россия, г. Москва, Научно-производственное объединение «Орион»
E-mail: root@orion.extech.ru

Дата поступления в редакцию
07.05 2007 г.

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ ПОЛУИЗОЛЯТОРОВ

Рассмотрены физические явления в полупроводниках и приборы на их основе. Проведен анализ работ в этой области за последние сорок лет.

Современные материалы электронной техники можно условно разделить на пять групп:

— сверхпроводники — материалы с нулевым электрическим сопротивлением в криогенной области температур. В настоящее время они еще не получили большого применения в электронике, хотя на их основе уже создан ряд интересных приборов;

— проводники — материалы с высокой электропроводностью (но отличной от нулевого электросопротивления) в рабочей области температур. Зависимость электропроводности от температуры в этих материалах используется для создания измерителей температуры и в ряде других электронных приборов. Однако основное их применение — создание линий связи и передачи энергии, организация токопроводящих соединений между активными элементами в электронных схемах;

— полупроводники — проводники с существенно меньшей электропроводностью, отличающиеся тем, что в них два типа носителей электрического заряда, причем их концентрация может изменяться в широких пределах под воздействием внешних факторов (облучение, электрический ток и другие). На их базе созданы основные приборы современной микро- и нанoeлектроники;

— изоляторы — материалы с очень высоким удельным электрическим сопротивлением. Основная сфера их применения в электронике — создание изолирующих, защитных и диэлектрических слоев в электронных схемах. Разработанные на изоляторах активные электронные элементы еще не получили широкого применения;

— полупроводники — материалы со средней между полупроводниками и изоляторами электропроводностью. В них, как и в полупроводниках, концентрация носителей заряда может изменяться в широких пределах под воздействием внешних факторов, причем концентрация неравновесных неосновных носителей может существенно превысить концентрацию равновесных основных. К этому классу материалов относятся высокочистые полупроводники с большой шириной запрещенной зоны. Другие типы

полупроводников также могут перейти в разряд полупроводников при пониженных температурах.

Исследования полупроводников и структур на их основе привели к открытию ряда новых физических явлений. На их основе создан ряд принципиально новых электронных приборов [1—8 и др.].

Ниже описаны электронные приборы, созданные на основе полупроводников.

Фотоприемники для дальней инфракрасной области спектра

Для создания фотоприемников дальнего ИК-диапазона спектра используются высокоомные полупроводники — полупроводники, легированные примесями с “мелкими” уровнями в запрещенной зоне. Наиболее широко используются германий и кремний. В таблице приведены значения энергии активации ряда основных примесей и соответствующие граничные длины волн фоточувствительности.

Энергия активации примесей и соответствующие области фоточувствительности германия и кремния

Основной материал	Примесь	Энергия ионизации, эВ	Длина волны λ , мкм
Ge	Au	0,15	8,3
	Hg	0,09	14
	Cd	0,06	21
	Cu	0,041	30
	Zn	0,033	38
	B	0,0104	120
Si	In	0,155	8
	Ga	0,072	17
	Bi	0,07	18
	As	0,054	23
	P	0,045	28
	B	0,044	28
	Sb	0,043	29
	Al	0,068	18
Au	0,15	8,3	

Оптимальная рабочая температура примесных фотоприемников $T \approx 400/\lambda$ К (λ — длина волны в мкм) примерно в два раза ниже, чем у фотоприемников с фоточувствительностью в области собственного поглощения. Более низкая рабочая температура существенно сокращает область их применения, т. к. приводит к значительному повышению массы, габаритов и энергопотребления фотоприемных устройств.

В настоящее время наиболее перспективной областью применения фоторезисторов на основе легированных полупроводников считается обнаружение слабонагретых объектов на уровне низких фоновых засветок. Наибольший интерес они представляют для систем тепловидения космических объектов на фоне космоса, в частности в программах типа “звездных войн”. Объекты в космосе имеют низкую температуру. Максимум их теплового излучения расположен в области 20—30 мкм. Для создания фоторезисторов для таких применений используются полупроводники, легированные примесями с мелкими уровнями. Рабочие температуры таких фотоприемников в пределах 10—20 К.

Для космических головок самонаведения в начале 1970-х годов в НИИ прикладной физики были созданы многоэлементные фоторезисторы на основе легированного бором кремния [9] (спектральный диапазон fotocувствительности до 28 мкм, рабочая температура 14 К). Позднее для этих целей были созданы фоторезисторы на основе легированного Ga кремния.

Важную роль в развитии инфракрасной техники сыграли фоторезисторы на основе германия, легированного ртутью. Рабочая температура фотоприемников на этом материале около 55 К. В США в начале 1960-х годов с использованием таких фотоприемников были созданы тепловизоры, примененные в военных действиях во Вьетнаме. Полученный там опыт использования тепловизоров сыграл большую роль в развитии систем тепловидения во многих странах мира.

Для научных исследований используется германий, легированный мелкими примесями (например бором), с границей fotocувствительности до 100 мкм при охлаждении до температуры жидкого гелия.

Инжекционные фотодиоды

Впервые высокая fotocувствительность фотодиодов на полуизоляторах была обнаружена при исследовании диодов на основе германия с примесью золота [10]. Теория вольт-амперных характеристик в диодных структурах на основе высокоомных полупроводников получила развитие в 1958 г. [3]. Подробные исследования физических процессов в так называемых “длинных” диодах на основе высокоомных полупроводников — полуизоляторов позволили предложить новые классы полупроводниковых приборов, в том числе фотоприемников с большим внутренним усилением фотосигналов, позднее названных инжекционными фотодиодами (ИФД). Инжекционные фотодиоды обладают высокой fotocувствительностью в широкой области спектра — от инфракрасного вплоть до далекого инфракрасного и субмиллиметрового диапазонов.

Физические основы. В инжекционных фотодиодах n - p -переход или другой потенциальный барьер (например барьер Шоттки) изготавливается в высокоомном полупроводнике с большой длиной диффузионного смещения. Толщина базовой области (расстояние от n - p -перехода до второго контакта) в не-

сколько раз больше длины диффузионного смещения неосновных носителей — “длинные” диоды [3—6].

Инжекционные фотодиоды, в отличие от обычных, работают при подаче на барьер смещения в пропускном направлении. Основная часть приложенного внешнего напряжения падает на высокоомной базовой области. При протекании прямого тока n - p -переход инжектирует в базовую область неосновные носители, для компенсации объемного заряда которых из второго контакта в базовую область втекает равное количество основных носителей. При высоких уровнях инжекции концентрация неравновесных носителей значительно превышает концентрацию равновесных, и они определяют проводимость базовой области.

Освещение рождает дополнительные носители и, следовательно, снижает сопротивление базы, что приводит к перераспределению приложенного внешнего смещения. Напряжение на n - p -переходе возрастает, что усиливает инжекцию носителей в базу и дополнительно снижает ее сопротивление. Последнее вызывает повышение напряжения на n - p -переходе с соответствующим ростом инжекционного тока и т. д. Эта положительная обратная связь и обеспечивает инжекционное усиление первичного фототока.

Однако освещение не только повышает концентрацию носителей, но и влияет на параметры, определяющие их распределение в базовой области (время жизни, биполярная подвижность и др.). Это обеспечивает дополнительное “параметрическое” усиление фототока [11—14]. Таким образом, в инжекционных фотодиодах существует два механизма усиления фотоэлектрических сигналов.

В субмиллиметровой области спектра fotocувствительность определяется поглощением излучения свободными носителями. Поглощенное носителями излучение повышает их энергию и изменяет подвижность. Подвижность определяет распределение неравновесных носителей в базовой области ИФД и, следовательно, ее проводимость со всеми вытекающими последствиями. Поглощение пропорционально концентрации свободных носителей, и fotocувствительность ИФД возрастает с ростом инжекционного тока. Коэффициент поглощения увеличивается с ростом длины волны поглощаемого излучения, поэтому fotocувствительность на этом эффекте простирается до субмиллиметрового диапазона спектра [15, 16].

Инжекционные фотодиоды могут быть созданы и в структурах без потенциальных барьеров в условиях равновесия, например в структурах, в которых имеется скачок концентрации ловушечных центров, скачок времени жизни или других характеристик неравновесных носителей [17]. При освещении на такой границе возникает скачок концентрации неравновесных носителей и соответствующий потенциальный барьер, способный при подаче электрического смещения инжектировать носители в примыкающие к ней области полупроводниковой структуры. Это приводит к эффекту инжекционного усиления фототока.

Инжекционный механизм усиления обеспечивает примерно одинаковое усиление как фотосигналов, так и шумов [18]. Поэтому обнаружительная способность инжекционных фотодиодов не хуже, чем у фоторезисторов из того же материала в тех же условиях (область спектра, температура и др.) — “эквивалентных” фоторезисторов.

В инжекционных фотодиодах с “омическим” контактом (контактом с высокой скоростью рекомбинации) наиболее высокое сопротивление имеет область вблизи омического контакта. Поэтому наиболее высокая фоточувствительность ИФД, в отличие от обычных фотодиодов, должна наблюдаться при освещении со стороны, противоположной $n-p$ -переходу [19]. При освещении области со стороны $n-p$ -перехода возможно даже уменьшение тока — отрицательный фотоэффект (рис. 1).

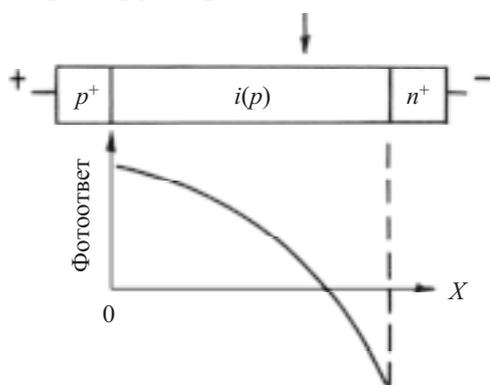


Рис. 1. Зависимость фоточувствительности от места освещения базовой области

В инжекционных фотодиодах с $p-i-n$ -структурой длина базовой области должна быть больше примерно в два раза. В такой структуре наименьшая концентрация неравновесных носителей (и, следовательно, наибольшее сопротивление) характерны для средней части базы. Поэтому максимальная фоточувствительность будет наблюдаться при освещении именно этой области.

Параметры, определяющие распределение инжектированных в базу носителей, явно зависят от интенсивности “примесного” поглощения, непосредственно изменяющего заполнение примесных уровней и уровней ловушек. Это приводит не только к непосредственному изменению концентрации неравновесных носителей, но и к изменению времени жизни, амбиполярной подвижности и других параметров неравновесных носителей. Последнее вызывает изменение распределения и глубины проникновения неравновесных носителей в базовой области диода. Поэтому изменяется ее проводимость со всеми вытекающими последствиями: перераспределение напряжения между базой и $n-p$ -переходом, дополнительный рост инжекции и т. д. Именно этот эффект вносит основной вклад в усиление фототока в области примесного поглощения [11—14]. По этим причинам фоточувствительность в примесной области поглощения с ростом инжекционного тока возрастает значительно быстрее и может даже превы-

сить фоточувствительность в области собственного поглощения.

На рис. 2 представлены спектральные характеристики инжекционного фотодиода и эквивалентного фоторезистора из германия с примесью золота при различных напряжениях смещения U при температуре 78 К [20]. Фоточувствительность инжекционных фотодиодов намного больше, чем у фоторезисторов, и резко возрастает с ростом электрического смещения в пропускном направлении.

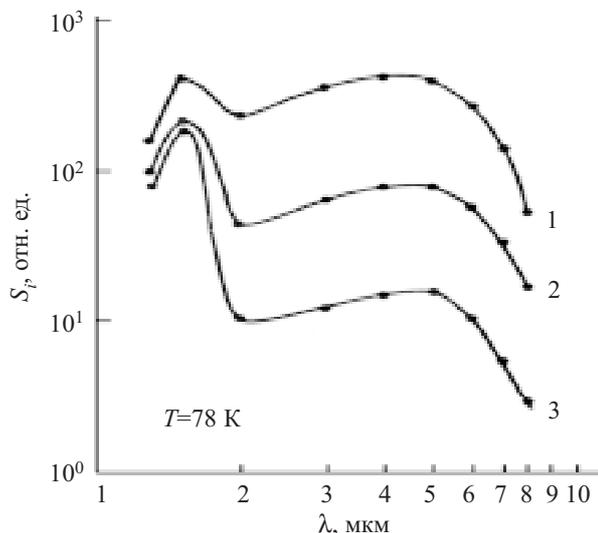


Рис. 2. Спектральные характеристики инжекционного фотодиода и фоторезистора из германия p -типа с примесью золота:

S_i — амперваттная фоточувствительность; λ — длина волны; 1 — фотодиод, $U=30$ В; 2 — фотодиод, $U=10$ В; 3 — фоторезистор, $U=10$ В

На рис. 3 представлено распределение спектральной фоточувствительности ИФД на основе легированного ртутью германия p -типа с толщиной базовой области 2,2 мм при 55 К и различных значениях напряжения смещения [21]. При малых прямых то-

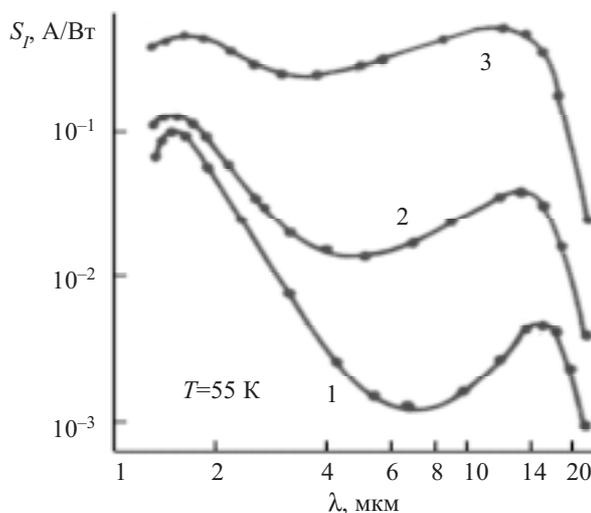


Рис. 3. Спектральное распределение фоточувствительности S_i инжекционного фотодиода из германия p -типа с примесью ртути при различном напряжении смещения:

1 — $U=1$ В; 2 — $U=10$ В; 3 — $U=20$ В

ках фоточувствительность в области собственного поглощения намного больше, чем в области примесного поглощения. С ростом пропускного тока “примесная” фоточувствительность резко возрастает и превышает фоточувствительность в области собственного поглощения. Коэффициент инжекционного усиления может превышать 10^3 — 10^6 .

В инжекционных диодах на основе германия, легированного индием, при $\lambda=3,1$ мкм токовая фоточувствительность S_I достигала 900 А/Вт, вольт-во-чувствительность — примерно $5 \cdot 10^8$ В/Вт, пороговая фоточувствительность — в пределах 10^{-15} — 10^{-16} Вт/Гц $^{-1/2}$. В ИФД на основе кремния с примесью цинка она составляла порядка 10^{-14} Вт/Гц $^{-1/2}$.

Инжекционные фотодиоды созданы и исследованы на многих полупроводниковых материалах [22—24 и др.] — легированные примесями Ge, Si, соединения A^3B^5 (InSb, InAs и др.). Для фотоприемников ультрафиолетового диапазона используются широкозонные полупроводники GaP, GaAs, твердые растворы этих соединений GaP_xAs_{1-x} [25—27 и др.], ZnS, GaSe и др. [28, 29]. Они обладают высокой фоточувствительностью (до 200 нм).

Фотодиоды на основе GaP имеют максимум фоточувствительности при $\lambda_{max} \approx 430 \dots 440$ нм. Для фотодиодов с фоточувствительной площадкой диаметром 15 мм при λ_{max} типичное значение порога в пределах $(1 \dots 2) \cdot 10^{-14}$ В·Гц $^{-1/2}$. Они обладают широким динамическим диапазоном, линейность в пределах 10^{-12} — 10^{-5} Вт/см 2 .

Наилучшими параметрами в ультрафиолетовой области спектра обладают ИФД на основе легированного Cr арсенида галлия и ИФД с гетеропереходом GaAlAs–GaAs: область спектральной чувствительности 300—1300 нм с максимумом вблизи 800 нм. Примесная фоточувствительность наблюдается вблизи $\lambda \approx 1300$ нм и особенно велика при $T=77$ К. Наибольшей фоточувствительностью ИФД обладают при освещении со стороны, противоположной n - p -переходу. Фоточувствительность в λ_{max} достигает 500 А/Вт. Созданы ИФД с пороговой чувствительностью (NEP) при 300 К порядка 10^{-14} Вт·Гц $^{-1/2}$, а при 77 К порядка 10^{-15} Вт·Гц $^{-1/2}$. Динамический диапазон ИФД на основе GaAs с Cr при 300 К достигает 4—5 порядков.

Высокой фоточувствительностью обладают ИФД и на других широкозонных материалах. Например, на основе GaSe в области длин волн 0,36—0,65 мкм токовая фоточувствительность S_I порядка 10^2 А/Вт. В фотодиодах на основе ZnS при $\lambda=0,3$ мкм фоточувствительность $S_I \approx 10^3$ А/Вт.

Инжекционные фотодиоды обеспечивают на несколько порядков более высокую фоточувствительность в широком спектральном диапазоне, включая УФ-диапазон, ближний и дальний (вплоть до субмиллиметрового) инфракрасный диапазон спектра при сохранении высокой обнаружительной способности.

Важным достоинством ИФД является то, что они работают при токах в пропускном направлении. Это

существенно снижает требования к качеству n - p -переходов, к поверхностным утечкам и поверхностной рекомбинации. Это способствует снижению технологических требований, снижению трудоемкости и себестоимости, повышению надежности и стабильности параметров. Все эти факторы открывают возможность создания многоэлементных матричных фотоприемных устройств. Высокая фоточувствительность существенно снижает требования к электронным схемам управления и формирования видеосигналов в аппаратуре, упрощает практическое использование фотоприемных устройств на основе ИФД.

В инжекционных диодах в вольт-амперной характеристике в пропускном направлении возможно появление участка отрицательного дифференциального сопротивления [4—6, 14, 20, 21, 30, 31 и др.]. Напряжение срыва убывает с освещением, поэтому ИФД могут использоваться и как управляемое светом реле.

В качестве примера практической эффективности применения инжекционных фотодиодов можно привести инфракрасный радиометр на основе инжекционного фотодиода из арсенида галлия [32].

Инжекционные фотоприемники подробно описаны в ряде обзоров, монографий и учебных пособий [9, 14, 30, 33—37].

Инжекционный перенос тепла

Термоэлектрические явления на равновесных носителях в полупроводниках открыты еще в 19-м веке, подробно исследованы и получили широкое применение в 20-м веке.

Термоэлектрические явления на неравновесных неосновных носителях впервые исследованы автором в 1960 г. [7] при прохождении электрического тока в представленной на рис. 4 полупроводниковой структуре с n - p -переходом.

В работе предсказано новое термоэлектрическое явление — **перенос тепла инжектированными носителями** при прохождении электрического тока в пропускном направлении в диодной структуре с n - p -переходом. Были рассчитаны коэффициенты Пельтье и термо-эдс, а также возникающая разность температур в зависимости от величины инжекционного тока. Позднее разработка теории явления, оценка его роли в различных полупроводниковых структурах и перспектив использования в термоэлектрических охлаждающих устройствах проводилась в работах [38—41].

Экспериментально инжекционный перенос тепла открыт и исследован в диодных структурах на основе твердого раствора CdTe–HgTe [42—44]. Подробный теоретический анализ протекающих процессов провел аспирант НИИПФ А. Г. Алексеев в 1976 г. в работе “Термоэлектрическое охлаждение в полупроводниковом инжекционном диоде” (неопубликованные данные).

Физические основы [7]. Прохождение тока в пропускном направлении в полупроводниковой структуре с n - p -переходом сопровождается рождением электронов на контакте металла с n -полупроводни-

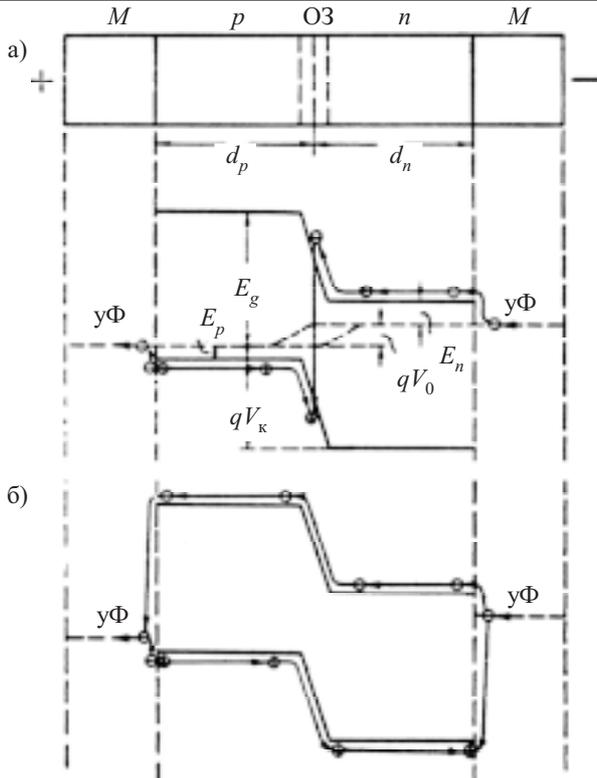


Рис. 4. Перенос тепла в полупроводниковом диоде с n - p -переходом (M — металл, q — заряд электрона):

a — диод с рекомбинацией в слое объемного заряда; b — инжекционный диод; ОЗ — область объемного заряда; уФ — уровень Ферми; E_g, E_p, E_n — соответственно ширина запрещенной зоны, расстояние от уровня Ферми до верха валентной зоны, расстояние от уровня Ферми до дна зоны проводимости; V_k — контактная разность потенциалов; V_0 — приложенное смещение

ком и дырок на контакте металла с p -полупроводником. Электроны и дырки преодолевают соответствующие потенциальные барьеры с поглощением энергии решетки. Затем они рекомбинируют в слое объемного заряда n - p -перехода, в квазинейтральных областях базы и на контактах полупроводника с металлом с выделением энергии. Инжектированные носители переносят энергию.

Область основной рекомбинации неравновесных носителей определяется уровнями легирования контактирующих областей полупроводников, шириной их запрещенных зон, соотношением длины диффузионного смещения неравновесных носителей L_n и L_p с толщиной соответствующих баз d_p и d_n .

В полупроводниковых структурах, в которых $L_n \ll d_p$ и $L_p \ll d_n$ (рис. 4, a), при прохождении прямого тока забираемое носителями у решетки вблизи контактов с металлом тепло переносится и выделяется при рекомбинации вблизи от n - p -перехода. Контакты с металлом охлаждаются. Непосредственный контакт n - и p -областей в них может быть заменен контактом через промежуточный слой металла.

В зависимости от соотношения электронного и дырочного токов будет охлаждаться соответствующий контакт с металлом. В структурах с малым временем жизни и высоким уровнем легирования контактирующих областей практически вся рекомбина-

ция носителей происходит в слое объемного заряда. В ней и выделяется все забираемое у решетки на контактах с металлами тепло. В таких структурах термоэлектрические явления подобны явлениям при **обычном эффекте Пельтье**.

Однако при больших длинах диффузионного смещения ($d_n \ll L_p$ и $d_p \ll L_n$) в слаболегированных полупроводниках в диодных структурах с омическими контактами рекомбинация-генерация носителей вблизи слоя объемного заряда n - p -перехода перестает играть роль (рис. 4, b). При прохождении тока в пропускном направлении инжектированные носители доходят до контактов с металлом, на которых они и рекомбинируют. Происходит охлаждение n - p -перехода и нагрев контактов с металлом. При обратном направлении тока носители “разогреваются” при прохождении сильного электрического поля в слое объемного заряда n - p -перехода. Приобретенную избыточную энергию они отдают решетке в пределах нескольких длин свободного пробега вблизи n - p -перехода. В таких структурах направление переноса тепла **неосновными носителями** как при прямом, так и при обратном токе **противоположно** переносу тепла при **обычном эффекте Пельтье**.

В структуре, в которой p -область имеет низкую, близкую к собственной, проводимость, а n -область сильно легирована ($p_p \ll n_n$), протекающий в пропускном направлении ток будет чисто электронным. Каждый электрон будет переносить энергию

$$Q = E - E_p + 2kT - qV_0,$$

где k — постоянная Больцмана.

Средняя энергия носителей в зонах принята равной $2kT$. В такой структуре вся рекомбинация инжектированных носителей будет происходить на контакте p -полупроводника с металлом, на котором и выделяется вся переносимая энергия. Этот контакт будет нагреваться, а n - p -переход и контакт n -области с металлом — охлаждаться. В противоположном случае ($p_p \gg n_n$) ток будет чисто дырочный, и нагреваться будет контакт n -области с металлом, а n - p -переход, как и в предыдущем случае, будет охлаждаться.

Основные термоэлектрические характеристики в таких структурах могут быть оценены из известных термоэлектрических соотношений:

— коэффициент Пельтье —

$$\Pi = Q/q = (E_g - E_p + 2kT - qV_0)/q;$$

— коэффициент термо-эдс —

$$\alpha = \Pi/T = (E_g - E_p + 2kT - qV_0)/Tq;$$

— максимальный перепад температур —

$$T_{\max} = \{(E_g - E_p + 2kT - qV_0)/q\}^2 / (I + I_s)q/kT\chi,$$

где $V_0 = kT/q \ln(I/I_s - 1)$, I — протекающий ток, I_s — ток насыщения, χ — теплопроводность.

Величина термо-эдс может быть очень большой, например в германии при комнатной температуре α может достигать 2,5 мВ/К. При нулевом смещении такие большие величины термо-эдс были обнаружены экспериментально [45]. При нулевом внешнем смещении ($V_0 = 0$) они совпадают с известными формулами для обычного эффекта Пельтье на равновесных носителях в аналогичных структурах.

В инжекционных структурах концентрация инжектированных носителей возрастает с ростом тока, поэтому коэффициент Пельтье и термо-эдс с ростом тока убывают в отличие от полупроводниковых структур с равновесными носителями.

Концентрация инжектированных носителей максимальна у $n-p$ -перехода и убывает при приближении к контакту с металлом, поэтому они движутся за счет диффузии. Это уменьшает электрическое поле и омические потери в базовой области.

Инжекционный перенос тепла в полупроводниковых структурах с $n-p$ -переходом исследовался позднее рядом авторов. В работе Холла 1961 г. [38] проведен анализ возможности использования структур в полупроводниках с большой длиной диффузионного смещения, которая значительно больше расстояния $n-p$ -перехода до контактов с металлом. Оценена возможность использования таких структур для преобразования перепада температуры для выработки электрического тока. Во второй части этой работы анализируется переносимое инжектированными носителями тепло и оценивается возникающая разность температур в таких структурах. К сожалению, автором не учитывается кинетическая энергия носителей в валентной зоне и в зоне проводимости. Автор принимает энергии электронов и дырок в зонах равными энергии дна и верха соответствующих зон. Кроме того, автор принимает подвижности электронов и дырок одинаковыми, концентрации основных носителей в контактирующих областях полупроводников также принимаются одинаковыми и не зависящими от протекающего тока. Также вызывают недоумение граничные условия на контакте с металлами: концентрация электронов равна нулю. При расчетах не учитывается падение напряжения в базовых областях. Имеется еще ряд неприемлемых допущений. По этим причинам представляется ошибочным вывод автора, что использование инжекционных структур с большими длинами диффузионного смещения менее эффективно, чем структур с обычным эффектом Пельтье. Это противоречит результатам других работ [41] и результатам экспериментальных исследований [42—44].

В работе Мелехи [39] по модели [7] (но также без ссылок на эту работу) проанализирован перенос тепла в “тонких” многослойных структурах типа $p-n-p-n$ при протекании тока в пропускном направлении. Анализ проведен также без учета кинетической энергии носителей в зонах.

В работе Байлиса [40] приведен краткий аналитический обзор результатов вышеупомянутых работ. Автором подчеркивается необходимость учета кинетической энергии носителей в зонах и отмечается, что она равна mkT , причем $2 < m < 4$ в зависимости от механизма рассеяния.

В работе Лукшиера и Коломойца [41] проведено уточнение расчетов работы автора [7]. Приведены расчетные величины термо-эдс и перепада температур при комнатной температуре в зависимости от соотношения длины диффузионного смещения и толщин базовых областей. Оценены достижимые перепады температур при комнатной температуре в

диодных структурах на основе Ge и Bi_2Te_3 . Подтверждено, что в “тонких” инжекционных структурах при высоких уровнях инжекции перепад температур может превышать достижимые при “обычном” эффекте Пельтье значения. В инжекционных структурах эффект определяется подвижностью неосновных носителей, которая в десятки раз больше подвижности основных носителей, определяющих перепад температур при обычном эффекте Пельтье.

Распределение тепловыделения в диодных структурах разных типов рассмотрено в монографии [46]. Роль переноса тепла неосновными носителями в диодных и тиристорных структурах по модели [7] подробно проанализирована в работе [47].

Инжекционное охлаждение в диодных структурах на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$. В твердых растворах $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) высока подвижность электронов. При азотной температуре она составляет около $2 \cdot 10^5$ $cm^2/(V \cdot s)$, а дырок — примерно 400 $cm^2/(V \cdot s)$. Соответственно, большая длина диффузионного смещения [48]. В КРТ возможно создание высокоэффективных $n-p$ -переходов. КРТ имеет низкую теплопроводность χ : при 77 К она равна порядка $0,015$ Вт/(см·К), а при комнатной температуре — $0,01$ Вт/(см·К) [49]. По этим причинам для исследований были выбраны диодные структуры с $n-p$ -переходом на основе слоев КРТ p -типа проводимости. Толщина эпитаксиального слоя примерно 200 нм, размер $n-p$ -перехода 2×3 мм.

На рис. 5 приведена зависимость температуры охлаждения от протекающего тока в инжекционных диодах. В лучшем образце при токе $\approx 0,3$ А и температуре 77 К было достигнуто охлаждение 5,1 К, при комнатной температуре достигнуто охлаждение 23 К. Расчетная величина снижения температуры при 77 К (без учета рекомбинации носителей в нейтральной p -области) составила примерно 13 К (расчет прове-

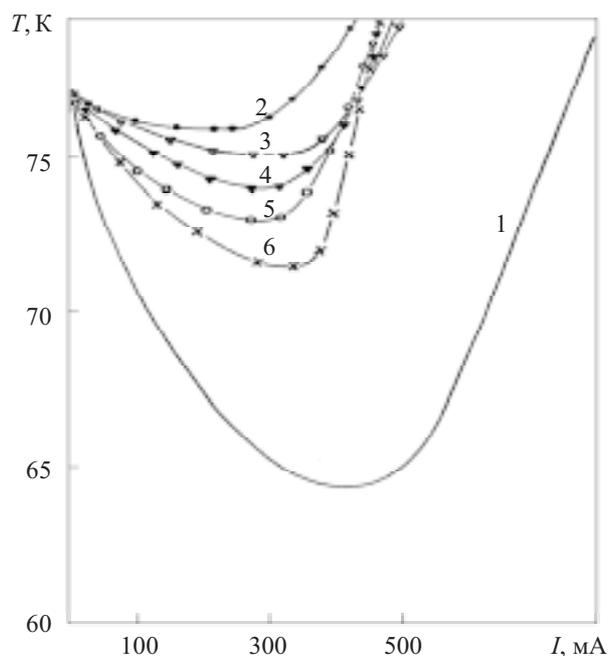


Рис. 5. Термо-амперные характеристики инжекционных диодов на основе КРТ при температуре подложки $T=77$ К: 1 — расчет; 2—6 — экспериментальные результаты

ден аспирантом НИИПФ А. Г. Алексеевым). Наблюдаемая температура охлаждения, естественно, ниже расчетной вследствие рекомбинации части носителей в базовой области.

В инжекционном “охладителе” эффект определяется неосновными носителями — электронами, подвижность которых более чем на два порядка выше подвижности дырок — основных носителей в базовой области. Расчетная величина достижимого охлаждения при обычном эффекте Пельтье в КРТ *p*-типа проводимости при оптимальном легировании полупроводника в соответствии с соотношением подвижностей неосновных и основных носителей в данном материале будет в сотни раз меньше.

При обычном эффекте Пельтье при 77 К в эквивалентном полупроводнике с противоположным, по сравнению с базой инжекционного термоохлаждителя, типом проводимости расчетная величина достижимого охлаждения около 4,6 К. Реально достижимая разность температур, естественно, должна быть ниже расчетной, т. к. необходимая для обеспечения высокой термоэлектрической эффективности электропроводность обеспечивается созданием большой концентрации легирующей примеси, снижающей подвижность носителей. Кроме того, снижает электропроводность сильнолегированных полупроводников появление “хвостов” плотности состояний и примесных зон [48].

При инжекционном переносе тепла используются максимально чистые полупроводники с низкой концентрацией **основных** носителей. Необходимая высокая концентрация **неосновных** носителей обеспечивается инжекцией из *n-p*-перехода. Рассеяние носителей на носителях существенно менее эффективно, чем на ионах примесей, поэтому их подвижность в инжекционных термоохлаждителях будет выше, чем в аналогичных полупроводниках с той же концентрацией основных носителей того же знака.

В последние годы резко возрос интерес к термоэлектрическим явлениям в инжекционных полупроводниковых структурах.

В работе 2002 г. Пайпа и Рэма [50] проведен анализ инжекционного переноса тепла при низких уровнях инжекции при комнатной температуре в структуре, аналогичной рассмотренной в [7], с *n-p*-переходом и омическими контактами с толщиной контактирующих полупроводниковых областей порядка 1 мкм в сильно легированных полупроводниках. Авторами рассчитаны зависимости коэффициентов Пельтье и возникающей разности температур от протекающего тока для полупроводниковых материалов Si, GaAs, InSb, $Ga_{0,47}In_{0,53}As$, $Hg_{0,8}Cd_{0,2}Te$. Полученные величины примерно такие же, как и при обычном эффекте Пельтье. Это объясняется тем, что анализ проводился для структур с сильнолегированными полупроводниковыми областями (10^{17} — 10^{19} см⁻³) и при низких уровнях инжекции.

Наибольший интерес инжекционный перенос тепла представляет для полупроводниковых лазеров, в которых снижение температуры даже на несколько градусов может существенно повысить их эффективность. Поэтому в последние годы проходят кон-

ференции, на которых активно обсуждаются эти проблемы, например [51]. Экспериментально достигнутая разность температур в таких приборах намного больше даже расчетной для приборов на “обычном” эффекте Пельтье. Проведенные исследования показали, что на основе “инжекционных” диодов возможно создание более эффективных охлаждающих устройств.

Магнитодиоды

Магнитодиоды — новый класс гальваномагнитных полупроводниковых приборов, предложен в ФТИ АН СССР автором [4—6, 34].

Магнитодиоды — “длинные” диоды в высокоомном полупроводнике–полуизоляторе с базовой областью, толщина которой в несколько раз больше длины диффузионного смещения. Они работают при смещении в пропускном направлении при высоких уровнях инжекции. В “длинных” диодах, как отмечалось выше, основная часть приложенного в пропускном направлении напряжения падает в базовой области.

Магнитное поле изменяет подвижность носителей заряда, искривляет линии тока и уменьшает глубину проникновения инжектированных носителей в базу. Это приводит к возрастанию ее сопротивления и к соответствующему перераспределению напряжения между базой и *p-n*-переходом. Напряжение на *n-p*-переходе уменьшается, соответственно уменьшается инжекционный ток — инжекционное усиление первичного воздействия. Этот эффект был назван **магнитодиодным эффектом** [46, 52—54]. Магнитодиоды обладают намного большей чувствительностью к магнитному полю по сравнению с другими сенсорами магнитного поля (магниторезисторы, датчики Холла и др.).

Искривление линий тока в базовой области приводит к снижению концентрации неравновесных носителей у одной грани и ее повышению у другой (магнитоконцентрационный эффект). Этот эффект приводит к дополнительной рекомбинации неравновесных носителей, снижению их концентрации, к соответствующему дополнительному возрастанию сопротивления базовой области и к значительному повышению магниточувствительности [55]. При разной скорости рекомбинации на противоположных гранях изменение сопротивления будет зависеть от направления магнитного поля. В диодных структурах со специально созданной на одной стороне высокой скоростью рекомбинации в магнитном поле, отклоняющем носители к этой поверхности, ток будет сильно убывать. При противоположном направлении магнитного поля роль рекомбинации на этой поверхности уменьшается, и ток с ростом магнитного поля будет возрастать. Такие магнитодиоды позволяют измерять не только величину магнитного поля, но и его знак [46, 55—60]. Магнитодиодный эффект исследован на многих полупроводниковых материалах — германии, кремнии, антимониде индия и др.

Большой вклад в исследования и разработку магнитодиодов внесли ученые НИИФП (г. Зеленоград),

Одесского государственного университета, Московского института электронной техники, Армении [55—58], Японии [59, 60] и ряда других стран. Производство магнитодиодов было организовано на заводе “Протон” в г. Зеленограде, на заводе “Позистор” в Армении, на фирме “Сони” в Японии [59, 60].

Создание магнитодиодов стимулировало обширные исследования и разработки новых магниточувствительных сенсоров на основе использования структур с неравновесными неосновными носителями: двухбазовые магнитодиоды [61], магнитотранзисторы различных типов и другие приборы [34, 46, 57, 58, 62, 63 и др.]. Разработка и исследования магнитодиодов были отмечены в 1988 г. Государственной премией СССР в области науки и техники (Викулин И. М., Гасанов Л. С., Мурыгин В. И., Стафеев В. И.).

S-диоды — приборы с отрицательным дифференциальным сопротивлением

Впервые вольт-амперная характеристика S-типа на основе полуизоляторов была открыта и исследована в диодных структурах на основе германия с примесью золота [5, 6, 10]. Исследования физических процессов, приводящих к появлению участка отрицательного сопротивления в вольт-амперной характеристике в диодных структурах с *n-p*-переходом в полуизоляторах, проведены во многих работах [5, 6, 30, 64—69 и др.].

Физические основы. В “длинных” диодных структурах с *n-p*-переходом в полуизоляторах при прохождении тока в пропускном направлении основная часть приложенного смещения падает на высокоомной базовой области. Проводимость базовой области возрастает практически по линейному закону с ростом инжекционного тока. Вольт-амперная характеристика S-типа может возникнуть только при наличии положительной обратной связи по току — любое изменение тока вызывает дальнейшее изменение тока в том же направлении, т. е. должен существовать дополнительный механизм возрастания проводимости базовой области.

В диоде должны протекать физические процессы, приводящие либо к увеличению глубины проникновения инжектированных носителей в базу, либо к дополнительному увеличению их концентрации или подвижности, либо к увеличению коэффициента инжекции, т. е. доли инжектируемых носителей в общем токе *n-p*-перехода. Глубина проникновения в базовую область неравновесных носителей определяется длиной диффузионного смещения неосновных носителей, которая определяется временем жизни и подвижности носителей. В легированных полупроводниках время жизни зависит от заполнения примесных уровней. Возрастание концентрации инжектированных неравновесных носителей изменяет заполнение примесных уровней и изменяет время жизни носителей. Возрастание времени жизни увеличивает глубину проникновения инжектированных носителей и вызывает дополнительное снижение проводимости базы. Это может приводить

к появлению участка отрицательного сопротивления в вольт-амперной характеристике.

В полупроводниках с глубокими примесными уровнями рассеяние носителей тока определяется зарядом уровней, зависящим от концентрации инжектированных носителей. С ростом инжекционного тока заполнение примесных уровней изменяется. Это может приводить к увеличению подвижности носителей и, следовательно, к появлению участка отрицательного сопротивления в ВАХ.

Амбиполярная подвижность носителей $\mu_b = \mu_n \mu_p (n - p) dn/dp / (n\mu_n + p\mu_p)$, где μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок, соответственно. Она зависит от соотношения концентраций свободных электронов и дырок. Амбиполярная подвижность при равных концентрациях электронов и дырок равна нулю, и их движение в базовой области носит чисто диффузионный характер. При наличии захвата инжектированных носителей на локальные уровни соотношение концентраций электронов и дырок зависит от инжекционного тока, и величина dn/dp будет отлична от 1. Поэтому амбиполярная подвижность становится отличной от нуля, и движение носителей в базовой области будет зависеть от электрического поля. Это приведет к зависимости глубины проникновения инжектированных носителей от протекающего тока. Именно этот механизм является основным в возникновении ВАХ S-типа.

Инжекционный ток *n-p*-перехода изменяет проводимость базовой области. Различного типа токи “утечки” шунтируют инжекционный ток. Соотношение этих токов характеризуется коэффициентом инжекции — γ . Инжекционный ток возрастает с напряжением быстрее тока “утечек”, что приводит к усилению инжекции. Увеличение коэффициента инжекции с током также может приводить к появлению участка отрицательного дифференциального сопротивления в диодной структуре.

Существуют и другие механизмы появления ВАХ S-типа [30].

S-диоды созданы и исследованы на многих высокоомных полупроводниках и полуизоляторах — Ge, Si, InSb, GaAs, GaP, SiC и др.

В диодных структурах с отрицательным дифференциальным сопротивлением могут формироваться “шнуры тока” [70, 71]. Возникающая локальная флуктуация с повышенной плотностью тока усиливается собственным магнитным полем. Шнурование тока сопровождается возникновением колебаний тока.

Функциональные возможности S-диодов. S-диоды обладают большими функциональными возможностями [8, 30, 69]. Они могут быть использованы в качестве электронного ключа, триггера, оптоэлектронного переключателя, генератора шума, порогового элемента, управляемой индуктивности и для многих других применений. Наибольшие перспективы S-диодов обозначились после открытия возможности создания на их основе многоэлементных структур с объемной плазменной связью.

На рис. 6 представлен процесс распространения “включенного” состояния в линейке инжекционных

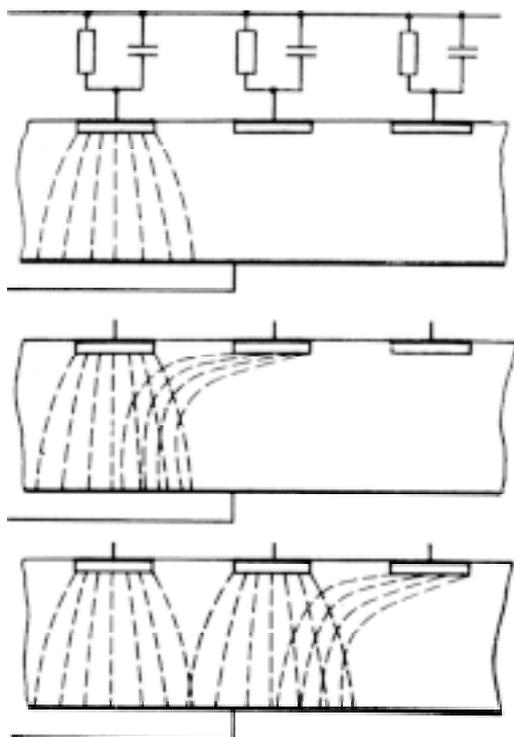


Рис. 6. Плазменная взаимосвязь в линейке S-диодов в последовательные моменты времени

S-диодов с плазменной взаимосвязью. Включение первого диода приводит к формированию в базовой области «облака» неравновесных носителей, которые шунтируют базовую область соседнего S-диода, снижают его последовательное сопротивление и напряжение включения. Диод переходит в проводящее состояние. Резко возрастает инжекция из этого диода, что приводит к включению следующего диода и т. д. Таким образом, включенное состояние распространяется вдоль линейки S-диодов.

Линейка связанных объемно-связью S-диодов является однонаправленной интегральной линией передачи сигналов с постоянной скоростью, регулируемой в пределах 10^2 — 10^5 см/с [72]. Она может быть также использована в качестве линии задержки импульсных сигналов.

Основные преимущества функциональных узлов на основе структур, связанных плазменной объемно-связью:

- Элементы работают в режиме «все или ничего», т. е. это пороговые элементы. Они не реагируют на сигналы ниже порогового. При сигнале больше порогового они отдают всю запасенную энергию и формируют сигнал строго определенной формы. В схемах на их основе легко реализуется пороговая логика.

- Между элементами может быть реализовано два типа связей: разрешающая — по объемным плазменным каналам в полупроводнике, и запрещающая — по соединяющим элементы проводникам.

- Любая логическая функция реализуется с помощью единого универсального «кирпича», включающего S-диод, резистор и, при необходимости, накопительный элемент.

- Схемы могут строиться с одним внешним выводом от активных элементов, т. к. второй вывод может быть общим, а третий реализуется по объему полупроводника.

- На все элементы подается электрическое питание одной полярности и одной величины.

- Активная область занимает практически весь объем полупроводника.

- В схемах обеспечивается возможность разветвления сигналов по многим каналам.

- N-p-переход в схемах используется только как источник инжектируемых носителей, поэтому его качество не играет существенной роли.

- Поскольку схемы реализуются на полуизоляторах, то автоматически решается проблема изоляции элементов.

Связанные плазменной объемно-связью S-диоды обеспечивают возможность простой реализации полной совокупности логических элементов и непосредственного формирования неделимых функциональных узлов и крупных блоков. Принципы их построения существенно отличаются от традиционных.

Расположение в пределах активных зон одного выходного S-диода рядом с несколькими входными S-диодами обеспечивает реализацию логической функции «или». Схема «не» реализуется использованием «запрещающей связи», сводящейся к соединению S-диодов омическим контактом по поверхности полупроводника.

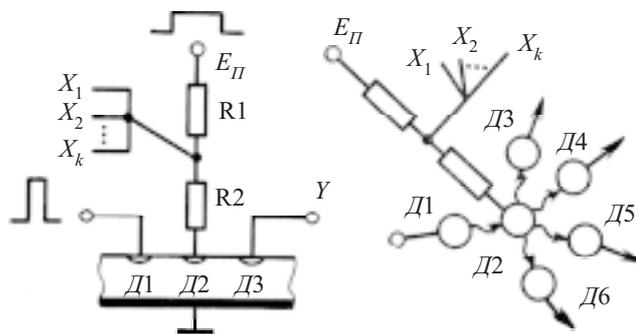


Рис. 7. Схема «или – не» на основе S-диодов с объемной связью

На рис. 7 приведена схема реализации логической функции «или–не». На рис. 8 представлен вариант реализации «полусумматора» на связанных объемно-связью S-диодах.

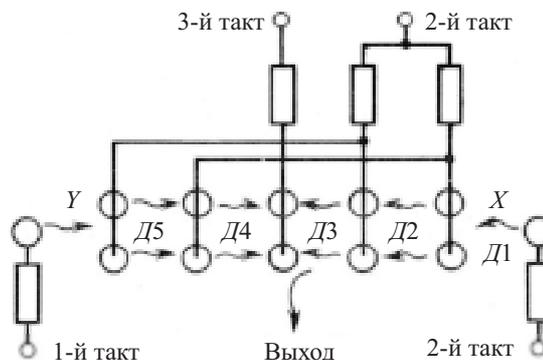


Рис. 8. Схема «полусумматора» на основе S-диодов с объемной связью

На основе связанных по объему S-диодов разработаны и реализованы полный комплект логических элементов, разработаны основы схемотехники [8, 73, 75, 77—80 и др.].

На основе структур с объемной связью разработаны твердотельные аналоги нервных волокон — аксонов, названных нейристорами [8, 73—75]. В нейристорах с постоянной скоростью распространяется проводящий канал по “телу” изолирующей пластины. Это обеспечивает возможность сканирования потенциального рельефа или же воспроизведения потенциального рельефа, аналогично электронному лучу в вакуумных трубках. Поэтому они могут быть использованы для создания твердотельных аналогов приемных и передающих телевизионных экранов, названных нейроконами [8, 76].

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Стафеев В. И. Микроэлектроника и некоторые ее проблемы // ФТП.— 1967.— Т. 1, вып. 11.— С. 1599—1607.
2. Стафеев В. И. Некоторые проблемы микроэлектроники // Электронная техника. Сер. Микроэлектроника.— 1967.— Вып. 1.— С. 5—30.
3. Стафеев В. И. Влияние сопротивления толщи полупроводника на вид вольт-амперной характеристики диодов // ЖТФ.— 1958.— Т. XXVIII, вып. 8.— С. 1631—1641.
4. А. с. 213194 СССР. Полупроводниковый прибор / В. И. Стафеев.— 1968.— Бюл. № 10.
5. Стафеев В. И. Модуляция длины диффузионного смещения как новый принцип действия полупроводниковых приборов // ФТТ.— 1959.— Т. 1, вып. 6.— С. 841—847.
6. Stafeev V. I., Tuchkevich V. M. A new principle in the control of a current semiconductor devices // Rep. on Nineteenth Annual Conf. Phys. Electr.— MIT, Cambridge, Massach.— 1959.
7. Стафеев В. И. Инжекционный перенос тепла // ФТТ.— 1960.— Т. II, № 3.— С. 438—444. {Stafeev V. I. Injection heat transfer // Soviet Phys.— Solid State.— 1960.— Vol. 2.— P. 406—412.}
8. Стафеев В. И. S-диодная электроника на полупроводниках // Радиотехника.— 1971.— Т. 26, № 10.— С. 5—12.
9. Стафеев В. И. Фотоприемники дальнего ИК-диапазона для обнаружения космических объектов // Прикладная физика.— 2001.— Вып. 3.— С. 44—47.
10. Лебедев А. А., Стафеев В. И., Тучкевич В. М. Некоторые свойства диодов из германия с примесью золота // ЖТФ.— 1956.— Т. XXVI, № 10.— С. 2131—2141.
11. Стафеев В. И. Фотопроводимость в полупроводниковом диоде, вызванная изменением времени жизни // ФТТ.— 1961.— Т. 3, № 9.— С. 2513—2518.
12. Гарин Б. М., Стафеев В. И. О влиянии света на статическую вольт-амперную характеристику “длинного” диода // ФТП.— 1972.— Т. 6, вып. 1.— С. 78—83.
13. Гарин Б. М., Стафеев В. И. О “примесной” фотопроводимости при инжекции в компенсированный полупроводник // Тез. докл. Всесоюз. совещ. по диэлектрической электронике.— Ташкент.— 1973.— С. 42.
14. Викулин И. М., Курмашев Ш. Д., Стафеев В. И. Фотоприемники с инжекционным усилением.— М.: ЦНИИ “Электроника”, 1989.
15. Блохин И. К., Осипов В. В., Стафеев В. И., Холоднов В. А. Фотопроводимость p-i-n-структур при поглощении света на инжектированных носителях // Радиотехника и электроника.— 1980.— Т. XXV, № 8.— С. 1702—1707.
16. Блохин И. К., Осипов В. В., Стафеев В. И., Холоднов В. А. Фотопроводимость длинных диодов при поглощении света на инжектированных носителях и их разогреве // Там же.— 1981.— Т. XXV, № 7.— С. 1573—1580.
17. Ельцов А. В., Стафеев В. И. Фотоприемники на основе неравновесных рекомбинационно-ловушечных барьеров // ФТП.— 1976.— Т. 10, вып. 3.— С. 549—553.
18. Залетаев Н. Б., Серебренников П. С., Стафеев В. И. О генерационно-рекомбинационных шумах при биполярной инжекции в полупроводник // Там же.— 1982.— Т. 16, вып. 2.— С. 324—330.
19. Власов А. Н., Залетаев Н. Б., Никифорова В. П., Стафеев В. И. Влияние неоднородного освещения на прямой ток в полупроводнике с p-n-переходом // Там же.— 1982.— Т. 16, вып. 6.— С. 1059—1062.
20. Залетаев Н. Б., Куликов К. М., Никифоров В. П., Стафеев В. И. Влияние освещения на свойства S-диодов из германия с примесью золота // Там же.— 1974.— Т. 8, вып. 1.— С. 39—44.
21. Викулин И. М., Курмашев Ш. Д., Андреев В. А. и др. Фотоэлектрические свойства S-диодов из германия, легированного ртутью // Там же.— 1979.— Т. 13, вып. 3.— С. 460—462.
22. Викулин И. М., Курмашев Ш. Д., Андреев В. А. Инжекционное усиление примесного фототока в p-InSb // Там же.— 1981.— Т. 16, вып. 5.— С. 990—992.
23. Weber W. H., Ford C. W. Double injection in semiconductors heavily doped with deep two-level traps // Sol. St. Electron.— 1970.— Vol. 13, N 10.— P. 1333—1356.
24. Мурыгин В. И. Исследование некоторых фотоэлектрических свойств полупроводникового фосфида галлия и диодных структур на его основе // ФТП.— 1973.— Т. 7, вып. 4.— С. 858—862.
25. Анисимова И. Д., Рудовол Т. В., Стафеев В. И. Исследование фотоэлектрических свойств структур с гетеропереходом p-Ga_{1-x}Al_xAs-iGaAs-n-GaAs // Там же.— 1975.— Т. 9, вып. 6.— С. 1145—1147.
26. Рудовол Т. В., Стафеев В. И., Саидов М. С. и др. Фотоэлектрические свойства p-i-n структур на основе высокоомных твердых растворов Ga_{1-x}Al_xAs, легированных никелем и хромом // Радиотехника и электроника.— 1977.— Т. XXII, № 7.— С. 1462—1465.
27. Анисимова И. Д., Мамедова А. Е., Михайлов И. И. и др. Исследование фотоэлектрических свойств n-i-n структур на основе высокоомного арсенида галлия // ФТП.— 1976.— Т. 10, вып. 8.— С. 1159—1160.
28. Лосев В. В., Орлов Б. М., Стафеев В. И. Фотоэлектрические свойства диодов на основе высокоомного ZnS // Там же.— 1975.— Т. 9, вып. 1.— С. 41—45.
29. Абдуллаев Г. Б., Залетаев Н. Б., Мамедова А. З., Стафеев В. И. Фотодиоды и фоторезисторы на основе GaSe // Радиотехника и электроника.— 1979.— Т. XXIV, вып. 7.— С. 1430—1432.
30. Викулин И. М., Стафеев В. И. S-диоды // В сб.: Полупроводниковые приборы и их применение / Под ред. Я. А. Федотова.— М.: Сов. радио.— 1974.— Вып. 28.— С. 23—56.
31. Виллисов В. П., Воронков В. П., Диамант В. И. Фотоэлектрические характеристики германиевых S-диодов // ФТП.— 1976.— Т. 10, вып. 7.— С. 1342—1344.
32. Абрамян Ю. А., Анисимова И. Д., Каляева В. П. и др. Инфракрасный радиометр на основе инжекционного фотодиода из арсенида галлия // ОМП.— 1978.— № 8.— С. 72—73.
33. Анисимова И. Д., Викулин И. М., Зайтов Ф. А., Курмашев Ш. Д. Полупроводниковые фотоприемники.— М.: Радио и связь, 1984.
34. Викулин И. М., Стафеев В. И. Полупроводниковые датчики.— М.: Сов. радио, 1975.
35. Карагеоргий-Алкалаев П. М., Лейдерман А. Ю. Фоточувствительность полупроводниковых структур с глубокими уровнями.— Ташкент: Фан, 1981.
36. Гаспарян Ф. В., Адомян З. Н., Арутюнян В. М. Кремниевые фотоприемники.— Ереван: Изд-во Ереванского ун-та, 1989.
37. Абрамян Ю. А., Гаспарян Ф. В., Мартиросян Р. М. Пороговые характеристики фотодетекторов, ИК радиометры и основные материалы современной фотоэлектроники // Ереван: Изд-во Ереванского ун-та, 2000.

38. Holl R. N. An analysis of the performance of thermoelectric devices made from long lifetime semiconductors // *Solid State Electron.*— 1961.— Vol. 2.— P. 115—122.
39. Melehy M. A. // *J. Appl. Phys.*— 1962.— Vol. 33.— P. 2100.
40. Billis W. M. Minority carrier thermoelectric cooling // *Ibid.*— 1963.— Vol. 34, N 6.— P. 1648—1649.
41. Лукшиер З. М., Коломоец Н. В. О возможностях инжекционных термоэлементов // *ФТП.*— 1973.— Т. 7.— С. 172—176.
42. Пономаренко В. П., Стафеев В. И. Исследования инжекционного переноса тепла в диодах на основе эпитаксиальных слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$ // *Труды МФТИ. Сер. Радиотехника и электроника.*— 1974.— № 7.— С. 57—61.
43. Стафеев В. И., Пономаренко В. П. Инжекционный перенос тепла в диодах из $CdHgTe$ // *II Украинская науч. конф. по физике полупроводников.— Черновцы–Вижица, Украина.*— 2004.— Т. 1.— С. 62—63.
44. Стафеев В. И. Перенос тепла и другие явления в структурах с неравновесными носителями // *Мат-лы XI Междунар. науч.-техн. конф. «Высокие технологии в промышленности России (материалы и устройства функциональной электроники и нанофотоники)».— Москва, МГТУ им. Н. Э. Баумана.*— 2005.— С. 270—275.
45. Тауц Д. Фотоэлектрические и термоэлектрические явления в полупроводниках.— М.: Изд-во иностр. лит., 1965.
46. Стафеев В. И., Каракушан Э. И. Магнитодиоды. Новые полупроводниковые приборы с высокой чувствительностью к магнитному полю.— М.: Наука, 1975.
47. Blicher A. Thyristor physics.— New York – Heidelberg – Berlin: Spriger-Verlag, 1976.
48. Бовина Л. А., Стафеев В. И. Узкозонные твердые растворы $Cd_xHg_{1-x}Te$ // *В кн.: Физика соединений $A^{IV}B^{VI}$.*— М.: Наука, 1986.— Гл. 8.
49. Берченко Н. П., Кревс В. Е., Средин В. Г. Полупроводниковые твердые растворы и их применение (A^3B^5 , справочные таблицы).— М.: Воениздат, 1982.
50. Pipe K. P., Ram R. I. Bias-dependent Peltier coefficient and internal cooling in bipolar devices // *Phys. Rev. B.*— 2002.— Vol. 66.— P. 125316.
51. Pipe K. P., Ram R. I., Shakouri. Internal thermoelectric heating and cooling in heterostructure diode lasers // *Conf. on Lasers and Electro-Optics.*— Baltimore, VD.— 2001.
52. Каракушан Э. И., Стафеев В. И. Магнитодиоды // *ФТТ.*— 1961.— Т. 3, вып. 3.— С. 677—686.
53. Karakushan E. I., Stafeev V. I. Magnetodiodes // *Colloc. Intern. Sur les dispositifs Semicond.*— Paris.— 1961.— Vol. 1.— P. 789.
54. Стафеев В. И., Каракушан Э. И. Магнитодиоды – полупроводниковые приборы с высокой магниточувствительностью // *Л.: ЛДНТИ, 1964.*
55. Воробьев Л. Е., Каракушан Э. И., Стафеев В. И. Влияние магнитного поля на распределение носителей в толще магнитодиода // *ФТТ.*— 1963.— Т. 5, вып. 4.— С. 982—989.
56. Егизарян Г. А., Мнацкян Г. А., Мурыгин В. И., Стафеев В. И. Кремниевые магнитодиоды с полярной чувствительностью к магнитному полю // *ФТП.*— 1975.— Т. 9, вып. 7.— С. 1252—1259.
57. Егизарян Г. А., Стафеев В. И. Магнитодиоды, магнитотранзисторы и их применение.— М.: Радио и связь, 1987.
58. Викулина Л. Ф., Глауберман М. А. Физика сенсоров температуры и магнитного поля.— Одесса: Маяк, 2000.
59. Yamada T. Новый высокочувствительный магниторезистивный эффект в полупроводниках // *Tr. IX Междунар. конф. по физике полупроводников. Т. II.*— Москва.— 1968.— С. 711.
60. Arai M., Yamada G. Silicon magnetodiode supplement to the J. // *Jap. Soc. Appl. Phys.*— Vol. 40.— P. 93.
61. Каракушан Э. И., Стафеев В. И., Штагер А. П. Двухбазовый магнитодиод // *Радиотехника и электроника.*— 1964.— Т. IX, № 11.— С. 1034—1039.
62. Викулин И. М., Викулина Л. Ф., Стафеев В. И. Магниточувствительные транзисторы // *ФТП.*— 2001.— Т. 35, вып. 1.— С. 3—10.
63. Козлов А. В., Королев М. А., Смирнов С. Ю. и др. Исследования механизмов преобразования и относительной магниточувствительности трехколлекторного биполярного магниточувствительного транзистора // *Микроэлектроника.*— 2003.— Т. 32, № 3.— С. 219—225.
64. Стафеев В. И. Исследование некоторых свойств германия с примесью золота // *ФТТ.*— 1963.— Т. 5, вып. 11.— С. 3095—3104.
65. Sondayevsky V. P., Stafeev V. I., Karakushan E. I. Study of germanium doped with Au in strong electric fields // *Pros. Inter. Conf. Phys. Semicond.*— Paris.— 1964.— P. 481—485.
66. Сондаевский В. П., Стафеев В. И. Инъекция в полупроводниках с глубокими уровнями примесей // *ФТТ.*— 1964.— Т. 6, № 1.— С. 80—91.
67. Виллисов А. А., Воронков В. П., Диамант В. Н. Исследование «длинных» германиевых диодов с отрицательным сопротивлением // *Изв. вузов СССР. Физика.*— 1975.— № 6.— С. 152—154.
68. Казаринов Р. Ф., Стафеев В. И., Суриц Р. А. Отрицательное дифференциальное сопротивление в германии с глубокими уровнями при инжекции неосновных носителей // *ФТП.*— 1967.— Т. 1, вып. 9.— С. 1293—1300.
69. Осипов В. В., Стафеев В. И. К теории «длинных» диодов с отрицательным сопротивлением // *Там же.*— 1967.— Т. 1, вып. 12.— С. 1795—1804.
70. Волков А. Ф., Коган Ш. М. О возникновении неоднородного распределения тока в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью // *ЖЭТФ.*— 1967.— Т. 52, № 6.— С. 1647.
71. Алексеев М. Е., Варламов И. В., Полтарацкий Э. А., Сондаевский В. П. Некоторые свойства шнура тока в диодных структурах на основе полупроводников с глубокими уровнями // *ФТП.*— 1969.— Т. 3, вып. 12.— С. 1787—1802.
72. Амирханов А. В., Гладков В. Н., Рыбальченко В. И. и др. Интегральные активные передающие линии сигналов на основе функциональных элементов // *В кн.: Функциональные микроэлектронные устройства и их элементы.*— Таганрог: Изд-во ТРТИ.— 1974.— Вып. 2.— С. 10—17.
73. Стафеев В. И., Комаровских К. Ф., Фурсин Г. И. Нейристорные и другие функциональные схемы с объемной связью.— М.: Радио и связь, 1981.
74. Елеонский В. М., Мурыгин В. И., Стафеев В. И. Нейристоры // *Электронная техника. Сер. Микроэлектроника.*— 1967.— Вып. 7.— С. 22—38.
75. Золотарев Ю. Г., Стафеев В. И. Основы нейристорной схемотехники // *Там же.*— 1969.— Вып. 1.— С. 17—24.
76. Золотарев В. Ф. Безвакуумные аналоги телевизионных трубок.— М.: Энергия, 1972.
77. Золотарев Е. Б., Комаровских К. Ф., Стафеев В. И. Простые логические схемы на S-элементах // *Микроэлектроника.*— 1974.— Т. 3, вып. 2.— С. 115—122.
78. Володин Е. Б., Золотарев В. И., Золотарев Ю. Г. и др. Функциональные логические схемы на S-элементах // *Там же.*— С. 123—131.
79. Амирханов А. В., Рыбальченко В. И., Стафеев В. И., Фурсин Г. И. Логические схемы на n-p-i-структурах с отрицательным сопротивлением // *Там же.*— С. 132—141.
80. Арутюнян В. М. Физические свойства и функциональные связи структур из кремния, компенсированного цинком // *Микроэлектроника.*— 1982.— Т. 11, вып. 6.— С. 539—550.

К. т. н. В. С. ГОЛУБ

Украина, г. Киев, Научно-производственная фирма VD MAIS
E-mail: info@vdm.kiev.ua

Дата поступления в редакцию
20.03 2007 г.

ДАТЧИКИ УСКОРЕНИЙ И СИЛЫ ИНЕРЦИИ И ТЯГОТЕНИЯ

Рассмотрены силы инерции (самотяготения) и тяготения с позиции законов классической механики и общей теории относительности. Статья является развитием опубликованной ранее автором в «ТКЭА» № 1/2001.

На датчики ускорений в равной мере действуют как силы инерции, так и силы тяготения, обеспечивая, соответственно, измерение ускорений движения и тяготения (точнее, их составляющих, действующих в направлении осей чувствительности, обусловленных конструкцией датчиков). Примером могут быть датчики ускорений двух разновидностей — акселерометры и инклинометры, параметры которых приведены в **таблице**.

Указанные датчики [1] имеют, в принципе, одну и ту же конструкцию, но одни из них предназначены для измерения ускоре-

Публикуется в качестве дискуссионной.

ний движения, другие — угол наклона. Работа первых основывается на явлении инерции, вторых — на явлении тяготения, но, в соответствии с эквивалентностью явлений инерции и тяготения, это одни и те же датчики. В качестве примера отметим, что датчик ADIS16201 (из числа показанных в таблице) является и акселерометром, и инклинометром. В обоих случаях используется один и тот же чувствительный элемент датчика.

Чувствительным элементом датчика является сердечник, обладающий физической массой, которая в равной мере чувствует действующие на нее силы инерции и тяготения. Сказанное находится в полном соответствии с утверждением Эйнштейна о том, что инерция и тяготение — явления одной природы.

Сердечник устанавливается в датчике на упругой подвеске, обеспечивающей перемещение сердечника в направлении, принятом в качестве оси чувствительности. Реакция подвески уравнивает действующие силы инерции и тяготения, а величина смещения сердечника характеризует величину составляющих указанных сил. Сердечник датчика в

Параметры датчиков ускорений (акселерометров и инклинометров) серии ADIS16XXX фирмы Analog Devices

1 Параметры		Микросхемы серии ADIS16					
		003	006	201	203	204	350
Тип датчика	акселерометр	#	#	#	—	#	2 #
	инклинометр	—	—	#	#	—	—
Количество измерительных осей		2	2	2	3 1	2	3
Диапазоны измерений	ускорений, g	±1,7	±5	±1,7	—	4 ±70, ±37	5 ±10
	наклонов, °	—	—	±70	360 / ±180	—	—
Полоса частот измеряемых величин, Гц		—	0...2260	0...2250		0...400	0...350
6 Количество разрядов цифрового выходного сигнала		12			14		
Питание	Напряжение, В	3...5,25		3...3,6			4,75...5,25
	Ток потребления, мА	2	1,9	14	14	15	33
Температура окружающей среды, °C		-40...+125				-40...+105	-40...+85
Габаритные размеры датчика, мм		7,2×7,2×3,6		9,2×9,2×3,9			22,7×23,2×22,9
Дата данных		10/2005	3/2006	5/2006	8/2006	2007	1/2007

¹ Остальные параметры — в [1].

² В составе микросхемы — два датчика (трехосевые акселерометр и виброгироскопический), имеющие общий интерфейс. Виброгироскопический датчик — для измерения угловой скорости.

³ Измерение — по двум осям с формированием одноосевого выходного сигнала в диапазоне углов 0...360° (±180°).

⁴ По осям X, Y, в том числе измеряемых ударных перегрузок.

⁵ Уточняется.

⁶ На выходе интерфейса SPI (на вспомогательном выходе — 12).

равной мере чувствует как одну, так и другую силы, не различая их. Различие сил определяется установкой датчика и условиями производимых измерений.

Сила инерции (точнее, ее составляющая вдоль оси измерения), действующая на сердечник, определяется выражением

$$\mathbf{F}_i = -\mathbf{a}m, \quad (1)$$

где $\mathbf{a} = \mathbf{F}_{\text{дв}}/m$ — измеряемое ускорение движения, обусловленное действием внешне приложенной (движущей) силы $\mathbf{F}_{\text{дв}}$; $m = \text{const}$ — масса сердечника; знак минус обусловлен тем, что сила инерции направлена в сторону, обратную направлению измеряемого ускорения.

Выражение (1) может быть записано в виде

$$\mathbf{F}_i = \mathbf{a}_i m, \quad (2)$$

где $\mathbf{a}_i = -\mathbf{a}$ — ускорение инерции.

Что касается силы тяготения, то она действует на сердечник фактически в соответствии с тем же выражением (2), но в виде

$$\mathbf{F}_T = \mathbf{g}m,$$

где \mathbf{g} — ускорение тяготения, аналогичное ускорению инерции.

Несмотря на реальность приведенных выражений, на которых основывается работа датчиков, в некоторых курсах физики, например в [2, с. 81; 3, с. 229], утверждается, что силы инерции являются фиктивными — кажущимися, псевдосилами. В работах других авторов, соприкасающихся в своей деятельности с силами инерции, последние считаются реальными, но действующими в другой, неинерциальной (в отличие от инерциальной) системе отсчета [4, с. 68; 5, с. 153]. В инерциальной системе действуют внешне приложенные силы, а в неинерциальной — силы инерции. (Нужно сказать, что выбор тех или иных систем отсчета является всего лишь искусственным приемом, удобным как для описания физических явлений, так и для создания методик расчета. В теоретической механике используется, например, свой прием. Силы инерции называются даламберовыми, а динамические системы, в которых действуют внешне приложенные силы и указанные даламберовы силы инерции, условно считаются статическими.)

Сторонники фиктивности сил инерции исходят из следующего. Если считать силы инерции реальными и рассматривать их в качестве реакции на действие внешне приложенных сил, это значит согласиться с балансом сил (который действительно существует), равных по величине и обратных по знаку, т. е. согласиться с тем, что сумма сил равна нулю. А если так, то как быть со вторым законом Ньютона? Прежде чем ответить на этот вопрос, зададим встречный: а если не так, то как быть с третьим законом Ньютона?

Ответ на первый вопрос находим у автора книги [6, с. 35], который цитирует Ньютона. Формулируя свой второй закон, Ньютон применил термин «приложенная движущая сила», имея в виду именно ту силу, которая вызывает ускорение движения. Во втором законе Ньютон не учитывает силу инерции, но

не потому, что она фиктивная, а потому, что она возникает как результат ускорения.

Проследивается, согласно Ньютону, следующая последовательная цепочка действий:

**движущая сила →
ускоренное движение тела →
сила инерции.**

Сумма сил, движущей и инерции, действительно равна нулю, но ускорение вызывается движущей силой, а сила инерции, являющаяся следствием ускорения, должна учитываться не во втором, а в третьем законе Ньютона.

Проведем аналогию с явлениями в электротехнике, в частности, с явлением самоиндукции, которое, как показано в [7, 8], аналогично явлению инерции. Согласно второму закону (правилу) Кирхгофа, в замкнутой электрической цепи переменного тока сумма двух напряжений, ЭДС источника и ЭДС самоиндукции катушки индуктивности, равна нулю (активным сопротивлением, как и трением в механической системе, пренебрежем).

Механики задали бы вопрос: как же так, суммарное напряжение равно нулю, а ток течет? Не нарушается ли при этом закон Ома, аналогично нарушению второго закона Ньютона? Конечно же, закон Ома не нарушается, как и не нарушается закон Ньютона в механике. Не было бы тока, не было бы ЭДС самоиндукции. И никакие разные системы отсчета в электротехнике не используются. Электрики прекрасно знают, что в соответствии с законами Ома и Кирхгофа ток в цепи зависит не от суммы напряжений, равной нулю, а от ЭДС источников. То же можно сказать и о втором законе Ньютона. Приложенная внешняя (движущая) сила аналогична ЭДС источника, а сила инерции — ЭДС самоиндукции. Можно сказать, что второй закон Ньютона является аналогом закона Ома.

Далее. В электротехнике есть два близких явления — индукции и самоиндукции, которые обусловлены, в частности, наличием переменного магнитного поля. В первом случае поле создается внешней причиной и наводит в электрической цепи ЭДС, которая называется ЭДС индукции. Во втором случае магнитное поле создается собственным током цепи, обусловленным ЭДС источника, а наводимой ЭДС является указанная выше ЭДС самоиндукции.

В случае индукции магнитное поле эквивалентно полю тяготения, а в случае самоиндукции — полю инерции. Результатом являются сила тяготения в первом случае и сила инерции — во втором. Подобно ЭДС самоиндукции (в отличие от ЭДС индукции), поле инерции можно считать полем самотяготения, подчеркивая тем самым эквивалентность полей тяготения и инерции. Тело, двигаясь с ускорением, создает поле инерции (самотяготения), результатом которого является сила инерции (самотяготения).

Данное представление является аналогом рассмотренных явлений индукции и самоиндукции в электротехнике и соответствует общей теории относительности (в части эквивалентности явлений тяготения и инерции). Возникающее в результате

ускоренного движения поле инерции (самотяготения) ведет себя как поле тяготения.

Обратимся к общей теории относительности. Согласно общей теории, поле инерции, создаваемое движущимся телом, рассматривается как поле тяготения вселенной (можно сказать, среды), которая как бы движется с ускорением относительно указанного тела, условно находящегося в состоянии покоя [9, с. 89—90]. Рассмотренное выше представление поля инерции в качестве поля самотяготения соответствует общей теории относительности и является более простым и наглядным в вопросе понимания явлений инерции и тяготения.

Дополним приведенную выше последовательность действий наличием поля и реакции опоры, которая равна силе инерции (с противоположным знаком):

**движущая сила →
ускоренное движение тела →
поле инерции (самотяготения) →
сила инерции → реакция опоры.**

Дополнительно отметим, что поле инерции (самотяготения), подобно полю самоиндукции, является как бы посредником между ускоренным движением и возникающей силой инерции (самотяготения). Если пользоваться представлением происходящего в двух системах отсчета, инерциальной и неинерциальной, то поле инерции (самотяготения) является передаточным звеном между этими системами. Однако еще раз отметим, что представление происходящего в двух системах отсчета является субъективным. Есть одна реальная система существования рассмотренных явлений, как и в электротехнике.

В приведенной выше последовательности показана реакция опоры, которая в простейшем случае обусловлена жестким соединением тела с каким-либо объектом (опорой). Для датчика, в котором сердечник имеет упругую подвеску, можно записать более сложную последовательность:

**... сила инерции →
смещение сердечника (массы) →
сжатие/растяжение пружины →
реакция пружины → реакция опоры.**

Выводы

Вопреки утверждениям, что силы инерции являются якобы кажущимися, псевдосилами, и в подтверждение законов Ньютона и общей теории относительности Эйнштейна:

- показана аналогия между явлениями индукции и самоиндукции (в электротехнике), с одной стороны, и тяготения и инерции (в механике), с другой;
- показано, что поле инерции, обусловленное ускоренным движением тела, можно рассматривать как создаваемое телом поле самотяготения, которое подобно внешнему полю тяготения;
- силы инерции необходимо учитывать не во втором, а в третьем законе Ньютона;
- понятие инерциальной и неинерциальной систем отсчета в механике является условным, реально существует одна система (как и в электротехнике);
- законы Ньютона (классической механики) совместимы с общей теорией относительности Эйнштейна.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Analog Devices' Data Sheets: ADIS16003, Rev. 0, 10/05; ADIS16006, Rev. 0, 3/06; ADIS16201, Rev. A, 5/06; ADIS16203, Rev. 0, 8/06; ADIS16204, Rev. PrC, 2007; ADIS16350, Rev. PrB, 1/07 (www.analog.com).
2. Берклеевский курс физики. Т. 1: Киттель Ч., Найт В., Рудерман М. Механика.— М.: Наука, 1983.
3. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т. 1–2.— М.: Мир, 1976.
4. Ишлинский А. Ю. Механика относительного движения и силы инерции.— М.: Наука, 1981.
5. Матвеев А. Н. Механика и теория относительности.— М.: Высш. шк., 1986.
6. Спасский Б. И. Физика в ее развитии.— М.: Просвещение, 1979.
7. Голуб В. С. Датчики ускорений на базе микромеханики и микроэлектроники // Технология и конструирование в электронной аппаратуре (ТКЭА).— 2001.— № 1.— С. 31—34.
8. Голуб В. Микромеханические датчики ускорений и угловых скоростей серии ADIS16xxx // Chip News Украина.— 2006.— № 7.— С. 96—101.
9. Гарднер М. Теория относительности для миллионов.— М.: Атомиздат, 1967.

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

- Формирование наноструктурированных пленок иридия и поликластерного алмаза. (Россия, г. Москва)
- Синхронизация и управление многофазным импульсным преобразователем с гранично-разрывным режимом функционирования. (Украина, г. Одесса)
- Метрологические характеристики яркометра «Тензор-28». (Украина, г. Черновцы)
- Спектры фоточувствительности поверхностно-барьерных структур Ni-n-GaAs. (Туркменистан, г. Ашхабад; Россия, г. Санкт-Петербург)



- Экспериментальное исследование тепловых характеристик коллекторных термосифонов керамических коммутационных плат. (Украина, г. Киев, г. Львов)
- Средства характеристики жидкокристаллических дисплеев. (Украина, г. Киев)
- Аномальный фотовольтаический эффект в структуре с барьером Шоттки-Мотта. (Узбекистан, г. Ташкент)
- Зарядочувствительный усилитель. (Украина, г. Одесса)

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

Д. ф.-м. н. И. А. ВОЛОДИН, В. Н. КОСЯКИН,
д. т. н. В. И. СЕРГЕЕВ, к. т. н. З. Н. ФЁДОРОВА,
к. т. н. А. А. ЧАПЛЫГИН, к. ф.-м. н. Б. Н. ЧИГАРЕВ

Россия, г. Воронеж, ВКБ антенно-фидерных устройств
E-mail: vcb-ad@vcb-ad.vrn.ru

Дата поступления в редакцию
09.01—16.07 2007 г.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВОЙНОЙ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ОБЛУЧАЕМОМ ОБЪЕКТЕ

Рассматриваются результаты экспериментов по двойной дифракции электромагнитной волны для определения возможности локационного обнаружения облучаемых объектов.

При моностатической локации (например радиолокационном обнаружении — РЛО) «на просвет» (т. е. в случае когда локация производится на луче «излучатель—объект—рассеиватель») в рамках РЛО на основе эффекта параметрического поглощения [1, 2] был выявлен помеховый фактор, заключающийся в том, что, ввиду малой скорости перемещения лоцируемых объектов (сравнительно со скоростью распространения электромагнитных волн), после прохождения локационного сигнала через облучаемый объект и его рассеяния на некотором рассеивателе (например на тропосфере) такой объект не успевает выйти (в некоторых случаях) за пределы луча «рассеиватель—приемник». В этом случае возникают технические затруднения в анализе принимаемого локационного сигнала и достоверном определении наличия искомого объекта в зоне наблюдения. Следствием работ в этом направлении стали предложенные варианты использования данного помехового фактора в качестве источника требуемой информации (о наличии, координатах и векторе скорости) [3—6].

Способ локации на основе названного помехового фактора заключается в том, что в направлении предполагаемого нахождения искомого объекта излучается локационный сигнал, который дифрагирует на облучаемом объекте. Затем дифрагировавший сигнал отражается рассеивателем в направлении излучателя и вторично дифрагирует на лоцируемом объекте. Двойная дифракция (независимо от уменьшения мощности сигнала как за счет уменьшения плотности потока мощности при распространении, так и за счет рассеяния при дифракции и отражении от рассеивателя) регистрируется на приемном звене РЛС как дифракционно-интерференционная картина, изменение которой является следствием пространственного перемещения объекта. (Рассматри-

вается моностатический вариант, более точно — моностатическое РЛО, что является квазистатическим случаем именно ввиду локации «на просвет».)

Учитывая, что при использовании эффекта двойной дифракции представляется несущественным использование различных методов уменьшения эффективной площади рассеяния для снижения радиолокационной заметности, исследования в данной области (как и разработка новых алгоритмов локации) представляются крайне важными и актуальными.

Математический аппарат локации на основе двойной дифракции электромагнитной волны на облучаемом объекте приведен в [5, 6].

Цель настоящей работы — экспериментальное исследование эффекта двойной дифракции для локации облучаемых объектов. В качестве имитирующих объектов использованы экраны с отверстиями.

В ходе проведенных в 2005—2006 гг. экспериментов рассматривалось обнаружение и фиксирование проявления дифракционно-интерференционной картины вследствие двойного прохождения электромагнитной волны (луча оптического диапазона) через отверстия в экране (с отражением от отражателя — зеркала). Также определялось изменение дифракционно-интерференционной картины при изменении расположения экранов относительно излучателя и отражателя (зеркала). То есть определялись пространственная конфигурация и изменение дифракционно-интерференционной картины при прохождении электромагнитной волны (в оптическом диапазоне) через отверстие в непрозрачном экране, при отражении от оптического отражателя (зеркала), при прохождении электромагнитной волны через отверстие во втором непрозрачном экране и проекции полученной дифракционно-интерференционной картины на третий (сплошной) непрозрачный экран.

Определялась возможность использования эффекта двойной дифракции для локационного обнаружения материальных объектов. Использовался бистатический вариант экспериментальной установки. Считая возможным экстраполирование результатов на один материальный объект (бистатическое расположение экранов с отверстиями имитирует одиночный объект для моностатического варианта РЛС), по изменению дифракционно-интерференционной картины в зависимости от изменения простран-

Публикуется в качестве дискуссионной.

ственного расположения экранов с отверстиями относительно излучателя и сплошного экрана (приемного звена РЛС) определялась искомая возможность. Рассматривалась как дифракция Френеля, так и дифракция Фраунгофера. При этом исключалась возможность получения регистрируемой дифракционно-интерференционной картины не за счет эффекта двойной дифракции, а вследствие фокусирующих свойств (рефлектора) излучателя. То есть при фиксировании дифракционно-интерференционной картины на сплошном экране удалялись экраны с отверстиями для определения несохранения полученной картины.

Следует отметить, что в цели экспериментов не входило определение полученной интенсивности (или других энергетических параметров, например мощности) светового облучения, фиксируемого на сплошном экране. То есть рассматривалась только конфигурация (и ее изменение) пятен (в случае дифракции Фраунгофера) или колец (дифракция Френеля). Аналитические выкладки использовались для расчета ширины колец (диаметра пятен) и расстояний между ними и их изменений при изменении расположения объектов относительно излучателя, раскрывателя и приемника.

Эксперименты проводились на установке, схема которой представлена на рис. 1. Здесь 1 — излучатель (электрический фонарь); 2 — электромагнитная волна (луч света электрического фонаря); 3 — непрозрачный картонный экран (0,5×0,5 м) с отверстием диаметром 6 мм в центре; 4 — оптический отражатель (зеркало); 5 — непрозрачный картонный экран, аналогичный экрану 3; 6 — сплошной картонный экран (0,5×0,5 м); α — угол падения луча 2 (от нормали) на отражатель 4.

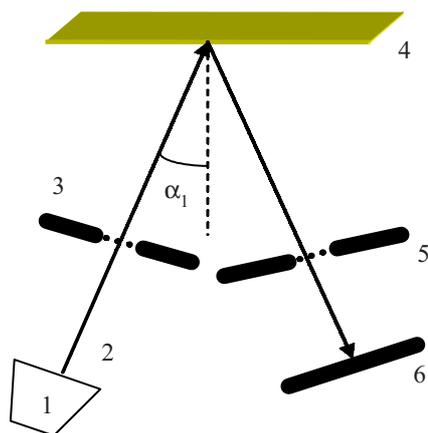


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Соответственно проведенному расчету, в результате двойной дифракции на сплошном экране должны были быть получены пятна Фраунгофера — три пятна с большими показателями мощности (интенсивности светового луча) и, далее, следующие от центрального пятна, со значениями мощности, меньшими мощности центрального пятна не менее чем на два порядка.

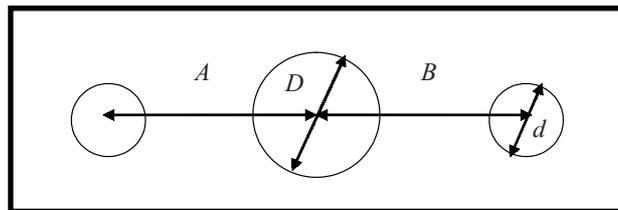


Рис. 2. Схема результата экспериментов

Таким образом, схема результата может быть представлена рис. 2. При этом в ходе экспериментов определялись следующие параметры:

A — расстояние между центрами центрального и левого малого пятен Фраунгофера дифракционно-интерференционной картины на экране 6;

B — расстояние между центрами центрального и правого малого пятен Фраунгофера дифракционно-интерференционной картины на экране 6;

D — диаметр центрального пятна Фраунгофера;

d — диаметр малого пятна Фраунгофера.

Полученные результаты экспериментов (5 вариантов различных расстояний и углов между элементами экспериментальной установки) приведены в таблице. В таблице также приведены параметры, позволяющие дополнительно анализировать, интерпретировать и дублировать полученные результаты:

a_1 — расстояние от излучателя 1 до экрана 3;

b_1 — расстояние от экрана 3 до отражателя 4;

a_2 — расстояние от экрана 5 до экрана 6;

b_2 — расстояние от отражателя 4 до экрана 5.

$\alpha, ^\circ$	$a_1, \text{мм}$	$b_1, \text{мм}$	$a_2, \text{мм}$	$b_2, \text{мм}$	$A, \text{мм}$	$B, \text{мм}$	$D, \text{мм}$	$d, \text{мм}$
45	80	150	60	150	25	25	30	20
60	80	150	60	150	70	70	30	25
32	80	150	60	150	35	35	30	25
45	150	370	60	370	25	25	35	25
45	80	80	60	80	30	30	30	20

Следует отметить, что полученные результаты хорошо коррелируют с результатами, полученными на иных экспериментальных установках и по другим методикам (в частности, при бистатическом расположении штриховых дифракционных решеток в случае работы с лазером оптического, красного диапазона частот) [7].

Анализируя полученные результаты, можно отметить, что дифракционно-интерференционная картина возникает именно вследствие двойной дифракции электромагнитной волны при прохождении отверстий в непрозрачных экранах. То есть в результате экспериментов была установлена принципиальная возможность определения местоположения материальных объектов (эквивалентом которых являются два отверстия в экранах при бистатическом варианте расположения элементов экспериментальной установки) по изменению дифракционно-интерференционной картины на приемном звене локационной системы. Кроме того, полученные результаты

позволяют говорить о возможности моностатического варианта построения локационной системы с использованием эффекта двойной дифракции, что полностью соответствует современным знаниям в области дифракции.

В результате экспериментов также практически подтверждена возможность лоцирования объектов с малым значением эффективной площади рассеяния (при условии использования одинаковых способов и средств уменьшения такого значения для верхней и нижней полуплоскостей лоцируемых объектов).

Помимо изложенного, исходя из теории дифракции, имеем несущественность использования (в названных целях) непрерывного локационного сигнала. То есть для получения и анализа требуемой дифракционно-интерференционной картины возможно использование и импульсных локационных сигналов. Это позволяет предположить возможность применения в качестве локационного сигнала электромагнитных солитонов [8], что требует проведения дополнительного исследования и дополнительных экспериментальных доказательств.

В этом случае представляется вероятной возможность, во-первых, улучшения качества дифракционно-интерференционной картины (мощности принимаемого сигнала, образующего пятна Фраунгофера) и ее стабильности (с учетом дальней зоны дифракция Френеля в данном варианте не используется). Это улучшение объясняется тем, что одним из основных физических свойств солитонов является сохранение ими своей формы (и, следовательно, энергии) при распространении. Во-вторых, предполагается уменьшение вероятности ошибки при анализе полученной дифракционно-интерференционной картины и при ее изменении. Это связано с тем, что солитоны могут быть деформированы только при воздействии на них однотипными солитонами (или при изменении характеристик пространства распространения солитонов). Любые другие волновые пакеты (в том числе ординарные радиолокационные сигналы) являются условно объединенным набором волн, распространяющихся каждая со своей скоростью. (Этим объясняется изменение фронтов таких пакетов и увеличение их длительности («растяжение»), что практически отмечено не только в нелинейных диспергирующих средах, но и в нелинейных средах без дисперсии, а также в линейных средах.) Поэтому солитоны, сохраняющие свою форму и импульс (энергию), позволяют производить анализ неискаженной информации.

Таким образом, объединяя использование эффекта двойной дифракции при изменении дифракционно-интерференционной картины и применение солитонов в качестве локационных сигналов, можно

расширить фактические возможности локационных систем при относительно небольших технологических доработках уже известных устройств (как в части формирования солитонов в качестве локационных сигналов, так и в части использования фазированных антенных решеток с независимыми элементами для приема и фиксирования дифракционно-интерференционной картины и ее изменений).

Открывается возможность использовать двойную дифракцию электромагнитных волн на лоцируемом объекте в качестве источника информации о его местонахождении и — по изменению дифракционно-интерференционной картины — определять вектор скорости такого объекта. При этом необходимо применять моностатический вариант построения РЛС для использования двойной дифракции (т. к. относительно малая скорость пространственного перемещения реальных объектов не позволяет использовать бистатические РЛС).

Изменения получаемой вследствие двойной дифракции дифракционно-интерференционной картины при изменении углов падения и расстояний между объектом локации, рассеивателем и излучателем (приемником) показывают, что такие изменения характеризуют пространственное положение лоцируемого объекта и, следовательно, являются источником информации о векторе скорости объекта и о его возможных изменениях.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Пат. 2145424 РФ. Способ обнаружения объекта (варианты) / С. А. Гайворонская, В. Г. Дмитриев, В. И. Сергеев, Ю. С. Чесноков.— 2000.— Бюл. № 4.
2. Пат. 2150713 РФ. Способ определения координат объекта (варианты) / С. А. Гайворонская, В. Г. Дмитриев, В. И. Сергеев, Ю. С. Чесноков.— 2000.— Бюл. № 16.
3. Пат. 2287170 РФ. Способ обнаружения объекта (варианты) / В. А. Алексашенко, А. М. Бородин, В. Г. Дмитриев и др.— 2006.— Бюл. № 31.
4. Пат. 2296343 РФ. Способ обнаружения объекта / М. М. Башкиров, В. Г. Дмитриев, В. И. Сергеев и др.— 2007.— Бюл. № 9.
5. Сергеев В. И., Фёдорова З. Н. Способ радиолокации за счет использования двойной дифракции радиолокационного сигнала на облучаемом объекте // Радиопромышленность.— 2006.— Вып. 2.— С. 108—119.
6. Володин И. А., Дмитриев В. Г., Сергеев В. И. и др. Математический аппарат двойной дифракции электромагнитной волны на облучаемом объекте // Там же.— 2007.— Вып. 1.— С. 81—87.
7. Сосунов В. А., Гайворонская С. А., Сергеев В. И. Дифракция электромагнитных волн на объекте как информация о его местонахождении // Междунар. науч. конф. «Информационные технологии в естественных науках, экономике и образовании»: Сб. трудов.— Саратов—Энгельс: Научная книга, 2002.— С. 179—180.
8. Чаплыгин А. А. Использование солитонов как радиолокационных сигналов // Вопросы радиоэлектроники. Сер. Радиолокационная техника.— 2007.— Вып. 1.— С. 25—30.

Д. т. н. В. В. БАРАНОВ, к. т. н. Я. А. СОЛОВЬЕВ,
Г. В. КОШКАРОВ

Республика Беларусь, г. Минск, Белорусский гос. университет
информатики и радиоэлектроники
E-mail: baranov@iee.org

Дата поступления в редакцию
17.05 2007 г.

Оппонент д. т. н. Р. В. КОНАКОВА
(ИФП им. В. Е. Лашкарёва, г. Киев)

ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ КРЕМНИЕВЫХ ДИОДОВ ШОТТКИ ДЛЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО МИКРОМОНТАЖА

Рассмотрены конструктивно-технологические особенности и характеристики кремниевых диодов Шоттки, создаваемых в стеклянных корпусах, требующих обеспечения термостойкости кристаллов на уровне 650°C.

Микромонтаж и герметизация стеклом кристаллов изделий микроэлектроники в корпус типа DO-35 производится при температуре 600—650°C, при этом длительность температурного воздействия достигает нескольких минут. Применительно к структуре диода Шоттки такое высокотемпературное воздействие приводит к деградации электрических характеристик вследствие изменения параметров выпрямляющего контакта (высоты барьера Шоттки, переходного сопротивления) [1, с. 23—35], а также к зарядовой нестабильности пассивирующего покрытия, обусловленной миграцией ионов щелочных металлов (Li, Na, K), содержащихся в стекле [2]. Поэтому многие материалы оказались непригодными для формирования контактных структур и пассивации диодов Шоттки.

Данная работа посвящена разработке новых тонкопленочных элементов для формирования структур диодов Шоттки, устойчивых к воздействию высоких температур. Такая структура представлена на **рис. 1**.

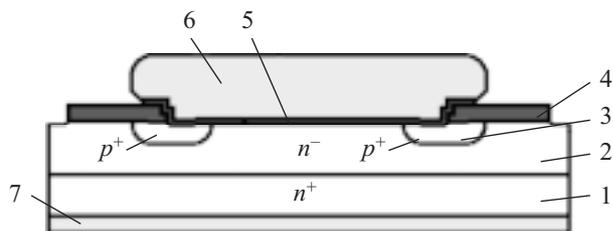


Рис. 1. Структура диода Шоттки:

1 — подложка; 2 — эпитаксиальный слой; 3 — охранный слой; 4 — пассивирующее покрытие; 5 — контактный слой; 6 — объемный вывод; 7 — металлизация катода

В качестве пассивирующего покрытия использовали слои диоксида кремния толщиной 0,5—0,7 мкм, полученные термическим окислением, а также двухслойные структуры $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ и $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$. Слои нитрида кремния толщиной 0,1—0,2 мкм осаждали аммонолизом дихлорсилана. Слои пентаоксида тантала формировали термическим окислением (в среде сухого кислорода при температуре 550°C) пленок

тантала, нанесенных магнетронным распылением. Толщину слоя Ta_2O_5 варьировали в диапазоне от 0,04 до 0,5 мкм. В качестве контактного слоя использовали пленки молибдена и ванадия толщиной 0,3 мкм, нанесенные магнетронным распылением. Объемный вывод высотой 30 мкм формировали гальваническим осаждением серебра из раствора электролита через маску фоторезиста. Металлизацию катода получали путем нанесения в вакууме на обратную сторону кремниевых пластин трехслойной пленки с нижним (контактным) слоем ванадия, промежуточным слоем из серебряного припоя типа ПСр15 и верхним слоем серебра.

Экспериментальный микромонтаж кристаллов производили в восстановительной атмосфере при температуре 650°C пайкой высокотемпературным припоем (сплав «серебро—медь») к аксиальным выводам корпуса DO-35 с одновременной герметизацией стеклом (см. **рис. 2**). Вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодов Шоттки после монтажа исследовали с помощью измерительного комплекса HP 4061A (Hewlett Packard, США). Для определения параметров контактов Шоттки использовали графоаналитический метод, а также расчет численными методами параметров модели прямой ВАХ [3]. Элементный состав переходных слоев исследовали оже-электронной спектроскопией при помощи спектрометра PHI-660 (Perkin Elmer, США).

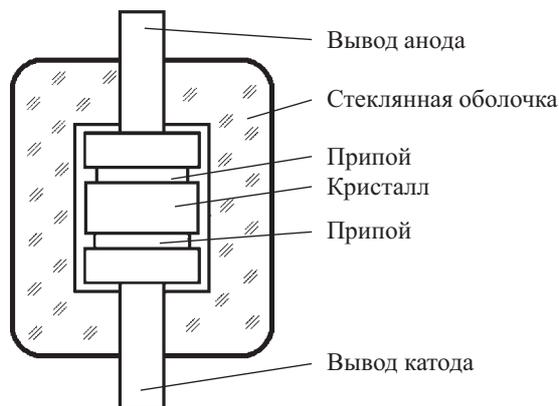


Рис. 2. Схематическое изображение диода Шоттки в корпусе DO-35 после высокотемпературного микромонтажа

Результаты измерения обратного тока диодов Шоттки с различным пассивирующим покрытием представлены в **табл. 1**. Как видно из таблицы, наилучшими защитными свойствами характеризуется

Таблица 1

Обратный ток диодов Шоттки с различным пассивирующим покрытием при величине обратного напряжения 15 В

Структура диэлектрических слоев	Обратный ток, мкА
SiO ₂ (0,6 мкм)	>1,0
SiO ₂ (0,6 мкм)/ Si ₃ N ₄ (0,15 мкм)	0,5
SiO ₂ (0,6 мкм)/ Ta ₂ O ₅ (0,04 мкм)	0,22
SiO ₂ (0,6 мкм)/ Ta ₂ O ₅ (0,07 мкм)	0,09
SiO ₂ (0,6 мкм)/ Ta ₂ O ₅ (0,27 мкм)	0,02
SiO ₂ (0,6 мкм)/ Ta ₂ O ₅ (0,40 мкм)	0,10
SiO ₂ (0,6 мкм)/ Ta ₂ O ₅ (0,50 мкм)	0,23

двухслойное пассивирующее покрытие SiO₂/Ta₂O₅ с толщиной верхнего слоя в диапазоне от 0,07 до 0,4 мкм. Величина обратного тока диодов Шоттки с таким покрытием в 25 раз меньше, чем с двухслойной структурой SiO₂/Si₃N₄, и в 50 с лишним раз меньше, чем для традиционно используемого пассивирующего покрытия слоем SiO₂. Это объясняется эффективными барьерными свойствами покрытия SiO₂/Ta₂O₅ против диффузии ионов щелочных металлов. Кроме того, соотношение толщины слоев данной двухслойной структуры позволяет управлять ее зарядовыми свойствами [4].

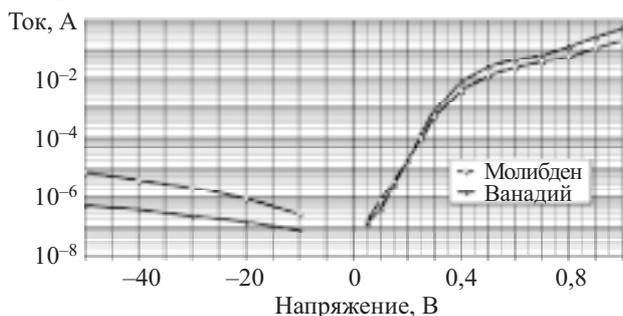


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики диодов Шоттки в корпусе DO-35 с контактными слоями из молибдена и ванадия

Результаты измерений ВАХ диодов Шоттки с различными материалами контактных слоев представлены на рис. 3 для актуального на практике диапазона рабочих напряжений. Результаты исследования электрофизических свойств контактов Mo/Si и V/Si после микромонтажа в корпус DO-35 представлены в табл. 2.

Таблица 2

Электрофизические свойства контактов «молибден—кремний» и «ванадий—кремний» после микромонтажа в корпус DO-35

Параметры контакта	Методика исследования			
	Графо-аналитический метод		Расчет численными методами параметров модели прямой ВАХ	
	Mo/Si	V/Si	Mo/Si	V/Si
Последовательное сопротивление, Ом	—	—	7,41	4,43
Коэффициент неидеальности	1,22	1,11	1,23	1,04
Высота барьера, В	0,625	0,641	0,624	0,654

Как показали исследования, контакты V/Si характеризуются большей высотой барьера и меньшим последовательным сопротивлением, что обуславливает их преимущество перед контактами Mo/Si как в части уменьшения падения прямого напряжения диодов Шоттки, так и уменьшения их обратного тока.

Однако полученная высота барьера 0,654 В не совпадает с известным значением для контактов «ванадий—кремний» *n*-типа, равным 0,55 В [5]. Это указывает на наличие фазы дисилицида ванадия, которая характеризуется высотой барьера к кремнию *n*-типа 0,65 В [1]. Наличие переходного слоя дисилицида ванадия установлено оже-электронной спектроскопией (рис. 4), а также данными рентгенострук-

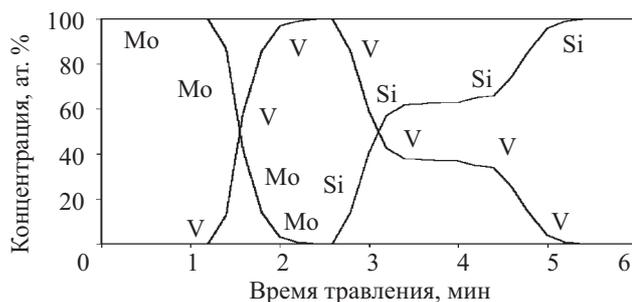


Рис. 4. Профиль распределения элементов многослойной структуры Mo/V/Si после температурной обработки при 625°С в течение 30 мин

турного анализа на пластинах-«свидетелях». Это означает, что тепловое воздействие высокотемпературного микромонтажа способствует формированию материала контактного слоя, обеспечивающего требуемые параметры выпрямляющих контактов диодов Шоттки.

Таким образом, найдены и исследованы тонкопленочные элементы для формирования выпрямляющих контактов и пассивации активной структуры кремниевых диодов Шоттки, устойчивых к воздействию высокотемпературного микромонтажа.

Для исключения диффузии ионов щелочных металлов целесообразно использовать двухслойную пассивирующую структуру SiO₂/Ta₂O₅ с толщиной слоя пентаоксида тантала 0,07—0,4 мкм.

Как показала контактная структура V/Si, тепловое воздействие высокотемпературного микромонтажа способствует формированию переходного слоя силицида в качестве материала контактного слоя, что обеспечивает заданные параметры выпрямляющего контакта.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Мьюрарка Ш. Силициды для СБИС.— М.: Мир, 1986.
2. Croft D. C. The construction and reliability of Schottky diodes // Microelectron. and Reliab.— 1978.— Vol. 17.— P. 445—455.
3. Баранов В. В., Соловьев Я. А., Кошкаров Г. В. Определенные электрофизических параметров контактов Шоттки расчетом численными методами параметров модели ВАХ // Изв. Белорусской инженерной академии.— 2005.— № 1 (19)/5.— С. 101—104.
4. Баранов В. В., Пономарь В. Н., Петлицкая Т. В., Соловьев Я. А. Диоды Шоттки с многослойной пассивацией // Там же.— 2002.— № 2 (14) /2.— С. 23—25.
5. Ануфриев Л. П., Баранов В. В., Глухманчук В. В. и др. Диоды Шоттки на основе переходных металлов и их силицидов // Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники: Тр. Восьмой междунар. науч.-техн. конф. Ч. 1.— Таганрог: ТГРТУ, 2002.— С. 157—159.

К. т. н. И. А. КОННИКОВ

Россия, г. Санкт-Петербург, Государственный институт культуры
E-mail: konnikov_i@mail.ru

Дата поступления в редакцию
30.05 2007 г.

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

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЭЛЕКТРОННЫХ МОДУЛЯХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИНТЕГРАЛА ЗОММЕРФЕЛЬДА

Излагается подход с использованием интеграла Зоммерфельда. Метод позволяет избежать интегрирования в комплексной области и снизить объем вычислений по сравнению с известными методами.

В процессе разработки электронных модулей приходится решать задачу внутренней электромагнитной совместимости. Предложенное в [1] решение основано на решении уравнения Лапласа для электростатического поля в слоистой среде, что значительно сужает область корректного использования полученных в [1] результатов. Дело в том, что изложенный в [1] метод, как и вообще моделирование наводок через паразитные реактивности, принципиально не учитывает поле излучения и переходное поле.

Сущность предлагаемого в настоящей работе подхода — использование аналитических методов расчета **электромагнитного** поля (интеграла Зоммерфельда в сочетании с методом разностной математической модели). Решение ориентировано на проектные задачи большой размерности с использованием аналитического подхода, реализуемого заранее при разработке математических методов и моделей, в отличие от ориентации на численные методы, предполагающие проведение основного и гораздо большего объема вычислений в процессе моделирования. Для получения удовлетворительного решения задачи необходимо прямое использование методов теории электромагнитного поля, адекватно описывающих характер физических процессов в системе, состоящей из канала распространения электромагнитной энергии (канала связи), источника и приемника излучения; поле в такой системе должно описываться волновым уравнением.

Методика решения волнового уравнения для слоистой среды хорошо известна. Решение волнового уравнения относительно поляризационного потенциала в v -м слое Π_v давно получено и, как известно [2], в случае осевой симметрии задачи описывается интегралом Зоммерфельда:

$$\Pi_v(r, z, z_0) = M \int_0^{\infty} J_0(\lambda r) \Phi_v(\lambda, z, z_0) d\lambda, \quad (1)$$

где r — радиус в цилиндрической системе координат;
 z_0 и z — аппликаты элементарного источника излучения и точки, где вычисляется поле, соответственно;
 M — амплитудный множитель [2, с. 514];
 J_0 — функция Бесселя первого рода нулевого порядка;
 λ — параметр разделения [3], именуемый в [2, с. 504] параметром разложения;
 $\Phi_v(\lambda, z, z_0)$ — динамическая математическая модель слоистой среды [4], определяемая на частоте $\omega > 0$ из граничных условий для поляризационного потенциала на границах раздела слоев [2, с. 503].

Как известно, интеграл Зоммерфельда является практически точной макроскопической математической моделью электромагнитного поля в слоистой среде. Однако применение этой модели нередко осложняется отсутствием адекватных вычислительных технологий. Уже несколько поколений исследователей [2, 3, 5, 7 и др.] отмечают, что интегральное представление решения (1) очень сложно для его практического использования. Известен ряд методов [2, 5—8] приближенного вычисления интеграла (1), требующих достаточно высокой квалификации для их применения, причем получаемые результаты нередко имеют весьма ограниченную область корректного использования (например [2, с. 513]) и в ряде случаев требуют непомерно больших затрат машинного времени. Так, при расчете полей в микросхемах интеграл Зоммерфельда требуется вычислять многократно (сотни и тысячи раз), и даже для проектных задач невысокой размерности при использовании широко доступных вычислительных средств расход машинного времени и требования в отношении емкости оперативной памяти становятся неприемлемо высокими.

Предлагаемый подход

Описанные трудности при моделировании электромагнитного поля можно значительно снизить, используя эквивалентную постоянную распространения k_z , которая рассчитывается в квазистационарном приближении через отношение потенциалов, создаваемых источником в слоистой среде и свободном пространстве, и позволяет учитывать влияние неоднородности (слоистости) среды. Такое приближение достаточно корректно, если расстояние между границами раздела крайних слоев, формирующих учитываемую при анализе среду, много меньше длины волны, т. е. при $|kR| \ll 1$ (k — постоянная распро-

странения среды, R — расстояние между элементарным источником поля и точкой, где вычисляется поле) превалирует статическая составляющая поля, обратно пропорциональная кубу расстояния R .

Функции Грина для электростатической и магнитостатической задач вычисляются достаточно несложно по методике [9,10], разработанной на основе решения уравнения Лапласа. При таком подходе необходимость интегрирования по переменной λ в комплексной области отпадает, и требуемые вычисления кардинально упрощаются. В этом основная идея предлагаемого метода.

Реализацию описанной идеи проиллюстрируем конкретным примером. В рассматриваемом примере будем считать, что источник поля представляет собой вертикальный (т. е. ориентированный параллельно оси аппликаты и перпендикулярно границам раздела слоев) бесконечно тонкий провод. Аппликаты границ проводника-источника длиной $l_{\text{и}}$ обозначим $z_{\text{и}}$ и $z_{\text{и}}+l_{\text{и}}$; $z_{\text{п}}$ и $z_{\text{п}}+l_{\text{п}}$ — то же для приемника помехи длиной $l_{\text{п}}$. Крачайшее расстояние между источником поля и точкой наблюдения в азимутальной плоскости обозначим r_a .

Значение потенциала $\Phi_{\text{п}}$, создаваемого проводом — источником поля, вычисляется интегрированием функции Грина по длине электрода с весом $\eta(z_0)$, описывающим распределение зарядов по длине. Это распределение в квазистационарном приближении равномерно [11]. Используя закон сохранения заряда в интегральной форме [12, с. 377], получим, что

$$\eta(z_0) = iI / (\omega l_{\text{и}}), \quad (2)$$

где $i = \sqrt{-1}$;

I — ток в проводнике — источнике помехи;
 ω — круговая частота.

Пусть, как предложено выше, локальная эквивалентная относительная диэлектрическая проницаемость равна отношению потенциалов в свободном пространстве и слоистой среде. Тогда с учетом характера функции $\eta(z_0)$

$$\epsilon_3 = \int_{z_{\text{и}}}^{z_{\text{и}}+l_{\text{и}}} \frac{dz_0}{R} / \int_{z_{\text{п}}}^{z_{\text{п}}+l_{\text{п}}} dz_0 \int_0^{\infty} J_0(\lambda r) q_{\epsilon}(\lambda) d\lambda, \quad (3)$$

где $R = \sqrt{r^2 + (z - z_0)^2}$;

$q_{\epsilon}(\lambda)$ — полученная при решении электростатической задачи математическая модель [4] той среды, которая соответствует математической модели $\Phi_{\text{в}}$.

Аналогично локальная эквивалентная относительная магнитная проницаемость

$$\mu_3 = \int_{z_{\text{и}}}^{z_{\text{и}}+l_{\text{и}}} dz_0 \int_0^{\infty} J_0(\lambda r) q_{\mu}(\lambda) d\lambda / \int_{z_{\text{п}}}^{z_{\text{п}}+l_{\text{п}}} \frac{dz_0}{R}, \quad (4)$$

где $q_{\mu}(\lambda)$ — полученная при решении магнитостатической задачи математическая модель [4] той среды, для которой получена модель $\Phi_{\text{в}}$.

Локальная постоянная распространения эквивалентной однородной среды $k_3 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_3 \mu_0 \mu_3}$ показывает, как изменяется набег фазы в рассматриваемой

слоистой среде по сравнению со свободным пространством.

С учетом формул (2)—(4) получим:

$$k_3 = \omega \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0 \mu_0 \int_{z_{\text{и}}}^{z_{\text{и}}+l_{\text{и}}} dz_0 \int_0^{\infty} J_0(\lambda r) q_{\mu}(\lambda) d\lambda}{\int_{z_{\text{п}}}^{z_{\text{п}}+l_{\text{п}}} dz_0 \int_0^{\infty} J_0(\lambda r) q_{\epsilon}(\lambda) d\lambda}}. \quad (5)$$

Функция Грина, которая является решением волнового уравнения, для однородной среды со свойствами ν -го слоя имеет вид

$$G_{\nu} = \frac{\exp(ik_{\nu} R)}{4\pi\epsilon_{\nu} R}. \quad (6)$$

Для того чтобы распространение волны по прямому от каждого элементарного источника поля (точки с аппликатой z_0) в точку наблюдения с координатами $\{r_a, z_{\text{п}}\}$ и $\{r_a, z_{\text{п}}+l_{\text{п}}\}$ можно было аппроксимировать выражением (6) для однородной среды, необходимо характеризовать слоистую среду неизменным (интегральным) значением постоянной распространения k_3 .

Потребуем, чтобы постоянная распространения k_3 обеспечивала в точке наблюдения такой же набег фазы, как и зависящая от координат локальная постоянная $k_{\text{л}}$, вычисляемая по формуле (5). Разделим расстояние $R_{0\text{п}}$ между элементарным источником поля (точкой с аппликатой z_0) и точкой наблюдения (точкой с аппликатой $z_{\text{п}}$) на малые отрезки ΔR . Набег фазы в среде с постоянной $k_{\text{л}}$ на расстоянии ΔR равен $k_{\text{л}} \Delta R$. Устремив максимальный из отрезков ΔR к нулю и перейдя к пределу, получим, что набег фазы α_R на расстоянии $R_{0\text{п}}$ равен линейному интегралу вдоль отрезка прямой, соединяющего названные точки:

$$\alpha_R = \int_0^{R_{0\text{п}}} k_3(R) dR = \frac{\omega R_{0\text{п}}}{r_a} \int_0^{r_a} \sqrt{\frac{\epsilon_0 \mu_0 \int_{z_{\text{и}}}^{z_{\text{и}}+l_{\text{и}}} dz_0 \int_0^{\infty} J_0(\lambda r) q_{\mu}(\lambda) d\lambda}{\int_{z_{\text{п}}}^{z_{\text{п}}+l_{\text{п}}} dz_0 \int_0^{\infty} J_0(\lambda r) q_{\epsilon}(\lambda) d\lambda}} dr, \quad (7)$$

где $R_{0\text{п}} = \sqrt{r_a^2 + (z_{\text{п}} - z_0)^2}$; $z = z_0 + r(z_{\text{п}} - z_0)/r_a$.

Отсюда постоянная $k_3 = \alpha_R/R_{0\text{п}}$; от z_0 она не зависит. Более подробно расчет эквивалентной постоянной распространения k_3 рассмотрен ниже.

На азимутальном расстоянии r в точке с аппликатой z потенциал

$$\Phi_{\text{п}}(r, z) = \int_{z_{\text{п}}}^{z_{\text{п}}+l_{\text{п}}} G_{\nu}(z_0) \eta(z_0) dz_0 = \frac{iI}{4\pi\epsilon_{\nu} \omega l_{\text{п}}} \int_{z_{\text{п}}}^{z_{\text{п}}+l_{\text{п}}} \frac{\exp(ik_3 R)}{R} dz_0.$$

Заменяя экспоненту первыми четырьмя членами ряда Маклорена (что вполне достаточно для электрически коротких проводников и малых расстояний микроэлектроники) и проинтегрировав, получим:

$$\varphi_n(r, z) = iI [I_0(l_n, z_n) + ik_3 I_1(l_n, z_n) - k_3^2 I_2(l_n, z_n) - ik_3^3 I_3(l_n, z_n)] / (4\pi\epsilon_v \omega l_n), \quad (8)$$

где функции

$$I_0(l_n, z_n) = \text{Arsh} \frac{z_n + l_n - z}{r} + \text{Arsh} \frac{z - z_n}{r};$$

$$I_1(l_n, z_n) = l_n;$$

$$I_2(l_n, z_n) = [r^2 I_0 + (z - z_n) \sqrt{r^2 + (z - z_n)^2} + (z_n + l_n - z) \sqrt{r^2 + (z_n + l_n - z)^2}] / 4;$$

$$I_3(l_n, z_n) = r^2 l_n / 6 + [(z - z_n)^3 + (z_n + l_n - z)^3] / 18.$$

Задача решена в общем виде, однако описанная методика имеет значительный резерв повышения точности по сравнению с изложенным иллюстрационным вариантом.

Использование разностной математической модели среды

Точность предлагаемой методики вычисления можно значительно повысить, если воспользоваться тем обстоятельством, что поле в слое, где расположен канал распространения энергии, определяется в основном физическими характеристиками этого слоя; поле вблизи границы раздела определяется в основном физическими характеристиками слоев, прилегающих к границе раздела. Влияние остальных слоев существенно ниже, особенно на малых расстояниях r , характерных для приборостроения и микроэлектроники. Для каналов связи, содержащих провод, этот феномен усиливается вследствие внешнего скин-эффекта [13, с. 259], т. е. эффекта концентрации внешнего поля около поверхности провода.

С учетом этого поле в слоистой среде можно рассчитывать, представив выражение (1) с помощью простейшего тождественного преобразования в виде главной составляющей (легко вычисляемой и дающей основной вклад в формирование поля) и части, вычисляемой приближенно:

$$\begin{aligned} \Pi_v(r, z, z_0) &= \\ &= \Pi_{v\Gamma}(r, z, z_0) + M \int_0^\infty J_0(\lambda r) \Omega_p(\lambda, z, z_0) d\lambda, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\Pi_{v\Gamma}$ — главная составляющая;
 $\Omega_p(\lambda, z, z_0)$ — разностная математическая модель среды, позволяющая учесть влияние факторов, не учтенных главной составляющей,
 $\Omega_p(\lambda, z, z_0) = \Phi_v(\lambda, z, z_0) f(\lambda, z, z_0)$;
 $f(\lambda, z, z_0)$ определяется аналогично $\Phi_v(\lambda, z, z_0)$ для физической модели среды, которая соответствует главной составляющей.

Используя формулу [2, с. 509], решение волнового уравнения для поляризованного потенциала поля

у плоской границы раздела двух однородных полупространств несложно привести к виду

$$\Pi_\Gamma(r, z, z_0) = \Pi_{v\Gamma}(r, z, z_0) + \frac{iI dz_0}{4\pi\omega\epsilon_v} \xi(r, z, z_0),$$

где $\Pi_{v\Gamma}$ — главная составляющая, которая описывает поле диполя и его зеркального изображения в однородной среде со свойствами верхнего полупространства,

$$\Pi_{v\Gamma} = \frac{iI dz_0}{4\pi\omega\epsilon_v} \left[\frac{\exp(ik_v R_v)}{R_v} + \frac{\exp(ik_v R_{v-1})}{R_{v-1}} \right];$$

dz_0 — длина элементарного диполя;

k — постоянная распространения электромагнитной волны в среде, где вычисляется поле,

$$k = \sqrt{\mu\epsilon\omega^2 + i\mu\sigma\omega};$$

ϵ, μ, σ — абсолютная диэлектрическая проницаемость, абсолютная магнитная проницаемость и удельная активная проводимость среды, соответственно;

R_v, R_{v-1} — расстояния от точки, где вычисляется поле, до диполя и его зеркального изображения, соответственно; индекс $v-1$ при величинах $R, \epsilon, \mu, \sigma, k$ указывает на их принадлежность нижнему полупространству (под границей раздела), индекс v — верхнему полупространству;

ξ — несобственный интеграл, через известные функции в явном виде не выражается;

$$\begin{aligned} \xi(r, z, z_0) &= 2 \int_0^\infty J_0(\lambda r) \exp[-(z + z_0) \sqrt{\lambda^2 - k_v^2}] \times \\ &\times \left(\frac{k_{v-1}^2}{k_{v-1}^2 \sqrt{\lambda^2 - k_v^2} + k_v^2 \sqrt{\lambda^2 - k_{v-1}^2}} - \frac{1}{\sqrt{\lambda^2 - k_v^2}} \right) \lambda d\lambda. \end{aligned}$$

Значение $\Pi_{v\Gamma}$ (главной составляющей поляризованного потенциала) легко вычисляется и дает основной вклад в результат, особенно при $|k_{v-1}^2| \gg |k_v^2|$, что обычно имеет место на практике. Все остальные составляющие потенциала $\Pi_{v\Gamma}$ объединены в один интеграл — второе слагаемое выражения (9), значение которого (поправку) приходится вычислять приближенно, с помощью эквивалентной постоянной распространения k_3 .

Теперь необходимо конкретизировать некоторые аспекты вычисления эквивалентной (интегральной) постоянной распространения слоистой среды.

Расчет эквивалентной постоянной распространения

Постоянная распространения k_3 рассчитывается на основе вычисления интеграла

$$G = \int_0^\infty J_0(\lambda r) q(\lambda, z, z_0) d\lambda,$$

в котором функция $q = q_\mu$ для числителя в формуле (3) и $q = q_\epsilon$ для знаменателя.

Для вычисления этого интеграла его следует представить в виде

$$G = G_1 + G_2, \quad (10)$$

$$\text{где } G_1 = \sum_{v=1}^N \int_{\lambda_{v-1}}^{\lambda_v} J_0(\lambda r) q(\lambda, z, z_0) d\lambda;$$

N — целое число полувольт функции Бесселя, при данном r укладывающихся на интервале $[0, \lambda_N]$;

$$\lambda_v = \alpha_v / r;$$

α_v — нули функции Бесселя J_0 ;

$$\lambda_0 = 0;$$

$$G_2 = \int_{\lambda_N}^{\infty} J_0(\lambda r) q(\lambda, z, z_0) d\lambda.$$

Число N выбирается так, чтобы при любых z и z_0 , соответствующих интервалу их значений в решаемой задаче, выполнялось условие

$$q(\lambda_N, z, z_0) = q_{\infty}, \quad (11)$$

где $q_{\infty} = \lim_{\lambda \rightarrow \infty} q(\lambda, z, z_0)$; значения N и λ_N для обеих функций q одинаковы.

На практике условие (11) можно выполнить с любой требуемой точностью. Тогда величину G_2 можно выразить через $\Theta(\lambda_N r)$ — значение Θ -функции [1] аргумента $\lambda_N r$:

$$G_2 = q_{\infty} \Theta(\lambda_N r). \quad (12)$$

Значение Θ -функции при таком значении аргумента не обязательно равно нулю, однако в подавляющем большинстве случаев практики интегралом G_2 можно пренебречь по двум причинам. Во-первых, в результате последующего интегрирования функции Грина по координатам в подынтегральном выражении для G_2 в (6) неизбежно появляется множитель $1/\lambda^n$, где n — кратность интегрирования¹, и при больших λ подынтегральная функция быстро убывает вместе с G_2 по абсолютной величине. Во-вторых, при больших значениях аргумента $\lambda_N r$ значение Θ -функции $\Theta(\lambda_N r)$ невелико [1], и для слоистых сред с плоскопараллельными и неограниченными в азимутальном направлении слоями обычно² $q_{\infty} = 0$.

Впрочем, полагать $G_2 = 0$ совсем не обязательно. Поскольку соотношение (11) можно обеспечить с любой требуемой точностью, значение G_2 легко вычисляется по формуле (12) через асимптотическое значение q_{∞} функции $q(\lambda)$ и значение Θ -функции [1].

Учитывая специфику функции Бесселя первого рода, для вычисления G_1 в выражении (10) интервал интегрирования целесообразно разбить на N шагов и на каждом шаге использовать квадратурную формулу Лобатто [14, с. 258] с тремя узлами, два из которых расположены на границах шага интегрирования. Алгебраическая степень точности такой формулы равна 3, что вполне достаточно. Поскольку границы шагов интегрирования совпадают с нулями функции Бесселя, отличным от нуля и подлежащим учету на каждом шаге будет из трех лишь одно слагаемое используемой квадратурной формулы, что позволяет значительно сократить объем вычислений. Выражение для G_1 в (6) примет вид

¹ Так, после интегрирования по z и z_0 в первообразной функции появляется множитель $1/\lambda^2$.

² Строгое теоретическое доказательство этого соотношения для общего случая не проводилось, однако методами вычислительного эксперимента удалось обнаружить лишь один класс функций q , для которых $q_{\infty} \neq 0$, а именно — класс функций для вычисления полей в плоскости источника, параллельного границам раздела слоев ($z \equiv z_0$). В этом случае поле вычисляется по методике [3] через нули Θ -функции. При $q_{\infty} \neq 0$ применение предлагаемой методики также возможно, однако ее экономичность несколько снижается.

$$G_1 = \frac{4}{3} \sum_{v=1}^N \lambda_{v2} J_0(\lambda_{v2} r) q(\lambda_{v2}, z, z_0),$$

где $\lambda_{v2} = (\lambda_v - \lambda_{v-1})/2$; $\lambda_{12} = 1,202412779$ [15, с. 227].

При вычислении поправки $\Delta\Phi_{\Pi}(z_{\Pi}, r_a)$ в точке с аппликатой $z = z_{\Pi}$ формула (3) примет вид

$$\alpha_R = \frac{\omega R_{0\Pi}}{r_a} \times$$

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_0 \mu_0 \int_{z_{\Pi}}^{z_{\Pi}+l_n} \sum_{v=1}^N \lambda_{v2} J_0(\lambda_{v2} r) q_{\mu}(\lambda_{v2}, z_{\Pi}, z_0) dz_0}{\int_{z_{\Pi}}^{z_{\Pi}+l_n} \sum_{v=1}^N \lambda_{v2} J_0(\lambda_{v2} r) q_{\varepsilon}(\lambda_{v2}, z_{\Pi}, z_0) dz_0}} dr. \quad (13)$$

Дробь под знаком радикала в формуле (13) особенностей не имеет, и интегрирование по переменной r несложно выполнить при помощи одной из известных приближенных квадратурных формул, которые точны для алгебраических многочленов третьей степени, в том числе с помощью формулы Гаусса [14] или формулы Лобатто, использованной выше.

Для малых расстояний r можно положить $N=1$, и формула (13) существенно упрощается:

$$\alpha_R = \omega R_{0\Pi} \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \mu_0 \int_{z_{\Pi}}^{z_{\Pi}+l_n} q_{\mu}(\lambda_{12}, z_{\Pi}, z_0) dz_0}{\int_{z_{\Pi}}^{z_{\Pi}+l_n} q_{\varepsilon}(\lambda_{12}, z_{\Pi}, z_0) dz_0}}. \quad (14)$$

При $N=1$ как числитель, так и знаменатель, будут иметь завышенные значения. Поскольку знаки погрешностей одинаковы, при вычислении дроби эти погрешности отчасти взаимно компенсируются, причем степень компенсации тем выше, чем ближе свойства среды к свойствам свободного пространства.

Отсюда для поля, распространяющегося на расстоянии $R_{0\Pi}$, эквивалентная постоянная распространения $k_3 = \alpha_R / R_{0\Pi}$. Из выражения (13) нетрудно видеть, что постоянная k_3 от аппликаты z_0 не зависит. В случае цилиндрической или плоской волны $k_3 = \alpha_r / r_a$.

При использовании разностной математической модели среды $\Omega_r(\lambda, z, z_0)$ изложенная методика относится к вычислению поправки. Рассмотрим вычисление главной составляющей помехи.

Вычисление главной составляющей

Поляризованный потенциал поля связан со скалярным потенциалом известным соотношением [3, с. 444]. Главная составляющая скалярного потенциала поля в v -м слое вычисляется с помощью интеграла по объему объекта — источника поля:

$$\Phi_{\Gamma}(r, z) = - \iint_{S_{\Pi}} \eta(x_0, y_0) ds \int_{z_{\Pi}}^{z_{\Pi}+l_n} \operatorname{div} \Pi_{v\Gamma},$$

где S_{Π} — площадь поперечного сечения источника; $\eta(x_0, y_0)$ — плотность распределения заряда по площади S_{Π} ; ds — элемент площади S_{Π} в прямоугольных координатах; x_0, y_0 — абсцисса и ордината источника.

В случае когда диаметр³ провода-источника мал по сравнению с его длиной и с расстоянием между источником и приемником r_a , практически без потери точности источник можно считать нитевидным, и тогда

$$\varphi_{\Gamma}(r, z) = - \int_{z_n}^{z_n+l_n} \text{div } \Pi_{v\Gamma}.$$

При формировании разностной математической модели среды было принято, что главная составляющая $\Pi_{v\Gamma}$ в формуле (5) представляет собой сумму двух экспонент. Поскольку главная составляющая поляризованного потенциала $\Pi_{v\Gamma}$ имеет только одну компоненту, ориентированную вдоль оси аппликат, то, выполнив дифференциальную операцию векторного анализа, заменив указанные экспоненты первыми четырьмя членами ряда Маклорена и проинтегрировав по z_0 , после приведения подобных членов для нитевидного проводника-источника получим:

$$\varphi_{\Gamma}(r, z) = \frac{iI}{4\pi\omega\epsilon_v} \{ I_4(l_n, z_n, r, z) - I_4(-l_n, -z_n, r, z) - ik_v I_5(r, z) + k_v^2 [I_6(l_n, z_n, r, z) - I_6(-l_n, -z_n, r, z)] - ik_v^3 I_7(r, z) - k_v^4 [I_8(l_n, z_n, r, z) - I_8(-l_n, -z_n, r, z)] \}, \quad (15)$$

где

$$I_4(l_n, z_n, r, z) = 1/\sqrt{r^2 + (z_n + l_n - z)^2} - 1/\sqrt{r^2 + (z_n - z)^2};$$

$$I_5(r, z) = \ln \frac{[r^2 + (z_n + l_n - z)^2][r^2 + (z_n + z)^2]}{[r^2 + (z_n - z)^2][r^2 + (z_n + l_n + z)^2]};$$

$$I_6(l_n, z_n, r, z) = 3[\sqrt{r^2 + (z_n + l_n - z)^2} - \sqrt{r^2 + (z_n - z)^2}]/2;$$

$$I_7(r, z) = -4zl_n/3;$$

$$I_8(l_n, z_n, r, z) = \{ \sqrt{[r^2 + (z_n + l_n - z)^2]^3} - \sqrt{[r^2 + (z_n - z)^2]^3} \} / 18.$$

Задача несколько усложняется, если поперечный размер источника имеет тот же порядок, что и расстояние r_a (как это может иметь место в случае переключек межслойной коммутации или при вычислении коэффициента передачи канала связи); тогда выражения (15) должны быть проинтегрированы по площади поперечного сечения s , что, впрочем, не может вызвать принципиальных затруднений. Если же источник и приемник поля имеют одинаковый поперечный размер t (в направлении, перпендикулярном направлению распространения волны), то для учета поперечного размера канала связи t и усреднения потенциала вдоль этого же направления двукратное интегрирование можно провести, исполь-

³ Провод-источник не обязательно является круглым, и под диаметром понимается наибольшая из хорд его поперечного сечения.

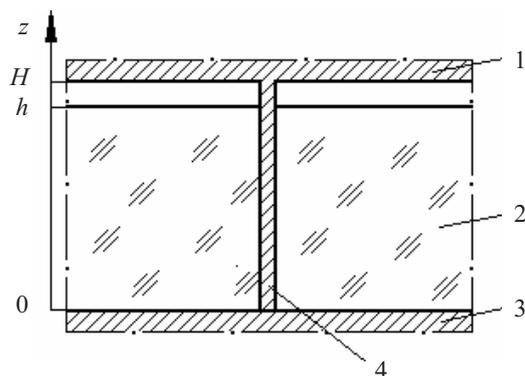
зуя метод средних геометрических расстояний (СГР), что позволит существенно упростить выражение для потенциала. При вычислении таких интегралов метод СГР обеспечивает высокую точность, если максимальный размер области, где вычисляется поле, превосходит интервал интегрирования хотя бы на десятичный порядок [16]; такое соотношение обычно выполняется.

Примем такую ориентацию системы координат, при которой источник и приемник поля расположены на оси абсцисс. Тогда, проинтегрировав $-\text{div}\Pi_{v\Gamma}$ по z_0 аналитически, а по ординатам y и y_0 — при помощи метода СГР, получим, что потенциал поля в v -м слое описывается формулами (8), (15), в которых

$r = r_x = \sqrt{(x - x_0)^2 + t_c^2}$; СГР отрезка прямой, который имеет длину t , от самого себя $t_c = t \cdot \exp(-3/2)$.

Пример использования методики

Рассмотрим возможность расчета поля в точке с аппликатой $z=z_n$, создаваемого вертикальным цилиндрическим выводом в конструкции, схематично представленной на рисунке. Диэлектрики с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 полагаем непроводящими и немагнитными, верхний и нижний слои — идеально проводящими.



Физическая модель слоистой диэлектрической структуры с вертикальным излучателем:

1 — металлический корпус; 2 — несущий немагнитный диэлектрик (плата); 3 — заземляющая плоскость; 4 — заземляющий вывод

Вычисление главной составляющей поля φ_{Γ} проводится очевидным образом по формулам (15). Рассмотрим вычисление поправки.

При расчете эквивалентной диэлектрической проницаемости ϵ_v в качестве главной составляющей примем потенциал поля диполя и его зеркального изображения в однородной среде со свойствами верхнего полупространства. Следуя методике работ [1, 16, 17], при решении электростатической задачи потенциал электрического поля в верхнем слое структуры, представленной на рисунке, будем описывать с помощью математической модели

$$\Phi_{\varphi_2}(\lambda, z, z_0) = \exp(-\lambda |z - z_0|) + s_2(\lambda) \exp[\lambda(z - z_0)] + p_2(\lambda) \exp[\lambda(z_0 - z)],$$

а потенциал поля в нижнем слое структуры — с помощью математической модели

$$\Phi_{\phi_1}(\lambda, z, z_0) = s_1(\lambda) \exp[\lambda(z-z_0)] + p_1(\lambda) \exp[\lambda(z_0-z)].$$

Записав с помощью этих выражений граничные условия [16], получим систему интегральных уравнений относительно неизвестных $s_v(\lambda)$ и $p_v(\lambda)$ ($v=1, 2$); число уравнений необходимо и достаточно для отыскания всех неизвестных функций s и p .

С помощью интеграла Фурье–Бесселя [3] переходим к системе линейных алгебраических уравнений; тогда граничные условия примут вид:

$$\begin{aligned} s_2(\lambda) \exp[\lambda(H-z_0)] + p_2(\lambda) \exp[\lambda(z_0-H)] + \\ + \exp(\lambda |H-z_0|) = 0; \\ s_2(\lambda) \exp[\lambda(h-z_0)] + p_2(\lambda) \exp[\lambda(z_0-h)] + \\ + \exp(-\lambda |h-z_0|) = s_1(\lambda) \exp[\lambda(h-z_0)] + p_1(\lambda) \exp[\lambda(z_0-h)]; \\ s_1(\lambda) \exp(-\lambda z_0) + p_1(\lambda) \exp(\lambda z_0) = 0; \\ \epsilon_2 \{s_2(\lambda) \exp[\lambda(h-z_0)] - p_2(\lambda) \exp[\lambda(z_0-h)] + \\ + \exp(-\lambda |h-z_0|)\} = \epsilon_1 \{s_1(\lambda) \exp[\lambda(h-z_0)] - \\ - p_1(\lambda) \exp[\lambda(z_0-h)]\}. \end{aligned}$$

Решив эту систему уравнений, получим, что

$$s_2 = \frac{2\epsilon_2}{(\epsilon_1 D - \epsilon_2) \{ \exp[2\lambda(h-z_0)] + \exp(-2H) \}}, \quad (16)$$

$$\text{где } D = \frac{1 + \exp(-2h)}{1 - \exp(-2h)} \cdot \frac{1 - \exp[2\lambda(H-h)]}{1 + \exp[2\lambda(H-h)]};$$

$$p_1 = -s_2 \frac{1 - \exp[2\lambda(H-h)]}{1 + \exp[2\lambda(H-h)]}; \quad (17)$$

$$s_1 = -p_1 \exp(-2\lambda z_0); \quad (18)$$

$$p_2 = -s_2 \exp[2\lambda(H-z_0)] - 1. \quad (19)$$

Выделив с помощью тождества Вебера–Липшица [16] главные составляющие потенциалов, получим, что для расчета эквивалентной диэлектрической проницаемости ϵ_3 надо использовать формальную разностную математическую модель среды

$$q_{\epsilon_1}(\lambda) = s_1(\lambda) \exp[\lambda(z-z_0)] + p_1(\lambda) \exp[\lambda(z_0-z)] - \\ - \exp(-\lambda |z+z_0|) - \exp(-\lambda |z-z_0|)$$

для нижнего слоя, а для верхнего слоя — формальную математическую модель

$$q_{\epsilon_2}(\lambda) = s_2(\lambda) \exp[\lambda(z-z_0)] + p_2(\lambda) \exp[\lambda(z_0-z)] - \\ - \exp(-\lambda |z+z_0|).$$

Эти модели вычисляются с помощью формул (16)–(19).

Формирование разностной математической модели конструкции для расчета эквивалентной магнитной проницаемости μ_3 проводим аналогично. Поскольку оба слоя считаются немагнитными, при расчете μ_3 используется только одна разностная математическая модель. Вектор-потенциал поля в квазистационарном приближении для обоих слоев структуры, представленной на рисунке, будем описывать с помощью функции

$$\Phi_A(\lambda, z, z_0) = p(\lambda) \exp[\lambda(z_0 - z)] + \\ + s(\lambda) \exp[\lambda(z - z_0)] + \exp(-\lambda |z - z_0|),$$

$$\text{где } p(\lambda) = \frac{1 - \exp(-\lambda H)}{\exp[\lambda(H + z_0)] - 1} - \exp(-\lambda H);$$

$$s(\lambda) = \frac{1 - \exp(-\lambda H)}{\exp(-2\lambda z_0) - \exp[\lambda(H - z_0)]}.$$

Выделив с помощью тождества Вебера–Липшица главные составляющие вектор-потенциала, получим, что для расчета эквивалентной магнитной проницаемости надо использовать формальную математическую модель

$$q_\mu(\lambda) = p(\lambda) \exp[\lambda(z_0 - z)] + \\ + s(\lambda) \exp[\lambda(z - z_0)] - \exp(-\lambda |z + z_0|).$$

Поскольку диэлектрическая проницаемость меняется вдоль оси аппликата, с учетом обозначений координат на рисунке и формулы (14) выражение для постоянной распространения k_y примет вид

$$k_y = \omega \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0 \mu_0 \int_{H-l}^H q_\mu(\lambda_{12}, z_i, z_0) dz_0}{\int_{H-l}^h q_{\epsilon_1}(\lambda_{12}, z_i, z_0) dz_0 + \int_h^H q_{\epsilon_2}(\lambda_{12}, z_i, z_0) dz_0}}. \quad (20)$$

Интегралы в формуле (20) легко вычисляются с помощью квадратурной формулы Гаусса на два узла [14]. Потенциал Φ_n вычисляется по формуле (8). В результате потенциал поля может быть рассчитан как сумма парциальных потенциалов: $\Phi = \Phi_n + \Phi_r$.

Задача решена.

Заключение

Описанный подход к вычислению интегралов Зоммерфельда позволяет модифицировать изложенный в [1] метод и существенно расширить частотный диапазон моделирования электромагнитных помех по сравнению с указанным методом. Модифицированный метод позволяет учитывать поле излучения и переходное поле и может быть использован вплоть до диапазона сантиметровых волн и субнаносекундных длительностей импульсов.

Предлагаемый подход может применяться для математического моделирования поля произвольно ориентированных излучателей в тонкопленочных и толстопленочных микросхемах и на печатных платах, изготавливаемых на основе непроводящих материалов, и может быть легко модифицирован для сред, включающих проводящие слои, на основе которых изготавливаются полупроводниковые микросхемы.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Конников И. А. Взаимовлияние объектов малых размеров в микросхеме // Технология и конструирование в электронной аппаратуре (ТКЭА).— 2006.— № 6.— С. 9—14.
2. Стрэттон Дж. А. Теория электромагнетизма.— М., Л.: ОГИЗ, 1948.

3. Конников И. А. Математическая модель конструкции микросхемы // Математическое моделирование.— 2007.— Т. 19, № 4.— С. 37—44.
4. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики.— М.: Наука, 1977.
5. Агапов С. В., Чермошнцев С. Ф. Методы и средства анализа и прогнозирования электромагнитных излучений от электронных средств // Информационные технологии.— 2003.— № 11.— С. 2—12.
6. Кинг Р., Смит Г. Антенны в материальных средах.— М.: Мир, 1984.
7. Кюрчан А. Г. Представления Релея и Зоммерфельда для дифрагированных полей и области их сходимости // Радиотехника и электроника.— 1982.— № 2.— С. 233—240.
8. Baños A., Jr. Dipole radiation in the presence of a conducting half-space.— Oxford, London, Edinburgh, New York, Paris, Frankfurt: Pergamon Press, 1966.
9. Конников И. А. Два способа вычисления функции Грина для уравнения Лапласа // Прикладная физика.— 2007.— № 2.— С. 17—24.
10. Конников И. А. Индуктивность пленочных проводников в слоистых средах // Судостроение.— 1981.— № 11.— С. 27—28.
11. Конников И. А. Влияние плотности распределения заряда на емкость прямоугольной пленки в слоистой среде // Электричество.— 2007.— № 3.— С. 37—41.
12. Каплянский А. Е., Лысенко А. П., Полотовский Л. С. Теоретические основы электротехники.— М.: Высш. школа, 1972.
13. Зоммерфельд А. Электродинамика.— М.: Иностранная литература, 1958.
14. Крылов В. И., Шульгина Л. Т. Справочная книга по численному интегрированию.— М.: Наука, 1966.
15. Справочник по специальным функциям // Под ред. М. Абрамовица, И. Стиган.— М.: Наука, 1979.
16. Конников И. А. Емкость тонкого проводника прямоугольного сечения в микросхеме // Технология и конструирование в электронной аппаратуре (ТКЭА).— 2006.— № 4.— С. 18—23.
17. Конников И. А. Расчет сопротивления заземляющего вывода // Технологии электромагнитной совместимости.— 2007.— № 1.— С. 11—16.

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ



Климачев И. И., Иовдальский В. А. Основы технологии и конструирования ГИС СВЧ-диапазона.— М.: Техносфера, 2006.— 352 с.

Представленная монография основана на современных представлениях о технологии изготовления и конструкторско-технологическом проектировании гибридных интегральных схем (ГИС) и микросборок (МСБ) СВЧ-диапазона. В книге изложены перспективные конструкторско-технологические решения, позволяющие по сравнению с традиционными улучшить электрические, тепловые, надежностные и массогабаритные характеристики ГИС и МСБ СВЧ-диапазона и модулей на их основе. Она основана на практических и теоретических результатах, полученных авторами в результате многолетней работы в данном направлении.

Книга предназначена для специалистов, занимающихся разработкой модулей на основе ГИС и МСБ СВЧ-диапазона, а также специалистов-технологов серийного производства. Она также полезна для аспирантов и студентов высших и средних учебных заведений электронных и радиотехнических специальностей.

НОВЫЕ КНИГИ



Ворона В. А. Радиопередающие устройства. Основы теории и расчета: Учебное пособие для вузов.— М.: Горячая линия—Телеком, 2007.— 384 с.

В первой части изложены теория и практические особенности построения и применения основных каскадов радиопередающих устройств на полупроводниковых приборах: усилителей мощности, автогенераторов, умножителей частоты и модуляторов. Рассмотрены вопросы реализации автогенераторов и усилителей мощности на СВЧ-приборах: клистронах, магнетронах и лампах бегущей волны. Определены перспективы развития техники радиопередающих устройств различного целевого назначения. Во второй части обобщены методические подходы и конкретные методики расчета параметров структурных схем и каскадов радиопередатчиков. Приведены численные примеры расчета, позволяющие сравнить оцениваемые элементы и характеристики отдельных каскадов в различных режимах их применения.

Для студентов, обучающихся по специальностям «Информационная безопасность телекоммуникационных систем», «Комплексное обеспечение информационной безопасности автоматизированных систем» и «Компьютерная безопасность». Может быть полезна разработчикам и пользователям радиопередающих устройств в системах и сетях передачи информации.

К. т. н. В. Н. КРИЩУК, к. т. н. Л. М. КАРПУКОВ,
к. т. н. Г. Н. ШИЛО, к. т. н. А. Ю. ФАРАФОНОВ,
Б. А. АРТЮШЕНКО

Украина, Запорожский национальный технический университет
E-mail: gshilo@zntu.edu.ua_farafon@zntu.edu.ua_bogdartysh@ukr.net

Дата поступления в редакцию
30.01—07.06 2007 г.

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

ПРИМЕНЕНИЕ ГЕНЕТИЧЕСКОГО АЛГОРИТМА В ЗАДАЧАХ ДОПУСКОВОГО СИНТЕЗА МИКРОПОЛОСКОВЫХ УСТРОЙСТВ

Использование генетического алгоритма дает возможность решения задач с немонотонными выходными функциями и с нестандартными ограничениями.

Быстрое проникновение систем радиолокации, автоматизированных систем связи, систем телекоммуникации во все сферы нашей жизни — серьезное испытание для разработчиков СВЧ-техники, потому что конкуренция и условия рынка диктуют жесткие требования к параметрам СВЧ-устройств, срокам проектирования и цене. Эти требования в полной мере касаются и пассивных элементов СВЧ-схем, основанных на микрополосковой топологии.

С использованием наиболее точных методов синтеза и определения геометрических параметров микрополосковых устройств актуальной остается проблема обеспечения точности изготовления, которая непосредственно обусловлена технологическими допусками. Поэтому возникает задача определения допусков на геометрические размеры конструкции в зависимости от параметров материалов и заданной нестабильности выходных характеристик.

Разработке методов анализа и синтеза допусков в радиоэлектронике посвящено значительное количество работ [1, 2]. При определении допусков используются два базовых принципа — максимума-минимума и статистический. Однако использование статистического подхода возможно только при наличии большого объема статистических данных, что не всегда возможно.

Существующие методы требуют либо большого количества вычислений, либо монотонности выходных функций [3]. Для решения задач анализа и синтеза допусков в условиях немонотонности выходной функции могут быть использованы методы детерминированного и случайного поиска. При этом различия в особенностях поведения характеристик устройств не позволяют выработать единой стратегии поиска. Относительная сложность и ресурсоемкость решения задач СВЧ-техники значительно ограничивают использование генетического алгоритма, однако для задач анализа допусков в настоящее время этот алгоритм может использоваться без ограничений.

Целью данной статьи является разработка универсального метода допускового синтеза пассивных СВЧ-устройств на основе генетического алгоритма.

В качестве объекта исследований был выбран микрополосковый полосовой фильтр (ППФ) на связанных линиях с немонотонным характером АЧХ в области граничных частот полосы пропускания при наличии отклонений параметров конструкции.

Для решения поставленной задачи необходимо:

— построить математическую модель СВЧ-фильтра, позволяющую определять его характеристики при заданных значениях параметров;

— определить математические подходы к задаче анализа работоспособности синтезированного решения;

— доработать генетический алгоритм для задачи допускового синтеза.

Анализ работоспособности параметрической области

Наиболее часто встречающимися ограничениями при проектировании СВЧ-техники выступают:

— допусковая область, которая должна содержать номинальные значения:

$$x^{\text{ном}} \in X, \quad (1)$$

где $x^{\text{ном}}$ — номинальное решение, $X = \{x_1, x_2, \dots, x_d\}$ — интервальная допусковая область (брус), $x_i = [x_i, \bar{x}_i]$ — интервал значений параметра i , d — количество параметров;

— ограничения на параметры элементов:

$$x_i \subset sp_i = [sp_i, \bar{sp}_i], \quad (2)$$

где sp_i — интервал, ограничивающий возможные значения параметра i ;

— ограничения на допуск:

$$w(x_i) \in [\min t_i, \max t_i], \quad (3)$$

где $\min t_i$, $\max t_i$ — минимальная и максимальная ширина допуска;

— ограничения на выходные функции (ограничения работоспособности):

$$f_j(x_1 \dots x_n) \in F_j = [F_j, \bar{F}_j], \quad \forall x_i \in x_i, \quad j = \overline{1, m}, \quad (4)$$

где $f(x_1, \dots, x_d)$ — выходные функции, F_j и \bar{F}_j — нижнее и верхнее ограничения на выходные функции, m — количество выходных функций.

При анализе работоспособности найденного решения возможно применение:

— методов Мура и нулевого поиска, эвристических и стохастических методов (вычислительная сложность 2^{qd} , где q — точность);

— естественного интервального расширения (применимо, если $f(x_1, \dots, x_d)$ — рациональные выражения, содержащие переменные не более одного раза);

— метода внешних воздействий (применим, если $f(x_1, \dots, x_d)$ — строго монотонные выходные функции, вычислительная сложность — $2d$);

— анализа вершин (применим для задач с выпуклой областью допустимых значений, вычислительная сложность до 2^d).

Нами был выбран анализ вершин, поскольку в большинстве случаев в пределах поля допуска область работоспособности является выпуклой. Основной метода анализа вершин является последовательная проверка значений в вершинах бруса. Генетический алгоритм при поиске неоднократно генерирует брусья, пересекающиеся с ранее рассмотренными. Поэтому при сохранении неработоспособных вершин и проверке на пересечение с ними вновь сгенерированных брусьев вероятность ошибки анализа работоспособности снижается и, таким образом, более чем на 30% уменьшается количество запусков анализа вершин для рассматриваемой далее задачи.

Генетический алгоритм

Генетический алгоритм — это стохастический метод оптимизации и поиска, базирующийся на принципах генетики и естественного отбора [4, с. 22; 5, с. 11—30]. Особенностью алгоритма является то, что он работает с набором решений (геномов). На каждом шаге алгоритма создается новое поколение (набор геномов). Для этого из предыдущего поколения процедурой селекции отбирают наиболее приспособленные геномы-родители (приспособленность показывает, насколько решение оптимально). Далее процедура скрещивания создает новые геномы и отбираются наиболее приспособленные из вновь созданных геномов (процедура репродукции), которые образуют новое поколение. Алгоритм продолжает работу до выполнения критерия останова, после чего выбирается наиболее приспособленный геном (лучшее решение).

Формально шаг генетического алгоритма может быть представлен следующим образом:

$$P^{gen+1} = r \left(c \left(m \left(s \left(P^{gen}, f_r \right) \right) \right), P^{gen}, f_r, elite \right), \quad (5)$$

где $P^{gen} = (G^1, G^2, \dots, G^{PopSize})$ — популяция на поколении $genom$;
 G^{gn} — решение задачи, представленное в виде генома gn ;
 $PopSize$ — размер популяции;
 r — репродукция;
 c — скрещивание;
 m — мутация;
 s — оператор селекции;
 f_r — функция приспособленности генома.

Геномы представляют собой битовые строки G^{gn} длиной $width$. Поэтому возникает необходимость их отображения в интервальную допусковую область. При применении генетического алгоритма для задач с ограничениями обычно рассматривают внешнее от-

ображение [6], которое позволяет адаптировать отображение генома к поставленным ограничениям на возможные значения синтезируемых параметров изделия. Применительно к задаче назначения допусков устройств СВЧ внешнее отображение может быть осуществлено либо посредством задания центра с допуском [7], либо непосредственным отображением в интервал [8] (при отсутствии ограничения на допуск сверху):

$$\underline{X}_{Gi} = x_i^{nom} - \sum_{jj=0}^{width-1} 2^{jj-width} G_{2id+jj}^{gn} (x_i^{nom} - sp_i); \quad (6)$$

$$\overline{X}_{Gi} = \max \{ \min t_i + \underline{X}_{Gi} + \sum_{jj=0}^{width-1} 2^{jj-width} G_{2id+d+jj}^{gn} \times (sp_i - x_i^{nom} - \min t_i / 2) x_i^{nom} \}. \quad (7)$$

Оба метода требуют одинакового количества вычислений. Но из-за необходимости выполнения ограничений (1), (3) одинаковые брусья могут кодироваться разными геномами, а их скрещивание ведет к непредсказуемости допусковых областей, соответствующих геномам потомков. Поэтому было внесено следующее изменение в работу генетического алгоритма: после проведения процесса отображения генома в допусковую область (6), (7) производится обратное преобразование области в геном. Это привело к сокращению количества вычислений в рассматриваемой задаче до 15%.

Для задачи допускового синтеза в качестве меры приспособленности генома наиболее целесообразно использовать зависимость [8]

$$f_r(G) = \begin{cases} V(X_G) & \text{if } f(X_G) \subset F; \\ -\text{dist}(f(X_G), F) & \text{if } f(X_G) \not\subset F, \end{cases} \quad (8)$$

где $\text{dist}(f(X_G), F)$ — расстояние между интервалами, $V(X_G)$ — объем бруса X_G .

Селекция отбирает наиболее приспособленные геномы. Для этого геномы сортируются по возрастанию (8) в таблицу. Выбор геномов для скрещивания может осуществляться: по положению в таблице, по отношению приспособленности генома к общему уровню на популяции. Так как функция приспособленности (8) для геномов существенно отличается по значению, то становится обоснованным применение селекции по положению в таблице.

Скрещивание обычно разделяют на две процедуры: кроссинговер (создание потомка обменом случайных частей битовых строк родительских геномов) и мутацию (внесение случайных изменений в битовую строку потомка). Проведенные нами исследования показали, что использование равномерного кроссинговера позволяет сократить вычисления до 7% (по сравнению с более распространенным одноточечным кроссинговером), что связано с большей степенью рассеивания допусковых областей при равномерном кроссинговере и немонотонностью задачи.

Из наиболее приспособленных геномов-потомков и геномов-родителей (элита) в процессе репродукции создается новая популяция (новое поколение). Применение анализа вершин требует большого коли-

чества вычислений, к тому же задача связана с немонотонностью и, следовательно, с возможностью сползания в локальный максимум. Поэтому необходимо изменить величину элиты.

Проведенные нами численные эксперименты показали, что для задачи допускового синтеза СВЧ-фильтра элита должна составлять примерно 30% от популяции из 60 геномов [9].

Примеры применения генетического алгоритма

Исследование допусков выполнено на примере показанного на рис. 1 микрополоскового полосового фильтра [10] на одинаковых связанных линиях с частотной характеристикой максимально плоского типа и следующими параметрами: граничные частоты полосы пропускания фильтра $f_{-п} = 945$ МГц, $f_{п} = 1055$ МГц по уровню вносимого затухания $\alpha_{п} = 3$ дБ; граничные частоты полос заграждения $f_{-з} = 800$ МГц, $f_{з} = 1200$ МГц по уровню затухания $\alpha_{з} \geq 30$ дБ; волновое сопротивление подводящих линий передачи $Z_0 = 50$ Ом.

Заданным исходным данным соответствует фильтр из четырех звеньев связанных микрополосковых линий ($n=4$) на подложке с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_r = 9,6$ и толщиной $h = 1$ мм. Толщина металлизации в расчетах не учитывалась. Одним из наиболее

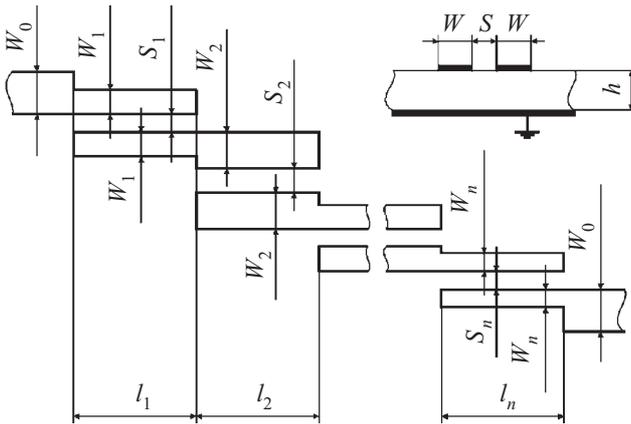


Рис. 1. Топология фильтра на связанных линиях: W_i — ширина связанных линий фильтра; S_i — зазоры между связанными линиями; l_i — длина звеньев фильтра; h — толщина диэлектрической подложки

распространенных и точных методов синтеза при проектировании микрополосковых ППФ является использование фильтров-прототипов нижних частот [10].

Синтез допусков проводился с использованием внутренней интерполяции при интервальном методе синтеза и с применением генетического алгоритма (табл. 1). С целью сравнения алгоритмов допускового синтеза допуски синтезировались на основе критерия максимального объема [3]. При этом в связи с использованием внутренней интерполяции рассматривались взаимонезависимые допуски на каждый элемент геометрии (теоретический случай), а отклонение затухания фильтра было выбрано $\delta_{\alpha} = \pm 5\%$. Отклонение затухания определялось на верхней границе полосы пропускания фильтра $f_{п} = 1055$ МГц в связи с особенностями АЧХ (ее меньшей крутизной), вызванными вносимыми потерями и близостью паразитной полосы пропускания.

Полученные результаты синтеза свидетельствуют о неточности данных внутренней интерполяции. Важно отметить, что применение генетического алгоритма дает не только более точные значения гарантированных допусков, но и значительно увеличивает интервал допуска на некоторые параметры. При этом расширяется объем допусков.

Однако в реальности отклонения на толщину подложки и ее диэлектрическую проницаемость задаются параметрами материала и технологией изготовления. Кроме того, важны смещение полосы пропускания фильтра относительно центральной частоты и изменение ширины полосы пропускания. Таким образом, задача синтеза допусков может быть сформулирована в виде: $h = l_{-0,02}$ мм, $\epsilon_r = 9,6 \pm 0,2$, $\delta_{(W_i, S_i, l_i)} \geq 20$ мкм при условии, что ширина допускового интервала по частоте относительно ширины полосы пропускания $\delta_{\Delta f / (f_n - f_{-n})} = \pm 10\%$. Результаты работы генетического алгоритма для этой задачи приведены в табл. 2.

Данные таблицы свидетельствуют о возможности реализации заданного фильтра в условиях современного состояния тонкопленочной технологии изготовления и о возможности ужесточения требований к отклонению АЧХ фильтра.

Таблица 1

Результаты синтеза допусков с использованием генетического алгоритма и внутренней интерполяции

Параметр	Номинальное значение, мм	Внутренняя интерполяция, отклонения, %			Генетический алгоритм, отклонения, %		
		Нижнее	Верхнее	Ширина	Нижнее	Верхнее	Ширина
h	1	-0,038	0,045	0,083	-0,001	0,069	0,07
ϵ_r	9,6 отн. ед.	-0,009	0,009	0,018	-0,001	0,015	0,016
$W_1=W_4$	0,57728	-0,481	0,493	0,974	0,587	0,737	1,324
$S_1=S_4$	0,28508	-0,64	0,642	1,282	-0,210	0,740	0,95
$l_1=l_4$	29,87	-0,054	0,053	0,107	-0,034	0,083	0,117
$W_2=W_3$	0,901	-0,137	0,13	0,267	-0,115	0,084	0,2
$S_2=S_3$	1,08129	-0,126	0,125	0,251	-0,105	0,305	0,410
$l_2=l_3$	29,34	-0,01	0,01	0,020	-0,015	0,05	0,020
Объем области		$2,68 \cdot 10^{-7}$			$2,7 \cdot 10^{-7}$		

Таблица 2
Результаты синтеза допусков с использованием генетического алгоритма

Параметр	Нижнее отклонение, мм	Верхнее отклонение, мм
$W_1=W_4$	-0,0194	0,0206
$S_1=S_4$	-0,0196	0,0204
$l_1=l_4$	-0,0418	$3 \cdot 10^{-5}$
$W_2=W_3$	-0,0207	0,0193
$S_2=S_3$	-0,0189	0,0211
$l_2=l_3$	$-2,9 \cdot 10^{-5}$	0,0678

Выводы

Применение генетического алгоритма позволяет разработать эффективный метод назначения асимметричных допусков и подходы для параметрического и допускового анализа и синтеза СВЧ-устройств. Использование генетического алгоритма дает возможность решения задач с немонотонными выходными функциями и с нестандартными ограничениями. При этом интервальный анализ позволяет относительно быстро проводить внешнее оценивание области допустимых значений функций, что дает возможность существенно упростить задачу определения приемлемости совокупности параметров.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Конструкторско-технологические основы проектирования полосковых микросхем / Под ред. И. П. Бушминского.— М.: Радио и связь, 1987.

2. Воробьев Е. А. Расчет производственных допусков устройств СВЧ.— Л.: Судостроение, 1980.
 3. Шило Г. М. Формування інтервальних моделей для обчислення допусків // Радіоелектроніка. Інформатика. Управління.— 2002.— № 1.— С. 90—95.
 4. Haupt R. L., Haupt S. E. Practical genetic algorithm.— New Jersey: Wiley & Sons Inc., 1998.
 5. Генетические алгоритмы, искусственные нейронные сети и проблемы виртуальной реальности / Г. К. Вороновский, К. В. Махотило, С. Н. Петрашев, С. А. Сергеев.— Харьков: Основа, 1997.
 6. Bentley P., Kumar S. Three ways to grow designs: a comparison of embryogenies for an evolutionary design problem // Genetic Programming and Evolvable Machines.— 2003.— N 4.— P. 255—286.
 7. Spagnuolo G., Vitelli M. Worst-case tolerance design by genetic algorithm // Proceedings of the IEEE International Symposium on Industrial Electronics.— L'Aquila (Italy).— 2002.— P. 1178—1183.
 8. Кришук В. М., Шило Г. М., Артюшенко Б. А. Генетичний алгоритм призначення допусків на радіоелементи з інтервальним оцінюванням // Радіоелектроніка. Інформатика. Управління.— 2006.— № 2.— С. 28—32.
 9. Артюшенко Б., Шило Г., Кришук В. Генетический алгоритм назначения интервальных допусков // Всероссийское совещание по интервальному анализу и его приложениям.— Петергоф, Россия.— 2006.— С. 5—8.
 10. Кришук В. М., Фарафонов О. Ю., Романенко С. М. та ін. Врахування допусків і оптимізація параметрів мікросмужкових смугових фільтрів на зв'язаних лініях // Вісник НУ «Львівська політехніка». Комп'ютерні системи проектування. Теорія і практика.— 2005.— № 548.— С. 83—90.

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ



Залогин Н. Н., Кислов В. В. Широкополосные хаотические сигналы в радиотехнических и информационных системах.— М.: Радиотехника, 2006.— 208 с.

Рассмотрены вопросы, связанные с генерацией интенсивных широкополосных хаотических колебаний в аналоговых и цифровых нелинейных системах. Подробно описаны микроволновые генераторы хаотических колебаний на электровакуумных и твердотельных элементах электроники СВЧ, а также алгоритмы реализации цифровых хаотических последовательностей заданного периода. Приведены возможные применения источников мощных широкополосных шумовых колебаний в радиотехнических и информационных системах. Проанализированы возможности радиолокации с использованием широкополосного шумового зондирующего сигнала, возможности применения таких сигналов в радиоэлектронной борьбе, в устройствах хранения и передачи информации, а также в дизайнерских разработках.

НОВЫЕ КНИГИ



Колосовский Е. А. Устройства приема и обработки сигналов. Учебное пособие для вузов.— М: Горячая линия—Телеком, 2007.— 456 с.

Систематизированы сведения по всем разделам вузовской программы одноименного курса. Изложены теоретические основы приема сигналов на фоне помех, принципы построения трактов сигнальной и промежуточной частоты радиоприемных устройств, основные положения теории синтеза частот, способы обеспечения регулировок и структуры частных трактов при приеме сигналов с различными видами модуляции. Рассмотрены факторы, влияющие на качественные показатели радиоприемных устройств.

Для студентов вузов, обучающихся по специальности «Радиотехника». Может быть использовано для повышения квалификации специалистами.

К. т. н. Ю. Н. БОБРЕНКО, Г. И. ШЕРЕМЕТОВА,
к. т. н. Т. В. СЕМИКИНА, Н. В. ЯРОШЕНКО

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

Дата поступления в редакцию
24.05 2007 г.

Оппонент А. Г. СТЕПАНУШКИН
(ЦКБ «Ритм», г. Черновцы)

ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ ДЛЯ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ СЕНСОРОВ ПЛАМЕНИ

Изучены спектральные, вольт-фарадные и частотные характеристики поверхностно-барьерных структур на основе соединений A^2B^6 , перспективных для использования в ультрафиолетовых сенсорах пламени.

Многие тепловые электростанции, использующие природный газ, уголь, мазут, имеют системы слежения за факелами пламени. В основу методов слежения за топками котлов положены различные физические принципы: спектральный анализ пламени, пирометрический контроль температуры, частотные характеристики пламени и др. При этом наиболее надежным будет сенсор, имеющий два и более канала связи, включенных в обратную цепь следящей системы.

Перспективными системами слежения за факелами пламени являются системы с ультрафиолетовыми (УФ) сенсорами, слепыми к видимому излучению (максимальная длина волны 0,38 мкм), т. е. именно они дают однозначный ответ на присутствие пламени. Данная работа посвящена исследованию УФ-фотоприемников (ФП) с целью использования их в сенсорах пламени.

УФ ФП были изготовлены на основе поверхностно-барьерной структуры типа $p\text{-Cu}_x\text{S}/n\text{-ZnS}(\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}_y\text{Se}_{1-y})/\text{CdSe}$ толщиной 4—6 мкм. Структура была получена в квазизамкнутом объеме при давлении $P=10^{-6}$ Торр сублимацией ZnS и CdSe на нагретые до 180—200°C ситалловые подложки. С целью уменьшения рекомбинационных потерь неосновных носителей заряда, а также снятия температурных и механических напряжений, на границе раздела базовых слоев ZnS и CdSe встраивались варизонные слои нанометровой толщины (≈ 10 нм). Гетеропереход формировался нанесением в вакууме сильно вырожденного сульфида меди Cu_xS толщиной 30 нм. Толщина слоя ZnS определялась его сопротивлением и оптимальной длиной поглощения УФ-излучения ($\alpha \approx 10^{-6} \dots 10^{-5}$ см) и составляла 300 нм. Образцы площадью 4,25 мм² помещались в коваровые корпуса и заваривались лазером в среде аргона.

Исследованы температурные спектральные характеристики гетероперехода. На рис. 1 показаны спектральные характеристики образцов, снятые при выдержке ФП в течение 4 ч при различных темпера-

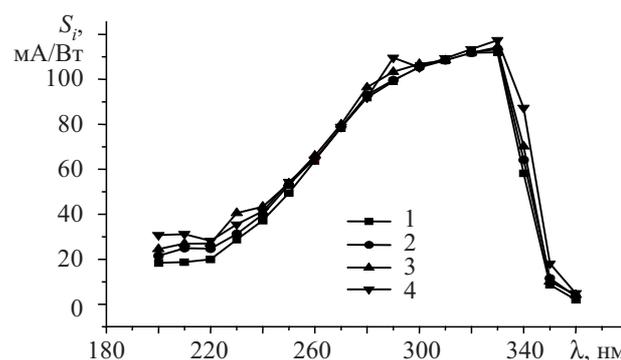


Рис. 1. Спектральные характеристики ФП, измеренные при различных температурах:

1 — 30°C; 2 — 60°C; 3 — 85°C; 4 — 130°C

турах. Значительных изменений спектральной чувствительности при нагревании вплоть до 130°C не обнаружено.

Следует отметить небольшое увеличение чувствительности S_i в области от 0,2 до 0,25 мкм, что обусловлено термическим выбросом электронов с поверхностных электронных состояний и глубоких уровней, ростом электрического тянущего поля у поверхности и лучшим разделением неосновных носителей заряда, а также возможным забросом фотогенерированных электронов из верхнего слоя сульфида меди гетероперехода в базовый слой ZnS.

Меньшая, чем у монокристаллов ($E_g = 3,6$ эВ для ZnS), ширина запрещенной зоны E_g у поликристаллических пленок ZnS (3,45 эВ) указывает на сильное электрическое поле вблизи границы гетероперехода этой структуры (эффект Франца-Келдыша), обусловленное контактной разностью потенциалов ϕ и полем внутри кристаллитов. Увеличение температуры при нагревании образцов слабо влияет на изменение E_g ZnS, что видно по краю собственного поглощения спектральных характеристик.

$S_{i\max}$ отличается по величине от S_i при $\lambda \geq 400$ нм на 2—3 порядка [1]. С целью изучения влияния зазвенок в видимой области (мерцание пламени, переключение факела) на кинетику чувствительности изучался отклик на световые прямоугольные импульсы голубого, зеленого, инфракрасного светодиодов, а также лазерного излучения с длиной волны 625 нм.

Исследуемые ФП подключались к осциллографу с входным сопротивлением 1 МОм и емкостью 30 пФ [2, с. 432—446]. Фотоотклик на световые прямо-

угольные импульсы лазерного диода, а также голубого светодиода, имел форму игольчатого положительного импульса после включения импульса излучения и отрицательного — после выключения импульса, т. е. происходила перезарядка глубоких уровней при переходе от одних равновесных условий к другим. Формы спада импульсов фотооткликов имели одинаковую экспоненциальную зависимость с различным временем релаксации (для голубого светодиода $\tau=5,6$ мс, для лазера $\tau=6,4$ мс).

Реакция на импульсы лазерного излучения (плотность излучения $P=100$ мВт/см²) объясняется, с одной стороны, собственным поглощением в слое CdSe и туннелированием по глубоким уровням дырок в слой ZnS, где происходит частично их захват и переход в Cu_xS. Захватываемые дырки уменьшают туннельную составляющую, что приводит к падению фототока. С другой стороны, под действием света происходит генерация электронов в этих слоях, которые начинают рекомбинировать с дырками. Оба процесса имеют разные времена релаксации, причем нарастание первого идет быстрее. Зеленый и красный светодиоды давали очень слабые импульсы фотооткликов, инфракрасный — не давал вовсе. Голубой светодиод (плотность излучения $P=10$ мВт/см²) порождал импульсы, обусловленные, возможно, двойными оптическими переходами в ZnS, а также перезарядкой глубоких акцепторных уровней в слое ZnS.

Таким образом, определена реакция ФП на изменение спектра видимого излучения. Фотоответ вызывает лишь кинетика изменения пространственного заряда, вызванная голубой областью спектра с большим временем релаксации ($\tau=5,6$ мс).

Можно сделать вывод, что перепады яркости пламени горелки в видимой области не вызовут заметных изменений в чувствительности S_i . Чувствительность к пламени будет определяться только УФ-частью спектра.

Для выяснения работы в двух режимах — фотодиодном и вентильном — были исследованы вольт-фарадные характеристики. Емкостные измерения проводились на величине тестирующего сигнала 0,04 В измерителем иммитанса Е7-20. На рис. 2 показана темновая и световая зависимость емкости ФП от частоты. Низкочастотная емкость вызвана медленными состояниями на границе раздела гетероперехода и в глубине слоя ZnS и зависит от освещенности.

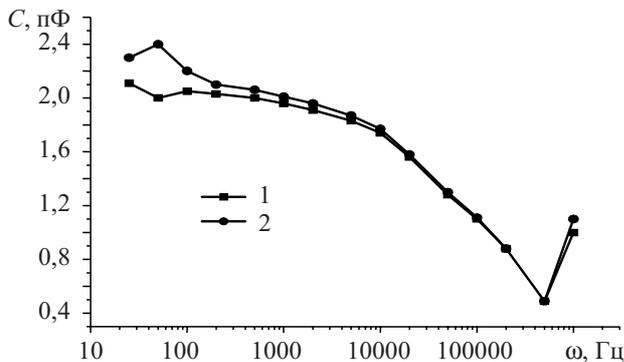


Рис. 2. Зависимость емкости от частоты:

1 — в темноте; 2 — при освещении люминесцентной лампы

При выполнении условия $\omega\tau_m \geq 1$, где τ_m — время релаксации медленных состояний, емкость медленно уменьшается с частотой. Емкость в интервале частот 10 кГц $< \omega < 1$ МГц, вызванную быстрыми состояниями и зарядом в базе, можно описать выражением

$$C_B = C_0 - k(\omega) \log \omega,$$

где C_0 — емкость области пространственного заряда и быстрых состояний;

k — слабо зависящая от частоты константа.

При облучении фотодиода источниками с различными спектральными характеристиками увеличивается только низкочастотная емкость. При облучении лазером с $\lambda=625$ нм и голубым светодиодом происходит генерация носителей в слое CdSe и перезарядка глубоких уровней в ZnS.

На рис. 3 показана зависимость квадрата обратной величины емкости $1/C^2$ при обратном смещении.

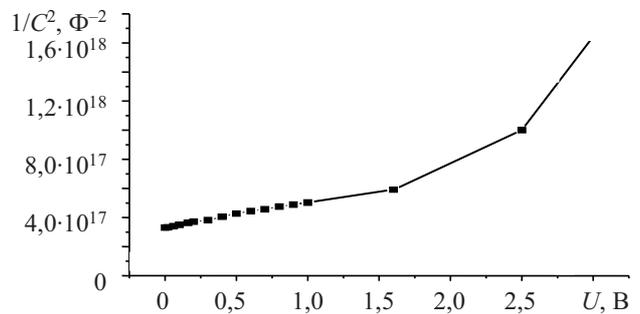


Рис. 3. Зависимость $1/C^2$ от обратного смещения

При смещениях $U < 2$ В зависимость носит линейный характер. Малый наклон прямой обусловлен низкой концентрацией доноров $N_d \approx 8 \cdot 10^{13}$ см⁻³ в слое, а величина отсечки на оси напряжений $U_d \approx 2$ В — встроеным зарядом на границе раздела гетероперехода в слое ZnS [3, с. 247—252], величина которого зависит от квазиуровня Ферми. Напряжение $U > 2$ В вызывает ступенчатое туннелирование дырок по глубоким уровням из валентной зоны Cu_xS в зону проводимости CdSe через слой ZnS, что приводит к увеличению емкости. То есть при отрицательных напряжениях барьерная емкость ограничена туннельной компонентой тока, а при положительных — диффузионной.

Таким образом, показана возможность использования полученных фотоприемников в качестве сенсоров пламени. Низкочастотные изменения яркости горелки в видимой области не вызывают заметных изменений в фототоковой чувствительности, слабые импульсы устраняются аппаратными средствами.

Фотоприемники могут быть использованы также для определения УФ-излучения искусственных источников света, пожарной сигнализации, в медико-биологических исследованиях.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Комащенко В. Н., Колежук К. В., Ярошенко Н. В. и др. Спектральная чувствительность гетероструктур $p\text{-Cu}_{1,8}\text{S}/n\text{-ZnS}/n\text{-Al}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ // Физика и техника полупроводников.— 2006.— Т. 40, вып. 3.— С. 332—335.
2. Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках.— М.: Гос. изд-во физ.-мат. литературы, 1963.
3. Чопра К., Дас С. Тонкопленочные солнечные элементы.— М.: Мир, 1986.

К. т. н. А. А. МИХАЛЬ, М. П. РУБАНЧУК

Украина, г. Киев, Институт электродинамики
E-mail: Marymed@ukr.net

Дата поступления в редакцию
28.03 2007 г.

Оппонент к. т. н. Б. А. ДЕМЬЯНЧУК
(ОНУ им. И. И. Мечникова, г. Одесса)

РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА ПРЕОБРАЗОВАНИЯ КОНДУКТОМЕТРИЧЕСКОГО ДАТЧИКА БИОСЕНСОРА

На основе теории функции комплексного переменного и конформных отображений проведен расчет коэффициента преобразования кондуктометрического датчика биосенсора по уточненной пятикомпонентной модели.

Кондуктометрический биосенсор (КБС) представляет собой дифференциальный первичный преобразователь, состоящий из двух кондуктометрических датчиков (КД). Конструктивно чувствительные элементы КД состоят из двух идентичных по геометрии систем электродов, топология которых, как правило, представляет собой встречные гребенки. На одну из пар электродов наносят тонкий слой биологически активной мембраны, чувствительной к исследуемому веществу. Исследуемое вещество, концентрацию которого необходимо определить, диффундирует через полупроницаемую мембрану в тонкий слой биокатализатора, в котором под действием биологического материала протекает химическая реакция. Результатом этой реакции является избыточная концентрация ионов.

Суть задаваемого физического преобразования заключается в том, что под действием приложенного градиента электрического потенциала избыточная концентрация ионов преобразуется в приращение сопротивления на электродах чувствительного элемента. С одной стороны, для более точных измерений необходимо стремиться повышать сопротивление. При заданной концентрации такой результат можно получить в первичном физическом преобразователе с максимальным коэффициентом преобразования. С другой стороны, как правило, биологические мембраны довольно дороги. Поэтому их объем должен быть минимальным и, следовательно, минимальными должны быть габариты электродной системы [1].

Произвольное варьирование геометрии электродов может привести к тому, что для малых (1—10 мкм) зазоров между электродами в общей проводимости может превалировать вклад как двойного электрического слоя, так и фарадеевских процессов на межфазной границе металл/электролит. В этом случае первичный преобразователь необходимо рассматривать не как кондуктометрический, а как электрохимический. Проблема в том, что одни и те же параметры эквивалентной схемы будут информативными для

одного типа преобразователей и дестабилизирующими для другого типа. То есть для каждого преобразователя требуются свои энергетические режимы и, соответственно, функциональные схемы вторичных преобразователей.

Таким образом, чтобы рассматривать сенсор как кондуктометрический преобразователь и получить для него максимальную чувствительность при минимальной площади электродной системы (что обеспечивает минимальный объем исследуемой пробы) и при минимальном влиянии приэлектродных процессов, необходимо довольно точно знать коэффициент преобразования КД биосенсора.

Описание расчетной модели. Расчетами планарных гребенчатых электродов занимаются давно. Как правило, для расчета коэффициента преобразования планарно расположенных электродов используют метод конформных отображений, который справедлив для плоскопараллельных полей. Например, в [2] был произведен расчет поля для индукционных печей ВЧ-нагрева, позже метод был использован при расчете константы КД [3]. Однако и в том, и в другом случае плоскопараллельное поле имеет место при бесконечно длинных электродах и неограниченном количестве гребенок. Такая расчетная модель не учитывает краевые эффекты на последних крайних электродах и на торцах электродов. Более точная, трехкомпонентная расчетная модель была предложена в [4]. Однако и в этой модели нарушалась расчетность электродной системы, поскольку в расчет входили

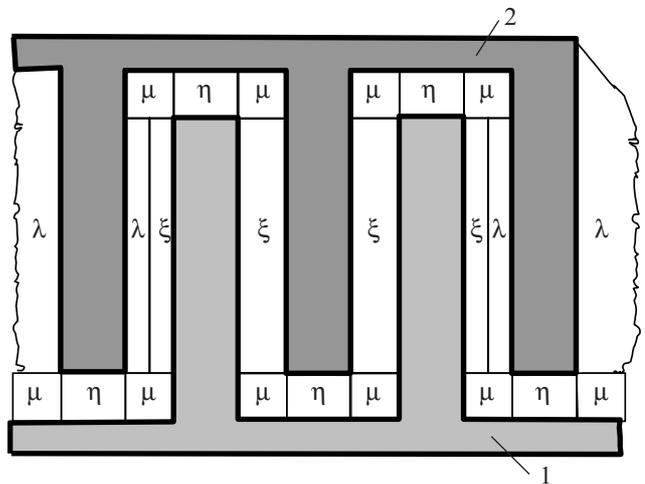


Рис. 1

только области λ , ξ и η . Как следует из рис. 1 (1 — потенциальные электроды, 2 — заземленные электроды), часть пространства, а именно область μ , не входит в расчет коэффициента преобразования.

Второй фактор, снижающий точность расчета коэффициента преобразования, касается толщины электродов. Для технологий, обеспечивающих тонкие пленки (доли мкм), этим фактором можно пренебречь. Но для дешевых вариантов КБС, использующих, например, фольгированный стеклотекстолит с толщиной фольги 18 или 35 мкм, будет возникать довольно существенная ошибка в расчетах.

Для расчета электродной системы КБС мы использовали существующую, хорошо развитую теорию расчета погонной емкости. Однако, как следует из [5, с. 17], в силу математической аналогии потенциальных полей различной физической природы существует прямая зависимость между емкостью C и проводимостью G :

$$\frac{G}{\gamma} = \frac{C}{\epsilon} = A, \quad (1)$$

где γ — удельная электрическая проводимость или, в соответствии с ДСТУ 3651.1, электролитическая проводимость раствора;

$$\epsilon = \epsilon_p \epsilon_0;$$

ϵ_p — диэлектрическая проницаемость среды;

ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

При этом поскольку выражение (1) есть отношение физических величин на выходе и входе преобразователя, то параметр A не что иное, как коэффициент преобразования соответствующего первичного преобразователя.

С целью получения более точного выражения для коэффициента преобразования КБС авторы предлагают:

— во-первых, изменить конфигурацию электродов путем замены прямых углов проводников на соответствующие дуги окружностей (рис. 2);

— во-вторых, к существующей трехкомпонентной модели расчета [4] добавить еще две составляющих — G_μ и G_ϕ , которые учитывают соответственно

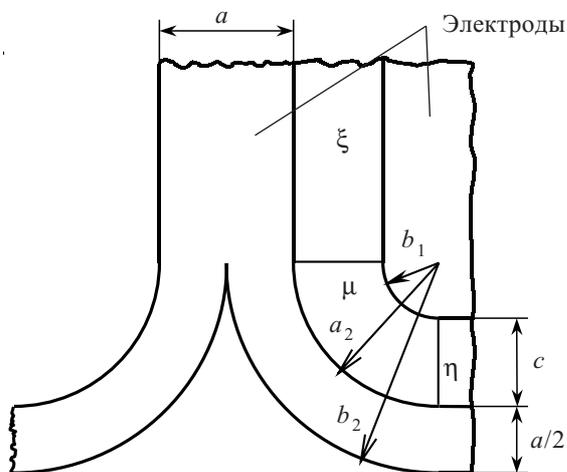


Рис. 2

вклад поля в углах электродной системы и толщину электродов.

Результаты расчета дополнительных составляющих. Обозначим область силовых линий, ограниченную кольцеобразной частью электродов, символом μ (рис. 2); соответственно проводимость будем обозначать G_μ .

В [6] приведены общие выражения для расчета емкости G_μ , образованной двумя разноименно заряженными коаксиальными кольцевыми электродами с радиусами a_1 , b_1 , a_2 и b_2 , расположенными в одной плоскости. Однако в нашем случае внутреннее кольцо превращается в круг, т. е. $a_1=0$. Тогда, в соответствии с (1), выражение для расчета G_μ будет иметь следующий вид:

$$\frac{G_\mu}{\gamma} = \frac{3b_2\pi^2 N}{4} \left\{ \frac{b_2^2}{b_1} - \frac{Y_{12}}{\left(\frac{b_1}{b_2}\right)^2} + \frac{Y_2}{\left[1 - \left(\frac{a_2}{b_2}\right)^2\right]^2} \right\}^{-1}, \quad (2)$$

где N — количество потенциальных электродов (тогда количество участков со скругленными углами электродов будет $4N$);

$$Y_2 = 1 + \left(\frac{a_2}{b_2}\right)^3 - \left[1 + \left(\frac{a_2}{b_2}\right)^2\right] E\left(\frac{a_2}{b_2}\right) + \left[1 - \left(\frac{a_2}{b_2}\right)^2\right] K\left(\frac{a_2}{b_2}\right); \quad (3)$$

$$Y_{12} = \left[1 + \left(\frac{b_1}{b_2}\right)^2\right] E\left(\frac{b_1}{b_2}\right) - \left[1 - \left(\frac{b_1}{b_2}\right)^2\right] K\left(\frac{b_1}{b_2}\right) - \left(\frac{a_2}{b_2}\right)^3 \times \left\{ \left[1 + \left(\frac{b_1}{a_2}\right)^2\right] E\left(\frac{b_1}{a_2}\right) - \left[1 - \left(\frac{b_1}{a_2}\right)^2\right] K\left(\frac{b_1}{a_2}\right) \right\}; \quad (4)$$

K и E — полные эллиптические интегралы 1-го и 2-го рода.

Для сопоставления полученных выражений с предыдущими расчетами, приведенными в [4], необходимо представить радиусы через ширину электрода a и зазор c .

Как следует из рис. 2, $a_2=b_1+c$, $b_2=b_1+c+a$.

В соответствии с алгоритмом расчета, представленным в [4], перейдем к безразмерным величинам: $p=a/c$, $f=a/b_1$. Тогда выражения (2)—(4) примут следующий вид:

$$\frac{G_{\mu}}{\gamma} = \frac{3a(p+f+fp)\pi^2 N}{4fp} \times \left\{ \frac{c(p+f+fp)^2}{f^3 p} - \frac{Y_{12}}{\left[\left(\frac{p}{p+f+pf} \right)^2 \right]} + \frac{Y_2}{\left[1 - \left(\frac{p+f}{p+f+pf} \right)^2 \right]^2} \right\}^{-1}; \quad (5)$$

$$Y_2 = 1 + \left(\frac{f+p}{f+p+fp} \right)^3 - \left[1 + \left(\frac{f+p}{f+p+fp} \right)^2 \right] E \left(\frac{f+p}{f+p+fp} \right) + \left[1 - \left(\frac{f+p}{f+p+fp} \right)^2 \right] K \left(\frac{f+p}{f+p+fp} \right); \quad (6)$$

$$Y_{12} = \left[1 + \left(\frac{p}{p+f+pf} \right)^2 \right] E \left(\frac{p}{p+f+pf} \right) - \left[1 - \left(\frac{p}{p+f+pf} \right)^2 \right] K \left(\frac{p}{p+f+pf} \right) - \left(\frac{p+f}{p+f+pf} \right)^3 \left\{ \left[1 + \left(\frac{p}{p+f} \right)^2 \right] E \left(\frac{p}{p+f} \right) - \left[1 - \left(\frac{p}{p+f} \right)^2 \right] K \left(\frac{p}{p+f} \right) \right\}. \quad (7)$$

Таким образом, нами рассмотрены все участки поля, образованные электродной системой в верхней полуплоскости. В зависимости от положения рассматриваемых электродов это могут быть области η , λ или ξ — из моделей, представленных в [4], или область μ , описываемая формулой (5). Строго говоря, для емкостных преобразователей необходимо учитывать поле нижней полуплоскости. Однако для кондуктометрического преобразователя этой составляющей можно пренебречь, поскольку удельная электрическая проводимость буферного раствора и подложки отличаются на 3—4 порядка.

В то же время для пленок, толщина которых одного порядка с зазором между электродами, необходимо уточнить расчетную модель. Эта модель должна учитывать толщину электродов (рис. 3). Тогда в до-

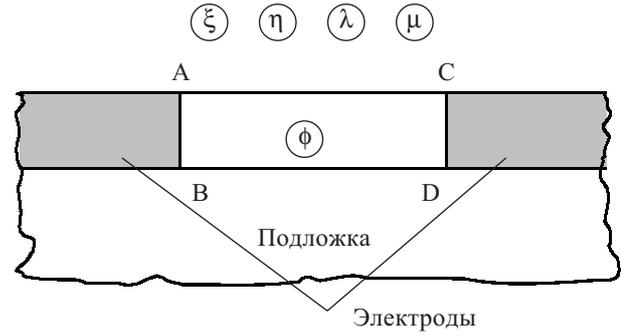


Рис. 3

полняющей модели в качестве электродов выступают плоскости АВ и CD. Очевидно, поле между ними идентично полю идеально плоского конденсатора. При этом емкость C можно определить через площадь S и зазор d по известной формуле $C/\epsilon = S/d$. С учетом уравнения (1), составляющая, определяемая прямолинейными участками, запишется следующим выражением:

$$\frac{G_{\phi 1}}{\gamma} = \frac{2NhL_2}{c} + \frac{ha}{c} (2N+1) = \frac{2Nh}{c} \left[L_2 + a \left(1 + \frac{1}{2N} \right) \right], \quad (8)$$

где h — толщина электродов;
 L_2 — длина электродов;
 c — ширина зазора;
 a — ширина электрода.

Так как $L_2 \gg a$, то при $N \rightarrow \infty$ выражение (8) примет следующий вид:

$$\frac{G_{\phi 1}}{\gamma} \approx \frac{2Nh}{c} (L_2 + pc). \quad (9)$$

Влияние скругленных участков можно учесть выражением, известным из [7, с. 345]:

$$\frac{G_{\phi 2}}{\gamma} = \frac{2\pi h}{\ln \frac{a_2}{b_1}} 4N. \quad (10)$$

Просуммировав выражения (9) и (10), получим полное выражение для G_{ϕ} , учитывающее толщину электродов:

$$\frac{G_{\phi}}{\gamma} = \frac{2Nh}{c} (L_2 + pc) + \frac{8\pi h N}{\ln \left(\frac{p+f}{p} \right)}. \quad (11)$$

С учетом полученных ранее уравнений общее (полное) выражение для коэффициента преобразования КБС будет иметь следующий вид:

$$A = \frac{G_{\xi} + G_{\eta} + G_{\lambda} + G_{\mu} + G_{\phi}}{\gamma}, \quad (12)$$

где $\frac{G_{\xi}}{\gamma} = \frac{2K(k_2)}{K(k_2')} (N-1)L_2$;

$$\frac{G_{\eta}}{\gamma} = \frac{K(k_1)}{K(k_1')} [pc(2N+1)]; \quad \frac{G_{\lambda}}{\gamma} = \frac{2K(k)}{K(k')} L_2;$$

$$\frac{G_{\mu}}{\gamma} = \frac{3a(p+f+fp)\pi^2 N}{4fp} \times \left\{ \frac{c(p+f+fp)^2}{f^3 p} - \frac{Y_{12}}{\left[\left(\frac{p}{p+f+pf} \right)^2 \right]} + \frac{Y_2}{\left[1 - \left(\frac{p+f}{p+f+pf} \right)^2 \right]^2} \right\}^{-1};$$

$$\frac{G_{\phi}}{\gamma} = \frac{2Nh}{c} (L_2 + pc) + \frac{8\pi h N}{\ln \left(\frac{p+f}{p} \right)};$$

k_i и k_i' — модули эллиптических интегралов.

Выражения для G_{ξ} , G_{η} , G_{λ} , k_i и k_i' взяты из [4].

Следует отметить, что в кондуктометрии, как правило, используется термин «константа» кондуктометрического датчика $K_{\text{д}}$. Очевидно, согласно классическому определению константы, приведенному в [1], эта характеристика датчика обратно пропорциональна коэффициенту преобразования (1):

$$K_{\text{д}} = \frac{1}{A}. \quad (13)$$

Поэтому рассмотрим некоторые результаты в графическом виде, руководствуясь традиционной в кондуктометрии терминологией.

Так, результаты вычислений согласно выражениям (12) и (13) при $p=1$; 2 и толщине электродов h 18 и 35 мкм представлены в графическом виде на рис. 4. Как видно из графиков, при значениях $a > 100$ мкм

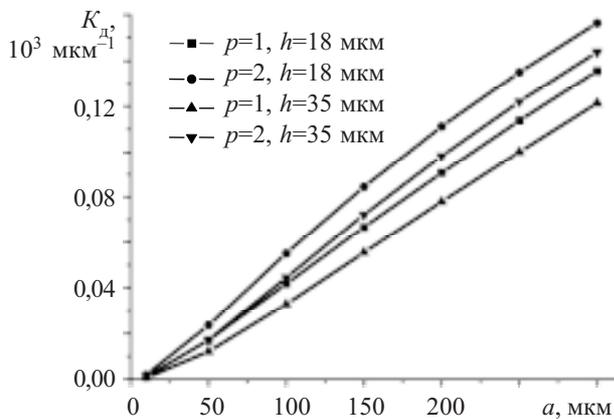


Рис. 4

поле зоны ϕ обеспечивает практически аддитивный сдвиг в расчете константы КД $K_{\text{д}}$.

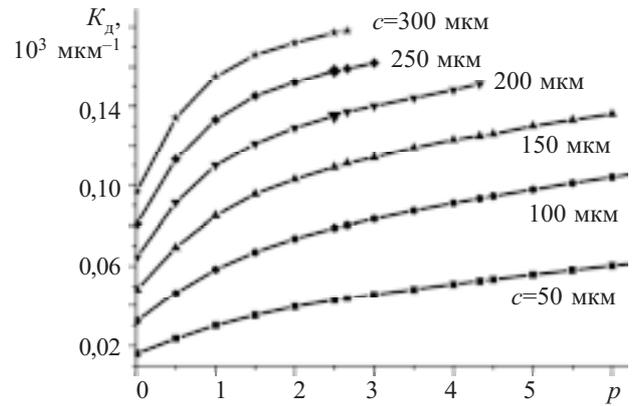


Рис. 5

На рис. 5 приведены зависимости константы датчика $K_{\text{д}}$ при различных значениях $p=a/c$ ($b_1=10 \text{ мкм}$, $h=0$). Из рисунка видно, что при $p > 1$ изменение c вызывает аддитивный сдвиг в расчете $K_{\text{д}}$. В то же время одинаковое приращение c (50 мкм) не приводит к одинаковым приращениям в расчете $K_{\text{д}}$.

Особенности хода кривых на рис. 4 и 5 позволяют для инженерных вычислений аппроксимировать их простейшими линейными уравнениями $y=ax+b$.

Для определения влияния толщины пленки h на расчет A рассмотрим погрешность коэффициента преобразования, обусловленную наличием конечной толщины электродов:

$$\delta = \frac{A - A_{G_{\phi}=0}}{A} = \frac{G_{\phi}}{G_{\xi} + G_{\eta} + G_{\lambda} + G_{\mu} + G_{\phi}}.$$

Результаты вычислений согласно последнему выражению приведены на рис. 6. Из графиков следует,

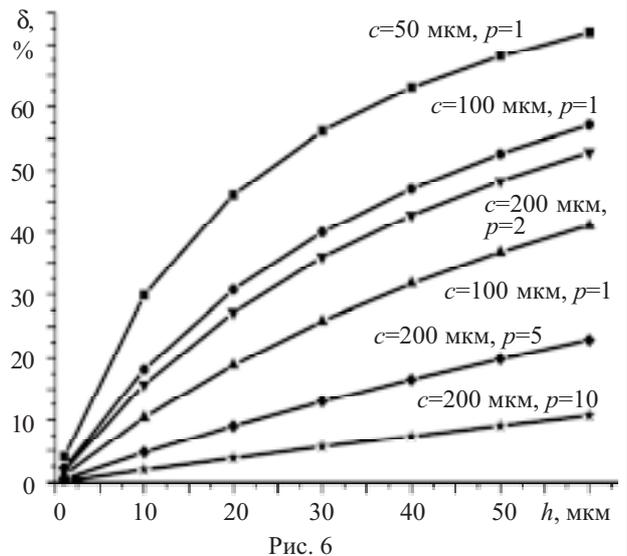


Рис. 6

что при толщине пленок электродов КБС более 5 мкм учет составляющей G_{ϕ} при одинаковой ширине электрода и зазора ($p=1$) обязателен практически при всех значениях зазора.

Выводы

1. Совершенствование кондуктометрических биосенсоров (КБС) требует высокой точности определения коэффициента преобразования их датчиков. Авторами предложено скруглить прямые углы электродной системы и ввести пятикомпонентную (вместо трехкомпонентной) расчетную модель КБС. В результате обеспечивается более высокая точность определения коэффициента преобразования кондуктометрического датчика биосенсора.

2. Опираясь на ту или иную технологию нанесения электродов можно получить расчетное значение коэффициента преобразования КБС и оценить метрологические характеристики, в частности методическую погрешность, обусловленную толщиной пленки.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Лопатин Б. В. Кондуктометрия.— Новосибирск: СО АН СССР, 1964.

2. Табакс К. К. Расчет электрических полей для некоторых задач высокочастотного нагрева // Тр. Московского энергетического ин-та. Теоретические основы электротехники.— 1953.— № 12.— С. 157—165.

3. Olthuis W., Streekstra W., Bergveld P. Theoretical and experimental determination of cell constants of planar-interdigitated electrolyte conductivity sensors // Sensors and Actuators, B.— 1995.— Vol. 24–25, N 1–3.— P. 252—256.

4. Левицкий А. С., Медведенко М. П., Михаль А. А. Расчет коэффициента преобразования планарной системы электродов с гребенчатой геометрией // Технічна електродинаміка.— 2006.— № 5.— С. 9—16.

5. Иоссель Ю. Я., Кочанов Э. С., Струнский М. Г. Расчет электрической емкости.— Л.: Энергоиздат, 1981.

6. Иоссель Ю. Я. Оценка емкостей в системах коаксиальных кольцевых электродов, расположенных на плоской границе двух диэлектрических сред // Электричество.— 1982.— № 11.— С. 66—69.

7. Яворский Б. М., Детлаф А. А. Справочник по физике.— М.: Наука, 1965.

НОВЫЕ КНИГИ

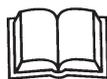
НОВЫЕ КНИГИ

Кларк Э. Р., Эберхард К. Н. Микроскопические методы исследования материалов.— М.: Техносфера, 2007.— 376 с.

За последние десятилетия в области материаловедения был совершен огромный скачок вперед. Одновременно очень быстро развивались и оптические методы исследования материалов. В компьютерной микроскопии произошли столь значительные изменения, что появилась потребность в книге, описывающей возможности новейших оптических микроскопов, используемых для исследования конструкционных материалов.

В книге рассматриваются основы оптической микроскопии, описываются методы оптических исследований, как классические (методы темного поля и интерференционная микроскопия), так и новейшие, а также неоптические — например, акустические и рентгеновские. Рассматривается построение двумерного изображения на основе трехмерного массива данных и методы преобразования цифрового изображения на компьютере, изучается работа конфокального лазерного сканирующего микроскопа, приводятся примеры трехмерной реконструкции структуры композитов.

Книга будет полезна ученым, специалистам в области материаловедения, аспирантам.



НОВЫЕ КНИГИ

Григорьян С. Г. Конструирование электронных устройств систем автоматизации и вычислительной техники.— М.: Феникс, 2007.— 303 с.

В учебном пособии рассмотрены краткие сведения из стандартов, факторы, определяющие конструкцию и надежность электронных устройств и систем, несущие конструкции, приборные корпуса, компоновка блоков и шкафов, средства отображения информации, конструирование печатных плат, микросборок, объемного электрического монтажа, а также оптоэлектронные компоненты и узлы. Описаны способы охлаждения, обеспечения помехозащищенности, электромагнитной совместимости и взрывозащищенности электронной аппаратуры, ее защита от механических воздействий и агрессивной внешней среды. Рассмотрены методы изготовления печатных плат и технология сборки электронных узлов, а также методы активизации мыслительного процесса при решении творческих инженерных задач.

Пособие предназначено для студентов, обучающихся по специальностям направления «Автоматизация и управление», а также может быть использовано студентами родственных направлений и практически всех инженерных специальностей, связанных с электронной техникой.



К. ф.-м. н. А. БАЙДУЛЛАЕВА, В. В. БОРЩ, В. П. ВЕЛЕСЦУК,
 д. ф.-м. н. А. И. ВЛАСЕНКО, к. ф.-м. н. Б. К. ДАУЛЕТМУРАТОВ,
 С. Н. ЛЕВИЦКИЙ, д. ф.-м. н. П. Е. МОЗОЛЬ

Украина, г. Киев, Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкаре́ва
 E-mail: vvvit@ukr.net

Дата поступления в редакцию
 16.03—12.07 2007 г.

Оппонент к. ф.-м. н. А. В. РЫБКА
 (ННЦ «ХФТИ», г. Харьков)

СТРУКТУРА Te–CdTe СО СВОЙСТВОМ ЭЛЕКТРОННОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ С ПАМЯТЬЮ

Формирование пленки теллура на поверхности кристалла CdTe при облучении импульсами рубинового лазера позволяет изготавливать структуры со свойством электронного переключения с памятью.

Контролируемое влияние наносекундных импульсов лазера на дефектную и кристаллическую структуру полупроводников A_2B_6 , A_3B_5 и твердых растворов на их основе открывает новые возможности целенаправленного изменения свойств и формирования приборных структур с заданными функциональными характеристиками, которые могут быть чувствительными к действию внешних полей различной физической природы.

Влияние интенсивного излучения может сопровождаться рядом процессов, связанных с генерацией точечных и протяженных дефектов, неоднородным плавлением и образованием периодических структур рельефа поверхности [1—5]. Для формирования поверхностных структур с заданными характеристиками необходимо установить оптимальные режимы лазерной обработки материалов и механизмы генерации, взаимодействия и накопления структурных дефектов высокой и управляемой концентрации. Процессы накопления и взаимодействия этих дефектов и, как следствие, структурные изменения поверхности сложным образом зависят от локальных температурных эффектов, дозы облучения, физической природы материала и других факторов.

В связи с этим в работе проведены экспериментальные исследования структурных, электрических и оптических свойств кристаллов CdTe до и после лазерной обработки, а также показан метод изготовления переключающих элементов с памятью.

Изготовление образцов. Резка образцов производилась электрохимическим методом. Размеры образцов составляли $5 \times 4 \times 1$ мм. Для обеспечения необходимой чистоты обработка поверхность образца шлифовалась и полировалась для удаления с поверхности слоя с нарушенной кристаллической решеткой. Поверхность образцов CdTe промывалась от различных примесей смесью «ацетон ($(CH_3)_2CO$) + толуол ($C_6H_5CH_3$) + четыреххлористый углерод (CCl_4)». Затем образцы обрабатывались в полирую-

щем травителе для снятия нарушенного слоя толщиной 200 мкм.

После механико-химической обработки образцы CdTe облучались импульсами многомодового рубинового лазера ($\hbar\omega = 1,78$ эВ), работающего в режиме модулированной добротности с длительностью импульса $\tau = 2 \cdot 10^{-8}$ с. При облучении образцов тремя импульсами с плотностью мощности $I = 2$ МВт/см² на поверхности кристаллов CdTe образовывалась пленка теллура [6].

Электрические контакты создавали методом термического напыления при вакууме порядка 10^{-6} Па. Поскольку после облучения образуется Te–CdTe-структура, контакты напыляли как со стороны CdTe, так и со стороны слоя Te. Для контактов со стороны *n*-CdTe использовался слой индия, в случае *p*-CdTe сначала напыляли медь, потом наносили индий. Теллур имеет всегда *p*-тип проводимости [7], поэтому со стороны пленки Te напыляли электрод из сплава Pb50%+ Sn50%.

Образование теллура на поверхности CdTe. При некоторой дозе облучения (при облучении 3 импульсами с плотностью мощности ниже порога плавления поверхности образца $I = 2 \dots 5$ МВт/см²) на поверхности кристаллов CdTe наблюдается появление пленки теллура и образование структур микронных размеров (рис. 1). Пленка теллура имеет островковый характер распределения по поверхности кристалла, а ее толщина зависит от дозы облучения.

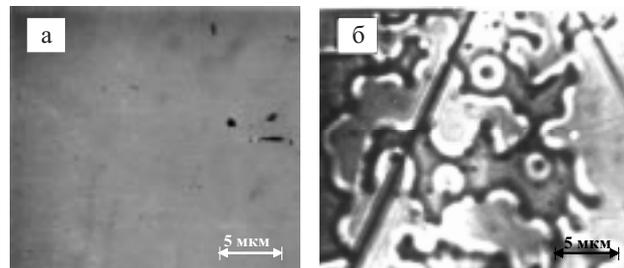


Рис. 1. Микрофотография поверхности кристалла CdTe до (а) и после (б) образования пленки теллура

Отметим, что при облучении рубиновым лазером кристаллов CdTe ($E_g = 1,49$ эВ) поглощение оптического излучения происходит в тонком приповерхностном слое толщиной $d \sim \alpha^{-1} \approx 10^{-4} \dots 10^{-5}$ см (коэффициент поглощения $\alpha = 6 \cdot 10^4$ см⁻¹ [5, 6]). Поэтому ожидается, что основные структурные из-

менения свойств кристаллов CdTe будут происходить в тонком слое, толщина которого определяется величиной α^{-1} и длиной тепловой диффузии $l = \sqrt{\chi\tau} = (1...7) \cdot 10^{-5}$ см, $\chi \approx 7 \cdot 10^{-6}$ м²/с [6].

Появление пленки теллура подтверждается также исследованием спектров комбинационного рассеяния света (КРС). После облучения импульсами излучения рубинового лазера интенсивность ниже порога плавления или разрушения кристалла спектр КРС изменяется и появляются дополнительные полосы $\nu = 124,79$ см⁻¹, $\nu = 142,86$ см⁻¹ и $\nu = 93,2$ см⁻¹ (рис. 2).

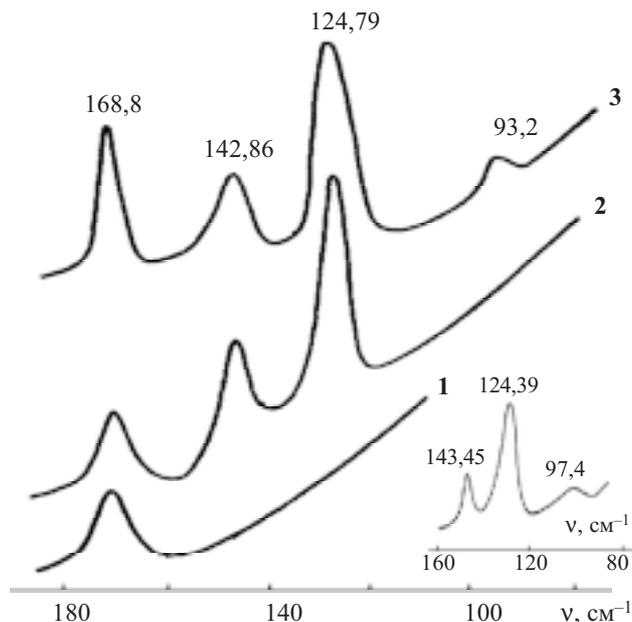


Рис. 2. Спектры КРС поверхности (111) CdTe-образца до облучения (1) и после облучения (2, 3) импульсами излучения рубинового лазера при разной плотности мощности ($I_2 < I_3$). На вставке: спектры КРС кристаллического теллура

Анализ спектрального положения, соотношения интенсивностей, а также сопоставление спектров КРС, измеренных на поверхности кристаллов CdTe и Te с исследованиями КРС на разных фазах Te [7, 8] (рис. 2, вставка), позволяют сделать вывод, что эти полосы соответствуют A_1 - и E-колебательным модам тригонального теллура. Таким образом, в спектрах КРС облученных кристаллов CdTe присутствуют колебательные полосы, частотное положение и соотношение интенсивностей которых соответствует Te.

Поскольку коэффициент поглощения Te в исследуемой области длин волн достигает значений 10^6 см⁻¹, то факт регистрации полосы LO (CdTe) через пленку теллура позволяет заключить, что толщина последней составляет несколько десятков ангстрем. Наблюдаемая большая полуширина линий Te и их низкоэнергетическое смещение относительно линий монокристаллического теллура являются проявлением размерных эффектов, характерных для поликристаллической структуры теллура с достаточно малыми размерами кристаллитов [5].

Образование пленки теллура на поверхности облученного образца CdTe связано преимущественно с обеднением приповерхностных слоев атомами кадмия вследствие их большей летучести, чем атомов теллура. Результаты масс-спектрометрических исследований состава потоков атомов, которые испаряются при лазерной обработке CdTe, показали, что при установлении стационарного потока количество атомов Cd в четыре раза превышает количество атомов Te [9]. Таким образом, приповерхностный слой образца при лазерном облучении обедняется кадмием, а на поверхности образуется пленка теллура. Возможным механизмом формирования такой пленки может быть диффузия междоузельного теллура и его накопление на поверхности. О возможности “стекания” на поверхность собственных электронов и примесей в разнообразных полупроводниках свидетельствуют результаты работы [10].

Оценка коэффициента диффузии ($D=L^2\tau^{-1}$) Te в момент лазерного облучения (при толщине обогащенного теллуrom слоя $L=20$ нм) дает значение $D \approx 2 \cdot 10^{-4}$ см²·с⁻¹. Это на 10 порядков больше коэффициента термодиффузии Te при 650°C ($1,5 \cdot 10^{-14}$ см²·с⁻¹) [11], что, по-видимому, можно объяснить известным механизмом радиационно-стимулированной диффузии [12].

Вольт-амперные характеристики экспериментальных образцов переключающих элементов на основе Te–CdTe. Вольт-амперные характеристики структур, полученных при обработке лазерным излучением с плотностью мощности $I=5$ МВт/см² кристаллов CdTe:In с удельным сопротивлением $\rho \approx 10^5$ Ом·см и CdTe:Cl с $\rho \approx 10^9$ Ом·см, измеренные при $T=300$ К, приведены соответственно на рис. 3, а и б. Характерной особенностью ВАХ является переключение структуры из высокоомного в низкоомное состояние при приложении напряжения в прямом смещении. При этом сопротивление структуры падает до 10 Ом·см. Напряжение переключения структур составляет 0,3 и 200 В. Пороговые характеристики переключения зависят от сопротивления исходного кристалла.

Данной бистабильной ВАХ с переключением при пороговой величине напряжения свойственно сохранение низкоомного состояния без подачи питания на структуру. Структура “запоминает” переключенное низкоомное состояние после снятия напряжения и может быть возвращена в высокоомное состояние путем подачи на него порогового напряжения в обратном смещении.

Исследование ВАХ образцов показало, что после смывки слоя Te в растворе 1н. КОН в метаноле полностью исчезает эффект переключения. Это свидетельствует о том, что за процессы эффекта переключения отвечает проводящий слой Te на поверхности CdTe.

Эффект электронного переключения, который возникает при облучении кристаллов CdTe, обусловлен специфическими свойствами полупроводниковых материалов сохранять возбужденную светом или электрическим полем проводимость, которая пре-

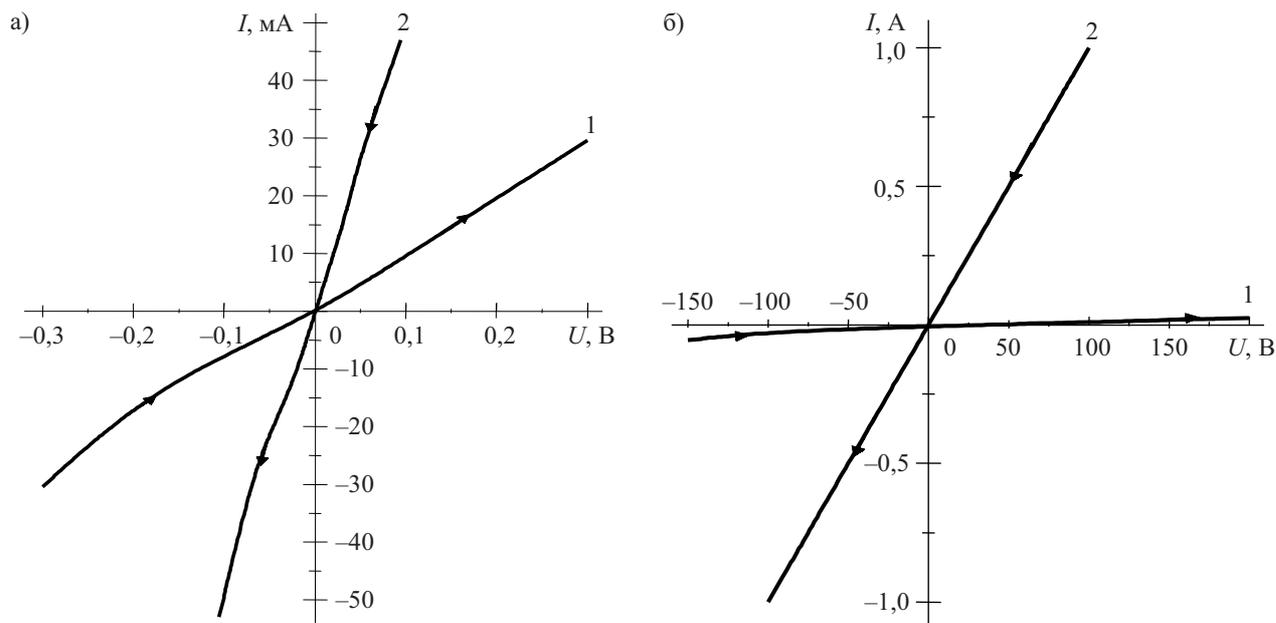


Рис. 3. ВАХ структуры Te-CdTe:In (а) и структуры Te-CdTe:Cl (б). Переключение структуры из высокоомного состояния (1) в низкоомное (2)

вышает равновесную в несколько раз и сохраняется на протяжении 10^4 — 10^6 с.

Данный эффект, обнаруженный как в кристаллических [14—16], так и в аморфных [17, 18] полупроводниках, на сегодня широко исследован, но физика электронного механизма переключения с памятью остается дискуссионной [19].

Вероятно, в нашем случае данный эффект обусловлен наличием потенциальных барьеров и флуктуациями изгибов зон за счет макродефектов. К таким дефектам относятся, например, межкристаллические границы, дислокации, сосредоточение точечных дефектов и выделение сторонних фаз в виде металлических или диэлектрических частиц. Наличие макродефектов в виде островкового слоя приводит к локальным усилениям напряженности поля, а существование потенциальных барьеров между слоем Te и матрицей CdTe обеспечивает большие времена жизни неравновесных носителей. Это обусловлено тем, что на границе макродефектов и на поверхности кристалла формируются отталкивающие кулоновские барьеры, которые препятствуют рекомбинации свободных носителей и обеспечивают эффекты переключения проводимости с памятью.

Переход из высокоомного состояния в низкоомное можно объяснить перераспределением в процессе прохождения темного тока электронов между центрами с разной энергией ионизации, аналогично тому, как это происходит при нагревании кристалла или освещении. В нашем случае в роли такого центра может выступать слой Te, образование которого подтверждается появлением низкотемпературного пика в спектрах термостимулированной проводимости. Дефекты, обусловленные теллуром, могут быть приняты как новые центры прилипания в CdTe [13].

Таким образом, независимо от типа проводимости и кристаллической структуры исходного CdTe, после его облучения рубиновым лазером с плотностью мощности $I=5$ МВт/см² образуется структура Te-CdTe, которая обладает свойством электронного переключения с памятью и на основе которой возможно создание переключающего элемента с памятью. Величина порога переключения зависит от сопротивления исходного кристалла.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Байдуллаева А., Булах М. Б., Власенко А. И. и др. Динамика развития поверхностных структур в кристаллах p-CdTe при облучении импульсным лазерным излучением // ФТП.— 2004.— Т. 38, вып. 1.— С. 26—29.
2. Володин Б. Л., Емельянов Б. И. Дефектно-деформационный механизм образования пор, дислокационных петель и дислокационных структур и его экспериментальные проявления // Изв. АН СССР. Сер. Физ.— 1991.— Т. 55, № 7.— С. 1274—1284.
3. Аполлонов В. В., Прохоров А. М., Хомич В. Ю., Четкин С. А. Термоупругое воздействие периодического лазерного излучения на поверхность твердого тела // Квантовая электроника.— 1982.— Т. 9, № 2.— С. 343—353.
4. Emelyanov V. I., Kashkarov P. K. Laser-induced defect formation in semiconductors // Appl. Phys. A.— 1992.— Vol. 55.— P. 161—166.
5. Артамонов В. В., Байдуллаева А., Власенко А. И. и др. Атомно-силовая микроскопия и рамановское рассеяние света лазерно-индуцированного структурного разупорядочения на поверхности p-CdTe // ФТТ.— 2004.— Т. 46, вып. 8.— С. 1489—1493.
6. Alpen V. U., Doukhan J. C., Tsgaing R., Gross P. Defect induced optical absorption near the electronic band edge of tellurium // Phys. Status Solidi (b).— 1973.— Vol. 55, N 4.— P. 667—671.
7. Aoki K., Shimomuro O., Mimomura S. et al. Raman scattering of trigonal Se and Te at very high pressure // J. Phys. Soc. Japan.— 1980.— Vol. 48, N 3.— P. 906—908.

8. Amirtharaj P. M., Pollak F. H. Raman scattering study of the properties and removal of excess Te on CdTe surfaces // Appl. Phys. Lett.— 1984.— Vol. 45, N 7.— P. 789—791.

9. Дымко Л. Н., Кица М. С., Лихобабин Н. П. Исследование эффекта переключения в монокристаллах CdTe // Физическая электроника. (Львов.)—1987.— № 34.— С. 33—36.

10. Легбайн Д., Шелонин Е. Исследование влияние поверхности на поведение дефектов в кремнии, облученном нейтронами // ФТП.— 1984.— Т. 18, вып. 5.— С. 808—811.

11. Логинов Ю. Ю., Браун П. Д. Образование примесных выделений в CdTe, легированном индием, после отжига и облучения ионами и электронами // ФТТ.— 1995.— Т. 37, вып. 10.— С. 3115—3123.

12. Стрекалов В. Н. Диффузия в условиях лазерного отжига полупроводников // ФТП.— 1986.— Т. 20, вып. 2.— С. 361—363.

13. Байдуллаева А., Джумаев Б., Корсунская Н. Е. и др. Влияние пленки Te, образующейся на поверхности CdTe при лазерном облучении, на их электрические и фотоэлектрические свой-

ства. Имитация эффектов, связанных с метастабильными дефектами // Поверхность. Физика, химия, механика.— 1989.— № 2.— С. 129—133.

14. Дрижук А. Г., Сидоров В. Г., Сидоров Д. В., Шагалов М. Д. Переключающее устройство на гетероструктуре ZnTe—GaN // Письма в ЖТФ.— 1997.— Т. 23, вып. 20.— С. 79—82.

15. Дрижук А. Г., Сидоров В. Г., Сидоров Д. В., Шагалов М. Д. Фотоприемник с переключением и памятью на гетероструктуре CdS—GaN // Там же.— С. 75—78.

16. Агринская Н. В., Алексеенко М. В., Матвеев О. А. Явления формовки и переключения в кристаллах CdTe // ФТП.— 1975.— Т. 9, вып. 10.— С. 1962—1965.

17. Костылёв С. А., Шкут В. А. Электронное переключение в аморфных полупроводниках.— Киев: Наукова думка, 1978.

18. Меден А., Шо М. Физика и применение аморфных полупроводников.— М.: Мир, 1991.

19. Чабан И. А. Эффект переключения в халькогенидных стеклах // ФТТ.— 2007.— Т. 49, вып. 3.— С. 405—410.

*Д. ф.-м. н. З. Д. КОВАЛЮК, к. ф.-м. н. В. Н. КАТЕРИНЧУК,
к. ф.-м. н. В. В. НЕТЯГА, А. В. ЗАСЛОНКИН*

Украина, г. Черновцы, ЧО Ин-та проблем материаловедения
им. И. Н. Францевича
E-mail: chimsp@ukrpost.ua

Дата поступления в редакцию
05.07 2007 г.

Оппонент д. х. н. В. Н. ТОМАШИК
(ИФП им. В. Е. Лашкарёва, г. Киев)

ГЕТЕРОПЕРЕХОД НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛА $FeIn_2Se_4$, ПОЛУЧЕННОГО МЕТОДОМ БРИДЖМЕНА

Фотоэлектрические измерения параметров гетероперехода $n-InSe-p-FeIn_2Se_4$ свидетельствуют о возможности получения качественных $p-n$ -переходов.

Магнитные свойства полупроводников могут использоваться для управления потоком носителей не только с помощью величины и полярности электрического напряжения, но и с помощью изменения направления и величины напряженности магнитного поля. В этой связи интерес к слоистым магнитным полупроводникам обусловлен сильной анизотропией их свойств и, как следствие, возможностью неоднородного распределения примеси в кристаллической решетке. Различные состояния магнитной примеси могут приводить к образованию ферромагнитных доменов, что представляет интерес для практических применений.

Из литературных источников следует, что кристаллический $FeIn_2Se_4$ можно получать в виде пленок вакуумным испарением [1, 2] или тонких пластин методом химических транспортных реакций [3]. На основе таких кристаллов создавались барьеры Шоттки и анализировались их диодные свойства. В настоящей работе методом Бриджмена были получены магнитные кристаллы $FeIn_2Se_4$ и исследованы свойства гетероперехода с ван-дер-ваальсовским контактом на гетерогранице.

Эксперимент

Крупные слитки кристаллов $FeIn_2Se_4$ разрезали на шайбы, а затем из них вырезали подложки по плоскостям спайности слоев. Поверхность сколотых пластин была зеркальной и пригодной для создания гетероперехода (ГП) методом ван-дер-ваальсовского контакта [4]. Из эффекта Холла установлено, что выращенные кристаллы имеют p -тип проводимости. Концентрация основных носителей тока и холловская подвижность вдоль слоев составляют соответственно $p=(2...3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $\mu_H=10 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

В качестве второго компонента ГП были выбраны кристаллы $n-InSe$, также выращенные методом Бриджмена. Использовали как нелегированные ($n=3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$), так и легированные примесью германия ($n=1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) кристаллы. Они служили фронтальным полупроводником и поэтому скалывались со слитка толщиной в 20—50 мкм.

Вольт-амперные (ВАХ) и вольт-фарадные (ВФХ) характеристики ГП исследовали на установке „Schlumberger SI 1255” с компьютерным интерфейсом. Кроме измерений, проводимых при комнатной температуре, исследовали также температурные зависимости ВАХ с целью установления механизма протекания тока через ГП.

Спектры fotocувствительности изготовленных ГП получали с помощью монохроматора МДР-3 с разрешающей способностью 2,6 нм/мм. Все спек-

тры нормировались относительно количества падающих фотонов.

Результаты исследований и их обсуждение

Из исследований ВФХ ГП следует, что распределение примесей на гетерогранице имеет резкий характер. Этому соответствует линейная зависимость C^{-2} от U при обратных смещениях ГП. При измерениях ВФХ обнаруживают частотную зависимость. Эти частотные зависимости тем больше различаются между собой, чем больше последовательное сопротивление ГП. Для ГП с низкоомным InSe ВФХ практически не испытывают частотной зависимости. Величина потенциального барьера ГП (Φ_b), определенного из ВФХ, составила для различных образцов 0,42—0,52 эВ.

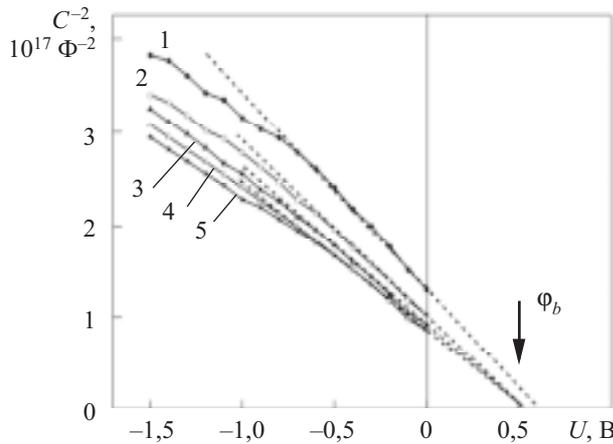


Рис. 1. ВФХ ГП n -InSe- p -FeIn₂Se₄ при различных частотах: 1 — 30 кГц; 2 — 20; 3 — 15; 4 — 10; 5 — 5 кГц

На рис. 1 показаны ВФХ гетероперехода n -InSe- p -FeIn₂Se₄ с низкоомным фронтальным слоем. Для кривых 2—5 продолжение C^{-2} - U -зависимости до пересечения с осью напряжений дает одну и ту же величину напряжения отсечки, которая соответствует величине потенциального барьера ГП [5, с. 69]:

$$C^{-2} = \frac{2(\epsilon_1 N_{D1} + \epsilon_2 N_{A2})(U_b - U)}{qN_{D1}N_{A2}\epsilon_1\epsilon_2}, \quad (1)$$

где ϵ_1, ϵ_2 — диэлектрическая проницаемость полупроводников, образующих ГП;
 N_{D1}, N_{A2} — концентрация доноров и акцепторов, соответственно;
 q — заряд электрона.

Обеднение основными носителями на p - n -переходе из-за приблизительно равной их концентрации может осуществляться в обоих полупроводниках.

ВАХ гетероперехода имеет ярко выраженный диодный характер (рис. 2). Для установления механизма прохождения тока через барьер необходимо было провести температурные измерения прямых ветвей ВАХ ГП, из которых определялся диодный коэффициент n [5, с. 55]:

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{qU}{nkT}\right) - 1 \right], \quad (2)$$

где J_0 — плотность тока насыщения;
 k — постоянная Больцмана;
 T — абсолютная температура.

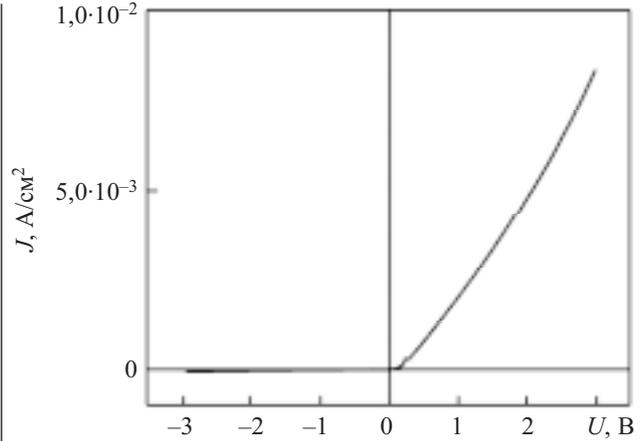


Рис. 2. ВАХ ГП n -InSe- p -FeIn₂Se₄ при комнатной температуре

Такие ВАХ были измерены в диапазоне температур 233—323 К с интервалом в 30 К и показаны на рис. 3 в полулогарифмических координатах для получения линейной связи между током и напряжением

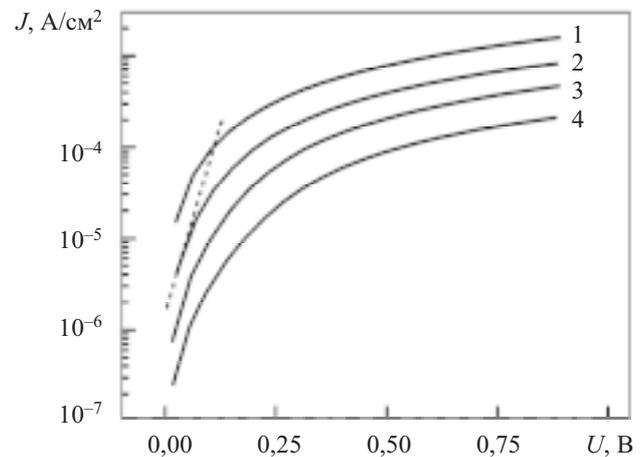


Рис. 3. Температурные зависимости ВАХ ГП n -InSe- p -FeIn₂Se₄: 1 — 323 К; 2 — 291 К; 3 — 262 К; 4 — 233 К. Пунктирная кривая — теоретическая ВАХ при комнатной температуре

ем. Там же показана теоретическая зависимость ВАХ при комнатной температуре. Хорошо видно, что уже при малых прямых смещениях ВАХ сильно отклоняются от линейной зависимости. Это вызвано перераспределением падения приложенного напряжения между обедненной областью и последовательным сопротивлением, которое включает в себя все квазинейтральные области ГП. Аналогичные отклонения ВАХ наблюдаются практически во всех исследуемых диодах [6, с. 99]. О влиянии последовательного сопротивления свидетельствует также факт, что с понижением температуры отклонение ВАХ от линейного закона возрастает, т. к. сопротивление квазинейтральных областей увеличивается. Диодный коэффициент ВАХ при токах до $2 \cdot 10^{-5}$ А/см² близок к единице. В этом случае имеет место диффузионный механизм прохождения тока через ГП.

На рис. 4 показаны спектральные зависимости квантовой эффективности фототока ГП n -InSe- p -FeIn₂Se₄ при комнатной температуре.

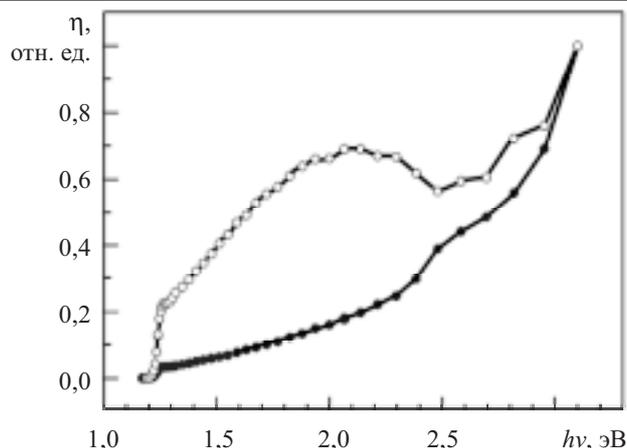


Рис. 4. Спектры квантовой эффективности фототока двух образцов ГП $n\text{-InSe-p-FeIn}_2\text{Se}_4$ при комнатной температуре

Образцы ГП содержали слой нелегированного InSe различной удельной проводимости. Значения ширины запрещенной зоны InSe и FeIn_2Se_4 практически мало отличаются друг от друга при $T=295\text{ K}$: $E_g(\text{InSe})=1,25\text{ эВ}$, $E_g(\text{FeIn}_2\text{Se}_4)=1,15\text{ эВ}$.

Фототок измеряли в режиме тока короткого замыкания. Спектр имеет длинноволновый порог фоточувствительности при 1,25 эВ. Это указывает на то, что вся обедненная область ГП и разделение фотоносителей происходит только во фронтальном полупроводнике.

Роль базового полупроводника состоит в создании контактной разницы потенциалов между двумя полупроводниками. Поглощение света приповерхно-

стной областью и диффузия носителей к границе $p\text{-}n$ -перехода обеспечивают фотоотклик ГП в ультрафиолетовой области спектра.

Выводы

Выращенные методом Бриджмена кристаллы FeIn_2Se_4 имели слоистую структуру и качественную зеркальную поверхность скола. Методом ван-дер-ваальсовского контакта с другим слоистым полупроводником (InSe) созданы гетеропереходы $n\text{-InSe-p-FeIn}_2\text{Se}_4$. Измеренные электрические характеристики (ВФХ, ВАХ и температурные зависимости ВАХ) свидетельствуют об удовлетворительном качестве полученных ГП. Полученные гетеропереходы обладают широким спектром фоточувствительности, ограниченным только с длинноволновой стороны.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Niftiev N. N., Alidzanov M. A., Tagiev O. B., Muradov M. B. Electrical properties of FeIn_2Se_4 single crystals // Semiconductors.— 2003.— Vol. 37, N 2.— P. 165—167.
2. Niftiev N. N., Alidzhanov M. A., Tagiev O. B. et al. Electrical properties of MnIn_2Se_4 // Ibid.— 2004.— Vol. 38, N 5.— P. 550—551.
3. Torres T., Sagredo V., de Chalbaud L.M. et al. Magnetic and structural characterization of the semiconductor FeIn_2Se_4 // Physica B: Condensed Matter.— 2006.— Vol. 384, N 1–2.— P. 100—102.
4. Бакуменко В. Л., Чишко В. Ф. Электрические свойства оптических контактов слоистых полупроводников // Физ. и техн. полупроводн.— 1977.— Т. 11, № 10.— С. 2000—2002.
5. Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник.— М.: Мир, 1975.
6. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: Кн. 1.— М.: Мир, 1984.

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ



Мишин Г. Т. Современная аналоговая микроэлектроника: Теория и практика.— М.: Радиотехника, 2007.— 208 с.

Изложены естественнонаучные представления аналоговой микроэлектроники, основой которых являются математическая теория дифференциальных уравнений и систем дифференциальных уравнений в обобщенной форме. Впервые показано, что полномасштабный переход к естественнонаучным представлениям позволяет сформировать новый элементный базис; предложить решения для матричных аналоговых больших интегральных микросхем и перепрограммируемых аналоговых интегральных схем; обосновать процедуру синтеза аналоговых электронных цепей. Теоретические выводы сопровождаются практическими примерами.

Предназначена для инженеров, аспирантов и студентов, занимающихся исследованием и разработкой аналоговых систем электроники.

НОВЫЕ КНИГИ



Тарасов В. В., Якушенков Ю. Г. Двух- и многодиапазонные оптико-электронные системы с матричными приемниками излучения.— М.: Университетск. книга, 2007.— 192 с.

Излагаются принципы построения оптико-электронных систем с матричными приемниками излучения, работающих в двух и более спектральных диапазонах. Описываются основные узлы таких систем: оптические системы выделения рабочих спектральных диапазонов; матричные двух- и многодиапазонные (многоспектральные) приемники излучения; системы объединения изображений, получаемых в различных спектральных диапазонах. Приводятся примеры использования двух- и многодиапазонных оптико-электронных систем в различных областях науки, техники, народного хозяйства, в военном деле.

Для разработчиков и потребителей оптико-электронных средств и методов. Может использоваться в учебном процессе высших и средних специальных учебных заведений по направлениям в области оптоэлектроники, фотоники и оптоинформатики.

К. т. н. В. П. РЕВА, С. В. КОРИНЕЦ, Л. А. ПИСАРЕНКО,
С. Е. ДУХНИН, Н. А. БАРСУКОВА

Украина, г. Киев, НИИ микроприборов
E-mail: reva @imd.org.ua

Дата поступления в редакцию
24.05 2007 г.

Оппоненты к. т. н. В. П. СИДОРЕНКО
(НИИ микроприборов, г. Киев),
к. т. н. В. В. РЮХТИН
(ЦКБ «Ритм», г. Черновцы)

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ТЕХНОЛОГИЙ ИЗГОТОВЛЕНИЯ КРЕМНИЕВЫХ СХЕМ СЧИТЫВАНИЯ ИНФОРМАЦИИ С ИК-ФОТОДИОДОВ

Рассмотрены технология комплементарных МОП-схем и технология приборов с зарядовой связью на базе стандартной технологии n -канальных МОП-структур. Приведены параметры схем считывания, изготовленных по этим технологиям.

Обработка сигналов с многоэлементных инфракрасных фотоприемников в настоящее время возможна только с использованием специальных электронных устройств считывания и предварительной обработки непосредственно в фокальной плоскости приемника. Применение устройств считывания в фокальной плоскости рядом с фотодетекторами позволяет значительно уменьшить уровни наводок извне и кардинально снизить уровень выходного шума из гибридной сборки «фотоприемник — устройство считывания». Анализ современных конструкций и параметров схем считывания для фотоприемных устройств (ФПУ) ИК-диапазона показывает, что они обеспечивают получение минимальной разрешающей способности по температуре в пределах 10—35 мК в динамическом диапазоне 75—80 дБ [1—6].

Данная статья посвящена рассмотрению технологических особенностей изготовления криогенных интегральных схем считывания (ИСС) для линейных ФПУ формата 2×64, работающих в диапазоне длин волн 8—14 мкм. За основу были взяты хорошо освоенные в кремниевом производстве базовые технологии — 2,5-микронная n -канальная и 2-микронная КМОП.

Конструкции схем считывания

Топологию схем считывания, независимо от технологической реализации, можно разделить на три части:

— фокальная плоскость (контакты к линейке (матрице) фоточувствительных детекторов (ФЧД), блок предварительной обработки и элементы тестирования схемы);

— аналоговая часть (схемы формирования опорного уровня, входные схемы стыковки с фотодиодами, зарядочувствительные усилители, внутренние буферы, выходные буферы);

— цифровая часть (схемы формирования всех необходимых сигналов управления цифровыми и аналоговыми блоками).

Интегральные схемы на приборах с зарядовой связью (ПЗС) обладают уникальной способностью представления сигнала в аналогово-дискретной форме. Сигнальная информация в ПЗС находится в виде зарядовых пакетов, которые локализируются в отдельных потенциальных ямах, образующихся в приповерхностном слое полупроводника. С помощью внешних управляющих импульсов зарядовые пакеты можно перемещать вдоль кристалла, производить их обработку и преобразовывать в ток или напряжение на выходе прибора. Основные операции — детектирование, накопление, мультиплексирование, временная задержка — в схемах считывания на основе ПЗС проводится в ячейках ПЗС. Для этого могут применяться как ячейки с поверхностным переносом, так и ячейки со скрытым (объемным) каналом [7, 8].

Таким образом, в интегральных ПЗС-схемах считывания элементной базой, обеспечивающей все необходимые функции, являются МОП-структуры с поликремниевыми электродами и n -канальные МОП-транзисторы.

Для схем считывания на основе комплементарных МОП-структур (КМОП) основной элементной базой являются n - и p -канальные МОП-транзисторы, которые обеспечивают цифровую обработку сигнальной информации, а аналоговые функции реализуются накопительными емкостями, выполненными в виде конденсаторов с поликремниевыми электродами.

Основные характеристики технологий изготовления и элементной базы

В табл. 1 и 2 приведены основные параметры, характеризующие рассматриваемые технологии изготовления схем считывания.

Как видно из таблиц, обе используемые технологии реализуются с помощью процессов проекционной фотолитографии не очень высокого уровня и сравнимы по сложности. КМОП-технология — более дорогостоящая за счет использования большего числа операций фотолитографии и более жестких ограничений, но в настоящее время широко распространенная.

Отличительной особенностью технологий изготовления схем считывания является необходимость обеспечения высокой однородности выходных характеристик, обеспечение однородности входных цепей и работы при криогенных температурах. В

Таблица 1

Основные характеристики технологий изготовления схем считывания (исходная подложка — Si, p-тип, <100>)

Параметр	Тип технологии	
	ПЗС	КМОП
Размер кристалла, мм	X=6,1; Y=5,0	X=5,65; Y=6,65
Тип фотолитографии	Проекционная	Проекционная
Количество слоев	9	11
Число операций фотолитографии	11	13
Количество уровней Si-poly	2	2
Количество уровней металла	1	1

Таблица 2

Соотношение элемент/расстояние схем считывания, мкм

Технологический слой	ПЗС	КМОП
Активные области	6,0/4,0	4,0/3,0
Поликремний 1-го уровня	6,0/2,5	2,4/2,0
Поликремний 2-го уровня	6,0/3,0	4,0/3,0
Контактные окна	3,0/3,0	2,0/2,0
Металлизация	6,0/2,0	5,0/2,0

связи с этим необходимо применять жесткие требования к размерам и разбросу значений пороговых напряжений (точнее, подпороговых напряжений) транзисторов прямой инжекции, которые реализуются *n*-канальными МОП-транзисторами с поликремниевым затвором первого уровня с «исходным порогом». Разброс значений пороговых напряжений от номинального значения не должен превышать в пределах одной пластины величины $\pm 0,1$ В, а в пределах одного кристалла — $\pm 0,01$ В. Для решения этой проблемы должны быть предусмотрены:

1. *Выбор конструктивно-технологических ограничений для входного транзистора прямой инжекции.* Для поддержки линейности передаточной характеристики устройств считывания ток канала транзистора прямой инжекции не должен зависеть от напряжения на канале. Исследования [9, 10] подпороговых характеристик с разной длиной каналов показали, что в области напряжений $U_{\text{стока}} \approx 0 \dots 7$ В заметного влияния напряжения на канале на подпороговый ток не наблюдается при длине канала $L_{\text{кан}} \geq 6$ мкм. Кроме того, при таких значениях $L_{\text{кан}}$ минимально влияние на длину канала геометрических разбросов («уход» размеров при изготовлении промежуточных шаблонов, фотокопии, ПХТ-пленки поликремния и при боковой диффузии исток-сток-овых областей).

2. *Выбор исходного кремния.* При выборе марки и группы исходного кремния основное внимание уделялось минимальному разбросу удельного электрического сопротивления ρ по торцам не более $\pm 25\%$, радиальное отклонение — не более $\pm 10\%$ для кремния *p*-типа ориентации <100>.

3. *Воспроизводимость толщины подзатворного окисла.* Толщина слоя окисла на кремниевой пластине должна изменяться в пределах $\pm 5\%$ от номинального значения. Оптимизация процесса выращивания термического подзатворного окисла под первый уровень поликремния при температуре 1000°C позволяет получать разброс толщины подзатворного окисла в пределах $\pm 25 \text{ \AA}$ для толщины окисла $d=500 \text{ \AA}$.

4. *Стабилизация заряда в МОП-структурах.* Для улучшения воспроизводимости пороговых напряжений *n*-МОП-структур было применено окисление с добавлением HCl или трихлорэтилена на всех стадиях формирования активных областей приборов: начальном окислении, окислении затворов первого уровня поликремния, окислении затворов второго уровня поликремния. Для нейтрализации быстрых поверхностных состояний на границе раздела Si-SiO₂ после формирования слоя металлизации проводился низкотемпературный (450°C) отжиг в водороде.

5. *Минимизация геометрических разбросов.* При проведении операций травления пленки поликремния первого уровня необходимо обеспечить качественное вытравливание узких зазоров между электродами ПЗС-структур (ширина 2,5 мкм и длина более 10 см), обеспечив при этом минимальный уход размеров поликремниевых затворов *n*-канальных МОП-транзисторов, который определяет воспроизводимость пороговых напряжений. Поэтому для травления первого уровня поликремния применялся процесс реактивного ионного травления, обеспечивающий уход размера в пределах $\Delta = \pm 0,1$ мкм. Для травления второго уровня поликремния главное — это вытравливание зазоров между поликремниевыми электродами ПЗС. Для оценки качества травления поликремния второго уровня использовались специально разработанные тестовые структуры, которые позволяли контролировать процесс травления пленки и при необходимости производить дополнительное дотравливание пленки Si-poly2.

6. *Минимизация контактного сопротивления активных областей.* Области истока-стока легировались большими дозами фосфора ($6,25 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$), проводилось дополнительно легирование контактных

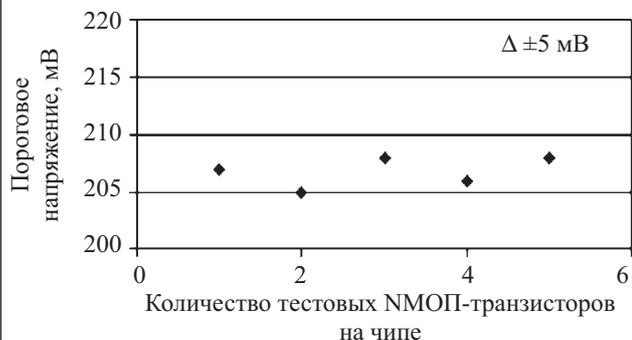


Рис. 1. Внутримодульный разброс пороговых напряжений NМОП-транзисторов (ПЗС-технология, $L_{\text{кан}}=8$ мкм, $d_{\text{SiO}_2}=500 \text{ E}$)

онок, а также низкотемпературный отжиг в атмосфере водорода. В результате сопротивление контактов Al-N⁺ размером 3,0 мкм не превышало 5,0 Ом.

Весь этот комплекс технологических средств позволил получать для схемы считывания форматом 2×64 внутримодульный разброс порогового напряжения транзисторов прямой инжекции (НМОП-транзисторов) менее ±10 мВ (см. рис. 1).

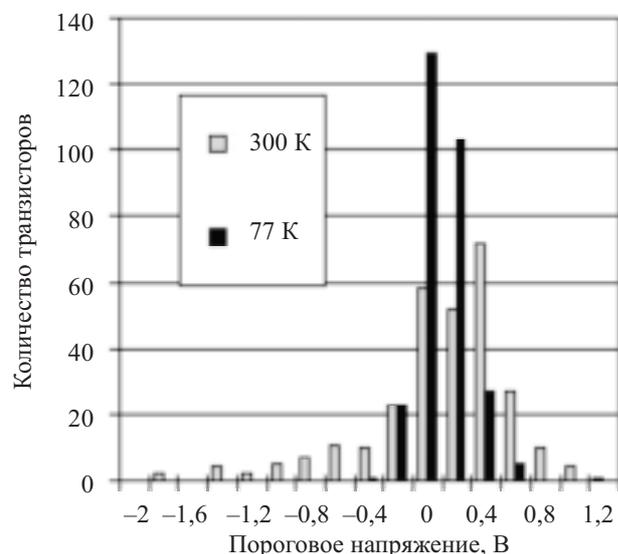


Рис. 2. Разброс пороговых напряжений НМОП-транзисторов при комнатной и криогенной температурах

На рис. 2 представлены экспериментальные данные измерений порогового напряжения НМОП-транзисторов при комнатной и криогенной температурах.

Для схем считывания на основе ПЗС важнейшим параметром является эффективность переноса заряда, т. к. неполный перенос заряда приводит к межканальным перекрестным помехам. Основная причина неэффективности переноса заряда — это потери заряда из-за захвата на ловушках (поверхностных или объемных) [11, 12]. Эффективность переноса ухудшается при температурах ниже 80 К из-за вымерзания (freezeout) носителей заряда. Исследования показывают, что на комнатных температурах значения неэффективности на один перенос для ПЗС с поверхностным каналом колеблется в пределах 10⁻³, а с объемным каналом — 1—5·10⁻⁵ [13, 14]. Однако такого очевидного преимущества ПЗС с объемным каналом уже нет при рассмотрении температурных зависимостей неэффективности. Так, для скрытого канала глубиной 0,65 мкм, полученного имплантацией фосфора с дозой 1,12·10¹² см³ в подложку p-типа с концентрацией 10¹⁵ см⁻³ при длине электрода 9 мкм и ширине 100 мкм, ухудшение эффективности переноса наступает при температурах ниже 150 К, а при температуре жидкого азота достигает двух порядков [15, 16]. В то же время для такой же конструкции ПЗС с поверхностным каналом ухудшение эффективности начинается ниже 100 К, а при температуре жидкого азота достигает всего 2—3 раз. Поэтому при температуре 77 К значения неэффектив-

ности переноса практически одинаковы для скрытого и поверхностного каналов.

Результаты исследований опытных образцов схем считывания

Для сравнения технологий были спроектированы схемы считывания для ИК-фотоприемников форматом 2×64 и изготовлены по ПЗС и КМОП-технологиям. В табл. 4 приведены основные параметры изготовленных устройств считывания формата 2×64.

Таблица 4

Основные параметры схем считывания форматом 2×64

Параметр	Технология изготовления	
	ПЗС	КМОП
Размер кристалла, мм	X=6,1; Y=5,0	X=5,65; Y=6,65
Напряжение источника питания, В	15±1,5	5±0,5
Количество внешних управляющих импульсных сигналов	8	5
Количество внешних постоянных напряжений	7	4
Количество контактных площадок, используемых для сборки гибридизированных модулей в криостате	28	15
Рабочая температура в криостате, К	80±2	80±2
Выходное напряжение, В	5,16—5,87	3,53—3,78
Динамический диапазон по выходному напряжению, дБ	69,7—81,0	69,5—70,2
Коэффициент нелинейных искажений амплитудной характеристики, %	0,7—3,1	1,84—2,21
Диапазон разброса напряжения смещения на фоточувствительных элементах, мВ	7,6—14,3	5,4—12,8
Минимальная зарядовая емкость по входу, пКл	1,69—2,43	4,18—4,42
Максимальная потребляемая мощность, мВт	44,1—44,8	24,2—26,2
Номинальная частота тактовых сигналов фаз управления, МГц	1,0	2,5
Максимальная частота тактовых сигналов фаз управления, МГц	2,0	5,0
Номинальная частота считывания информации, МГц	—	1,25
Максимальная частота считывания информации, МГц	—	2,5

Выводы

1. Проведенные исследования показали, что обе технологии могут быть применены в производстве схем считывания с ИК-фотоприемников.

ПЗС-технология предъявляет более высокие требования к технологическим процессам изготовления схем считывания (необходимость хлорных процессов окисления, прецизионных и контролируемых процессов травления двух уровней поликремниевых электродов, специальных процессов для обеспечения высокой эффективности переноса заряда при криогенных температурах).

Изготовление ИС считывания по КМОП-технологии полностью вписывается в наиболее распространенный вид технологии, которая применяется на современных кремниевых производствах.

2. Технологический процесс изготовления ИС считывания как по ПЗС-, так и по КМОП-технологии, обеспечивает реализацию всех требований, предъявляемых к основным электрическим параметрам схем считывания, работающих при криогенных температурах. ПЗС-технология обладает преимуществом при получении более высокого уровня значений динамического диапазона по сравнению с КМОП-технологией. Недостатки ПЗС-технологии — это:

- необходимость больших площадей кристалла (по причине больших проектных норм), следовательно, низкая степень интеграции;
- наличие большого количества внешних источников сигналов для управления;
- высокое напряжение питания (15 В).

Основным преимуществом КМОП-технологии для изготовления схем считывания является ее широкое распространение практически на всех кристалльных производствах и возможность постоянного снижения проектных норм за счет совершенствования общих достижений кремниевой планарной технологии.

Снижение проектных норм и приближение их к предельным проектным нормам для процессорных схем способствует постоянному увеличению форматности схем считывания с ИК-фотоприемников. Кроме того, использование КМОП-технологии дает возможность производить дополнительные операции, в частности произвольную выборку (деселекцию) бракованных ИК фотоприемных детекторов.

Таким образом, выбор необходимого вида технологии должен определяться прежде всего требованиями к обеспечению электрических параметров и величиной форматности схемы.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Anbar M., Brown Ch. A., Milesco L., Babalola J. A. Clinical applications of DAT using a QWIP camera // Proceed. SPIE.— 1999.— Vol. 3698.— P. 93—102.
2. Hargroder A. G., Davidson J. E., Luther D. G. et al. Infrared imaging of burn wounds to determine burn depth // Ibid.— P. 103—108.
3. Richards A. Alien vision: exploring the electromagnetic spectrum with imaging technology.— Bellingham (USA): SPIE Press, 2001.
4. Tribollet Ph., Chatard J.-P. From research to production: 10 years of success // Proceed. SPIE.— 2000.— Vol. 4130.— P. 216—234.
5. Бовина Л. А., Бурлаков И. Д., Ильин Ю. К. и др. Многорядные КРТ фотоприемные устройства для спектральных диапазонов 3—5 и 8—12 мкм // Оптический журнал.— 1996.— № 6.— С. 62—66.
6. Rogalski A. Infrared detectors.— Amsterdam: Gordon and Breach, 2000.
7. Hirschberg I. Charge-coupled technology bursts through imaging limits // Opt. Spectra.— 1975.— N 11.— P. 29—33.
8. Mohsen A. M., Morris F. J. Measurements on depletion-mode field effect transistors and buried channel MOS capacitors for the characterization of bulk channel charge coupled devices // Solid State Electronics.— 1975.— Vol. 18.— P. 407—416.
9. Sizov F. F., Reva V. P., Derkach Yu. P. et al. IR sensor readout devices with source input // Quantum Electronics and Optoelectronics.— 1999.— Vol. 2, N 1.— P. 102—110.
10. Sizov F. F., Derkach Yu. P., Kononenko Yu. G., Reva V. P. Testing of readout device processing electronics for IR linear and focal plane arrays // Proceed. SPIE.— 1999.— Vol. 3436.— P. 942—948.
11. Charge-Coupled Devices /Ed. by D. F. Barbe.— Berlin-Heidelberg—New York: Springer-Verlag, 1980.
12. James R. Janesik scientific charge-coupled devices.— Bellingham—Washington: SPIE, 2001.
13. Zetterlund B., Steckl A. J. Low-temperature operation of silicon surface channel charge-coupled devices // IEEE Transaction on Electron Devices.— 1987.— Vol. 34, N 1.— P. 39—50.
14. Lakhoua N., Poirier R. Trap levels in p and n buried channel CCD // Solid State Electronics.— 1978.— Vol. 21.— P. 994—997.
15. Sizov F. F., Derkach Yu. P., Reva V. P., Kononenko Yu. G. MCT sensor readout devices with charge current injection and preliminary seagnal treatment. Testing procedure // Opto-Electronics Review.— 1999.— Vol. 7, N 4.— P. 327—338.
16. Голенков А. Г., Дарчук С. Д., Деркач Ю. П. и др. Устройства считывания для многоэлементных фотодиодных линеек на ИК-диапазон на основе CdHgTe // XVI Междунар. науч.-техн. конф. по фотоэлектронике и приборам ночного видения.— Москва.— 2000.— С. 15—16.

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ

Бернард Д., Уиллис Б. Практическое руководство по использованию X-Ray инспекции в производстве радиоэлектронных изделий.— М.: Техносфера, 2007.— 48 с.

В книге представлены основы рентгеноскопии и ее применение в контроле при производстве радиоэлектронных изделий. Приведены примеры технологических дефектов, которые не могут быть обнаружены при использовании обычных методов инспекции. Кроме того, предлагаются режимы проверок различных видов изделий, включая VGA, ответы на наиболее часто задаваемые вопросы. Книга может быть полезна специалистам, занимающимся рентгеноскопией радиоэлектронных изделий.



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

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

Дата поступления в редакцию
16.04 2007 г.

Оппонент к. т. н. П. В. ПАЩЕНКО
(НИИ ЯФ, г. Москва)

ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ АВТОЭМИССИОННЫХ КРЕМНИЕВЫХ КАТОДОВ СУБМИКРОННЫХ РАЗМЕРОВ

Предложен практический способ формирования элементов субмикронных размеров с использованием совмещения с базовыми знаками стандартной проекционной литографии, предварительно созданными на этапе “нулевой” фотолитографии.

За последнее десятилетие возросло количество публикаций по устройствам на основе автоэмиссионной вакуумной микроэлектроники. Такие микроэлектронные устройства могут использоваться в плоских экранах телевизоров и компьютеров [1], а также в безмасочной фотолитографии как альтернативной по отношению к проекционной литографии при производстве интегральных схем [2—4]. В безмасочной фотолитографии вместо маски используется кремниевая пластина с матрицами автоэмиссионных катодов субмикронных размеров. Работой таких катодов управляют с использованием САПР файлов, которые содержат послынную топологическую информацию об интегральной схеме. Разрешающая способность и производительность безмасочной фотолитографии в значительной степени определяется технологией изготовления как отдельных катодов с фокусирующими электродами, так и их матриц, монолитно интегрированных со схемами управления на одном кристалле.

Целью настоящей работы является разработка практического способа формирования топологических элементов субмикронных размеров; моделирование технологии изготовления кремниевых катодов с разной формой острий по КМОП-технологии с использованием фотошаблонов микронных размеров; двумерное моделирование электрического поля автоэмиссионного катода.

Анализ технологий изготовления автоэмиссионных катодов

Впервые технологию изготовления автоэмиссионных катодов разработал Спиндт [5]. Путем осаждения в вакууме был сформирован матричный автоэмиссионный катод с количеством острий до 5000 и плотностью упаковки $6,4 \times 10^5 \text{ см}^{-2}$. При напряжениях 100—300 В эмиссионный ток с одного острия составлял 50—150 мкА в статическом режиме.

Кроме технологии осаждения в вакууме острий из тугоплавких металлов, сейчас разрабатываются технологии изготовления катодов из углеродных нанотрубок и полупроводников. Так, в [6] описан 10-этапный технологический процесс изготовления углеродных нанотрубок, интегрированных с молибденовыми фокусирующими электродами. На кремниевой подложке размерами $10 \times 10 \text{ мм}$ размещены углеродные нанотрубки с плотностью упаковки $3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$. При напряжениях 65—75 В получен эмиссионный ток одной нанотрубки в 50—500 нА в статическом режиме. Основным недостатком такого устройства — нестабильность геометрии и эмиссионного тока нанотрубок.

Первая запатентованная технология изготовления кремниевых катодов использовала обычные операции сухого травления кремния и окислительного заострения [7]. Она дает гладкую поверхность острий и малый радиус закругления вершин. В [8] кремниевые катоды заострялись и полировались бомбардировкой ионами Ag, после чего покрывались пленкой алмазоподобного углерода. Плотность упаковки составила $2,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$. При напряжениях 10—15 В ток эмиссии одного острия в статическом режиме составил 10 мкА. Однако при небольших отклонениях от диапазона рабочих напряжений, например 16 В, возникает пробой, и часть катодов разрушается.

В [9] предложен простой 5-этапный технологический процесс изготовления пирамидальных катодов. Используя круговые отверстия в фоторезисте, высокоэнергетической имплантацией BR_2 нарушают кремниевую решетку подложки, которая в дальнейшем служит маской для формирования профиля острий с помощью жидкостного химического анизотропного травления. Получена плотность упаковки примерно $1 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$. При напряжениях 30—50 В ток эмиссии одного острия в статическом режиме составил 0,2—8 мкА. Основным недостатком такой технологии является зависимость размера апертур электродов от высоты эмиттеров.

Получение регулярных структур кремниевых катодов для низковольтных приложений с использованием интерференционного литографа предложено в [10]. Получена плотность упаковки $2,5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. При напряжениях 13—21 В ток эмиссии одного острия в статическом режиме составил 1—30 мкА. При этом эмиссия получена при таких низких напряже-

ниях за счет уменьшения апертуры электродов до 70 нм и заострения вершин острий до радиуса 2 нм. Существенным недостатком технологии является повреждение до 50% острий в процессе химико-механического полирования поликремниевых электродов с вулканоподобным профилем.

Для фокусирования эмиссионных электронов в луч необходимого размера используются многоэлектродные электростатические линзы [11]. Так, линзы с четырьмя электродами позволяют сфокусировать электронный луч к диаметру 10 нм на расстоянии 100 мкм [6].

Автоэмиссионные катоды, изготовленные по современным технологиям, дают эмиссию электронов при напряжениях 30—60 В за счет использования экстракционных электродов с апертурой до 100 нм. Технологии с уникальным оборудованием позволяют получать размеры апертуры электродов менее 100 нм и за счет этого понизить напряжение эмиссии до 10—15 В. Несмотря на отличия, в них остаются актуальными задачи автофокусировки электронного луча, стабилизации эмиссионного тока и монолитной интеграции с системами управления на одном кристалле. Существенным недостатком рассмотренных технологий является также их ограниченность — возможность изготовления регулярных структур катодов только одинаковой формы и размеров.

Формирование элементов субмикронных размеров

Для изготовления автоэмиссионных катодов на поверхности кремниевой пластины необходимо сформировать регулярно расположенные маскирующие изображения фотолитографией с субмикронной разрешающей способностью. В [12] предложен простой способ формирования топологических элементов субмикронных размеров с помощью стандартной проекционной литографии. Реальные минимально возможные топологические размеры элементов в проекционной литографии определяются в основном длиной волны спектральной чувствительности фоторезистов и составляют 0,8—1,2 мкм, но точность совмещения для проекционной фотолитографии является достаточно высокой и составляет 40—100 нм. Этот параметр является определяющим при формировании субмикронных размеров элементов. Последовательность формирования таких элементов показана на рис. 1.

На кремниевую пластину осаждается пленка SiO₂ и наносится фоторезист. В результате экспозиции и первой проекционной фотолитографии Ф1 формируется пленочный топологический элемент с размером $L \geq 1$ мкм (рис. 1, а). После снятия первого фоторезиста и второй фотолитографии Ф2 пленка фоторезиста маскирует пленку SiO₂ на запроецированную величину размера топологического элемента $L < 1$ мкм (рис. 1, б). Совмещение на обеих стадиях проводится до одних базовых знаков совмещения проекционной фотолитографии, предварительно созданных на этапе так называемой «нулевой» фотолитографии. В результате последующей технологической операции сухого плазмохимического травления пленки SiO₂ получается пленка с размером $L < 1$ мкм,

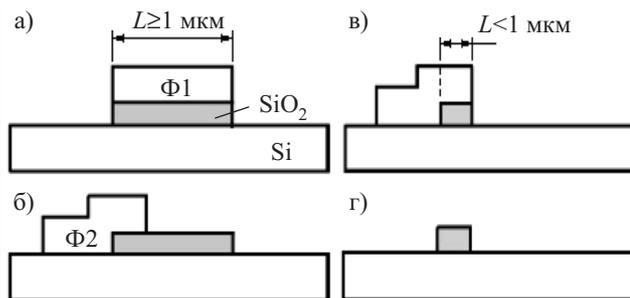


Рис. 1. Формирование элементов субмикронных размеров: а — фотолитография 1; б — фотолитография 2 с проектным смещением; в — травление SiO₂; г — травление фоторезиста

покрытая фоторезистом (рис. 1, в). Последней выполняется операция снятия фоторезиста (рис. 1, г).

Способ практически проверялся с использованием лазерно-рекристаллизованных структур кремний-на-изоляторе (КНИ) с толщиной кремниевой подложки 0,2 мкм, в которой формировались топологические элементы типа «затвор» МОП-транзистора, а также пленки SiO₂ толщиной 0,4 мкм, в которой формировались топологические элементы типа «окно». Были спроектированы наборы тестовых элементов с начальными размерами $L=1,6$ мкм для первой фотолитографии с использованием фотошаблонов стандартной проекционной фотолитографии с уменьшенным (10:1) изображением, а также наборы топологических тестовых элементов с разными величинами перекрытия фоторезистом вытравливаемых элементов с шагом 50 нм. В результате были получены топологические элементы субмикронных размеров в диапазоне 150—100 нм.

Таким образом, использование стандартной проекционной литографии позволяет стабильно получать топологические элементы субмикронных размеров.

Технология изготовления автоэмиссионных катодов субмикронных размеров

Используя вышеуказанный способ формирования элементов субмикронных размеров, промоделирована технология изготовления автоэмиссионных кремниевых катодов, которая представляет собой следующую последовательность базовых операций (рис. 2).

1. Осаждение пленки SiO₂.
2. Фотолитография 1 и формирование маскирующих изображений (рис. 2, а).
3. Газовое химическое изотропное травление поверхности кремниевой пластины *n*-типа (100) для получения профиля острий (рис. 2, б).
4. Термическое окисление острий в среде O₂.
5. Жидкостное химическое травление пленки SiO₂ для заострения кремниевых острий.
6. Осаждение на поверхность острий металла (W), хорошо сорбирующего газы (рис. 2, в).
7. Конформное осаждение на поверхность острий слоя SiO₂.
8. Планаризация поверхности слоя SiO₂ (рис. 2, г).
9. Осаждение металла (Mo), стойкого к действию электронов.

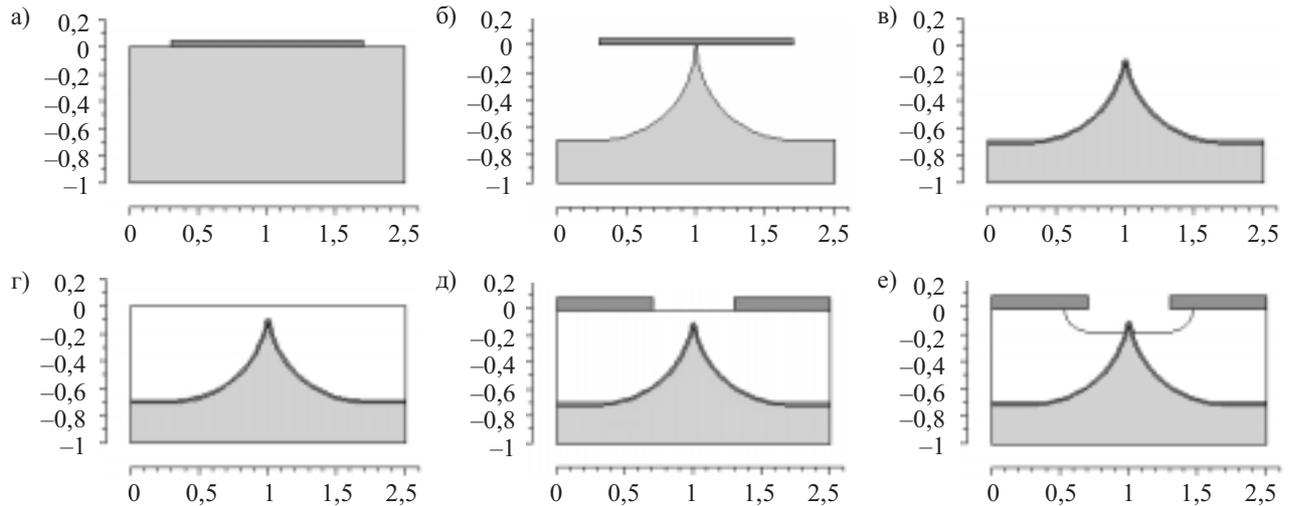


Рис. 2. Результаты моделирования последовательности изготовления автоэмиссионных катодов. Размеры по осям X и Y приведены в микрометрах

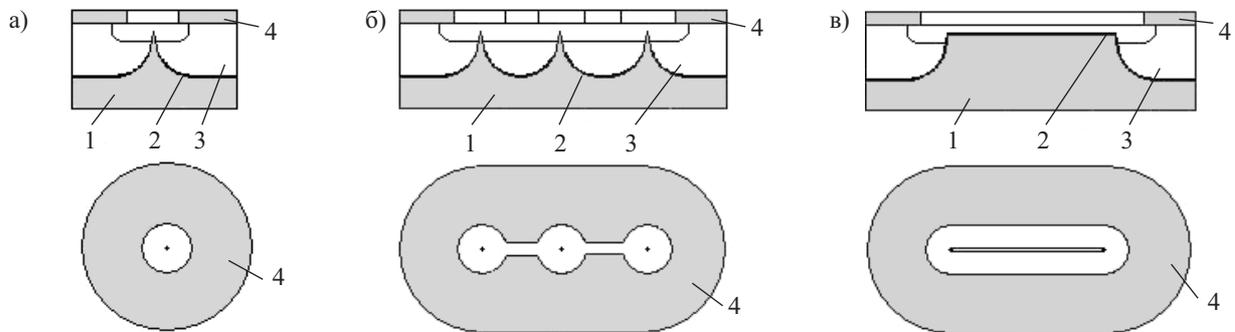


Рис. 3. Автоэмиссионные катоды разной формы:

a — одноострыйный; b — трехострыйный; c — лезвийный;

1 — кремниевая пластина; 2 — осажденная пленка W; 3 — слой SiO_2 ; 4 — экстракционный электрод из Mo

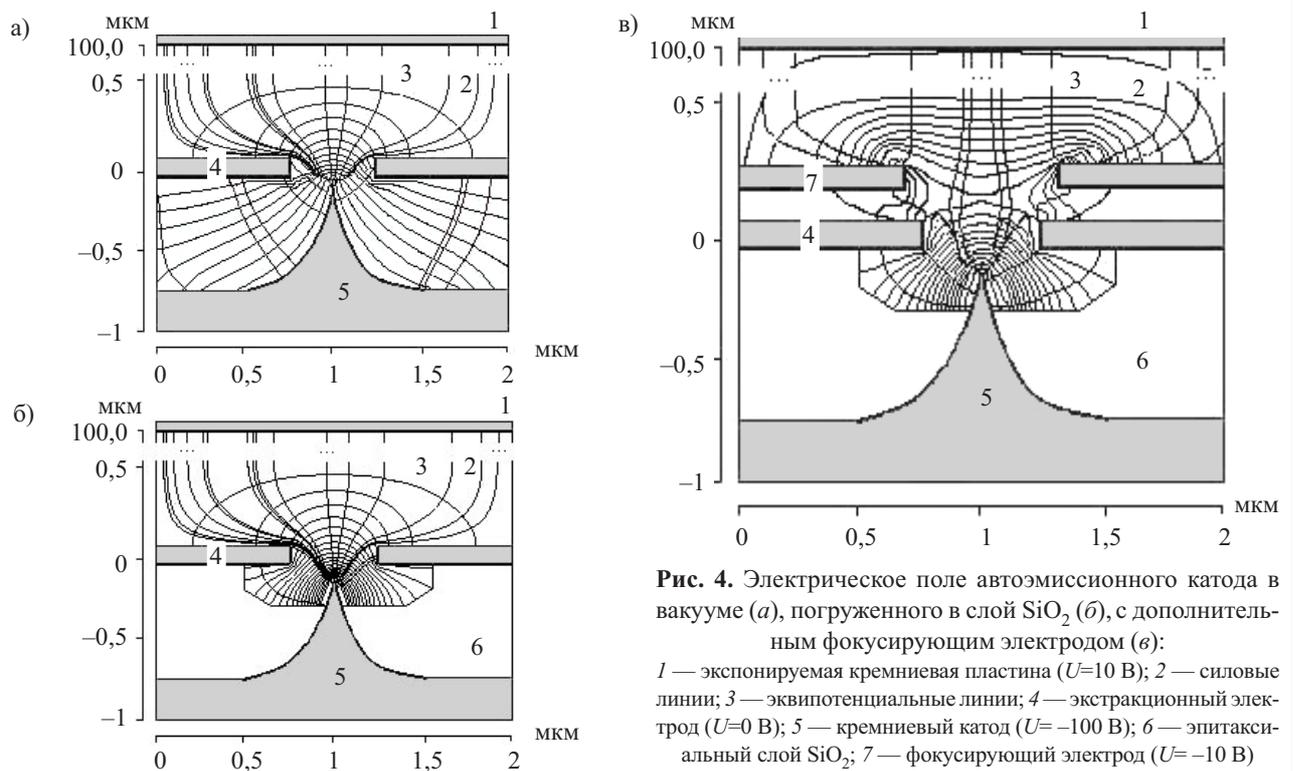


Рис. 4. Электрическое поле автоэмиссионного катода в вакууме (a), погруженного в слой SiO_2 (b), с дополнительным фокусирующим электродом (c):

1 — экспонируемая кремниевая пластина ($U=10$ В); 2 — силовые линии; 3 — эквипотенциальные линии; 4 — экстракционный электрод ($U=0$ В); 5 — кремниевый катод ($U=-100$ В); 6 — эпитаксиальный слой SiO_2 ; 7 — фокусирующий электрод ($U=-10$ В)

10. Фотолитография 2 и формирование апертур электродов (рис. 2, д).

11. Газовое химическое изотропное травление слоя SiO₂ на заданную глубину (рис. 2, е).

Используя разные наборы фотошаблонов, можно по одной технологии изготовить регулярные структуры с разной формой и размерами катодов: одноострийные, многоострийные и лезвийные. На рис. 3 показаны фронтальные и горизонтальные проекции одноострийных, трехострийных и лезвийных катодов.

Предложенная технология не использует самосовмещения электродов, приводящего к образованию вулканоподобных профилей. Это обеспечивает планарность электродов, возможность их расположения как выше, так и ниже катода, а также получение требуемых размеров апертур. Так, для показанных на рис. 2 геометрических форм катода и экстракционного электрода при разности потенциалов в 100 В создается напряженность электрического поля, достаточная для автоэлектронной эмиссии в вакууме 1,5·10⁻⁵ Па. Осаждение на поверхность острий металла, лучше сорбирующего газы по сравнению с кремнием, позволяет чистить ее периодическим импульсным нагревом, что способствует стабильности геометрической формы острий и эмиссионного тока, а также долговечности работы. Возможность формирования регулярных структур с разной формой и размерами катодов значительно расширяет область их применения.

Электрическое поле автоэмиссионного катода

На рис. 4 показаны результаты компьютерного моделирования методом конечных элементов [13] электрического поля автоэмиссионного катода (поверхности, к которым приложен потенциал, отмечены жирной линией). Оригинальное погружение всего катода, кроме излучающей вершины, в слой SiO₂ препятствует эмиссии электронов с микронеровностей подножья острий, защищает от бомбардировки ионами и уменьшает площадь поверхности, сорбирующей газы. Планарное расположение экстракционного электрода формирует аксиально-симметричные эквипотенциальные линии и расходящиеся с вершины катода силовые линии. Для экспонирования кремниевой пластины электронным лучом необходимы сходящиеся силовые линии электрического поля. Сходящиеся силовые линии можно получить с помощью дополнительного фокусирующего электрода.

Заключение

Предложен практический способ формирования элементов субмикронных размеров с использованием совмещения с базовыми знаками стандартной

проекционной литографии, предварительно созданными на этапе так называемой “нулевой” фотолитографии. Получена модель технологии изготовления автоэмиссионных кремниевых катодов субмикронных размеров с планарно расположенными электродами и погруженными в слой SiO₂ подножьями катодов. Использование различных наборов фотошаблонов позволяет по одной технологии получать регулярные структуры катодов разной формы и размеров: одноострийные, многоострийные и лезвийные.

По результатам двухмерного моделирования электрического поля при заданных напряжениях катода, электродов и анода показано, что дополнительный фокусирующий электрод формирует сходящиеся силовые линии.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Tcherepanov A. Y., Chakhovskoi A. G., Sharov V. B. Flat panel display using low-voltage carbon field emitters // J. of Vac. Sci. and Technol.— 1995.— Vol. B13(2).— P. 482—486.
2. Алферов Ж. Полупроводниковая электроника в России. Состояние и перспективы развития // Электроника: НТБ.— 2005.— № 4.— С. 5—9.
3. Ware P. Removing the mask // The SPIE Magazine of Photonics and Applications.— 2002.— Vol. 2 (3).— P. 26—27.
4. Голота В. И., Дружинин А. О., Когут И. Т. Сучасний стан і напрямки досліджень нанометрової літографії // Вісник НУ “ЛП” Сер. Електроніка.— 2006.— № 423.— С. 76—80.
5. Spindt C. A., Brodie I., Humphrey L., Westerberg E. R. Physical properties of thin-film field emission cathodes with molybdenum cones // J. Appl. Phys.— 1976.— Vol. 47 (12).— P. 5248—5263.
6. Bailor L. R., Lowndes D. H., Simpson M. L. et al. Digital electrostatic electron-beam array lithography // J. of Vac. Sci. and Technol.— 2002.— Vol. B 20(6).— P. 2646—2650.
7. Pat. 3970887 USA. Micro-structure field emission electron source / D. O. Smith, J. S. Judge, M. Trongello, P. R. Thronton.— 1976.
8. Lee Sanjo, Lee Sunnup, Lee Sungwoon, Leon D. Self-aligned silicon tips coated with diamond like carbon // J. of Vac. Sci. and Technol.— 1997.— Vol. B 15(2).— P. 457—459.
9. Takashi Tanii, Satoru Fujita, Yoshitery Numao et al. A novel process for fabrication of gated silicon field emitter array taking advantage of ion beam bombardment retarded etching // Japanese Journal of Applied Physics.— 2005.— Vol. 44, N 7A.— P. 5191—5192.
10. Pflug D., Scattenburg M., Smith H., Akinwande A. Field emitter array for low voltage application with sub 100 nm apertures and 200 nm period // IEEE Intern. Electron Device Meeting. Technical digest.— Washington, DC.— 2001.— P. 851—854.
11. Dvorson L., Kymissis I., Akinwande A. I. Double-gated silicon field emitter // J. of Vac. Sci. and Technol.— 2003.— Vol. B 21(1).— P. 486—494.
12. Пат. 18536 України. Спосіб формування топологічних зображень мікроелектронних пристроїв / І. Т. Когут, А. О. Дружинин, В. І. Голота.— 2007.— Бюл. № 11.
13. Зенкевич О. Методы конечных элементов в технике.— М.: Мир, 1975.

К. т. н. И. В. БЕЛОУСОВ

Украина, Киевский нац. университет им. Тараса Шевченко
E-mail: belousov@scat.kiev.ua

Дата поступления в редакцию
12.06 2007 г.

Оппонент д. х. н. В. Н. ТОМАШИК
(ИФП им. В. Е. Лашкарёва, г. Киев)

НАПРАВЛЕННАЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ СИЛИЦИДНЫХ ПЛЕНОК НА КРЕМНИЕВОЙ ПОДЛОЖКЕ

Рассмотрена кристаллизация силицидной фазы кобальта на поверхности монокристаллического кремния и возможность создания самоформирующихся субмикронных и наноразмерных элементов кремниевых интегральных схем.

Создание новых электронных устройств нанометровых размеров требует и принципиально нового подхода к процессам их формирования. В этой связи разработка технологических методов создания самоформирующихся структур как альтернативы традиционным литографическим методам изготовления электронных компонентов имеет большое практическое и фундаментальное значение.

Значительное число работ демонстрирует возможность существования самоупорядочивающихся структур и периодических состояний в многофазных системах [1—3]. При этом основной задачей физических исследований является экспериментальное изучение данных явлений и разработка моделей, адекватно описывающих появление структурности в случайной среде при явлениях переноса, т. е. формирование макроскопических развивающихся в пространстве и во времени самоупорядочивающихся структур. Основная идея, объясняющая их возникновение, заключается во фразирующем воздействии случайной среды на переносимую в ней характеристику. Несмотря на большие усилия в этом направлении, до настоящего времени еще остается ряд нерешенных проблем, в частности, геометрической структуры пространственного распределения данной величины, а также ее эволюции во времени.

Одним из направлений формирования самоорганизованных структур является исследование процессов возникновения неравновесных стационарных объектов малых размеров в ходе поверхностных химических реакций [3—5].

Представим себе такую реакцию, продукты которой затем диффундируют по поверхности. Ясно, что характерные размеры получающихся при этом образований определяются соответствующей диффузионной длиной, которая обычно имеет порядок микрона и более. Именно такие объекты и возникают в большинстве случаев. Однако известны и другие примеры, когда в адсорбированных монослоях наблюдаются пространственно-временные нано-

размерные образования [3]. Природа локализованных структур столь малых размеров может быть связана с притяжением между адсорбированными частицами.

В работе [4] теоретически рассмотрена модель, согласно которой самоорганизующиеся субмикронные объекты могут спонтанно развиваться и без взаимного притяжения — как результат взаимодействия трех факторов: индуцированных адсорбатором структурных изменений поверхности, процессов диффузии и происходящей на поверхности реакции (например, на поверхности платины при окислении CO или реакции NO+CO). Индуцированная адсорбатором структурная перестройка означает выигрыш в энергии системы, что способствует скоплению диффундирующих по поверхности примесных молекул и возникновению малоразмерных образований. Одновременно происходит и реакция удаления адсорбата, причем наиболее интенсивно — внутри образований с высокой концентрацией адсорбированных молекул. Диффузионный поток частиц пропорционален периметру островка, а скорость их ухода — его площади. В результате конкуренции между двумя процессами возникает стационарная локализованная структура (маленькие образования растут из-за прихода новых молекул, но начинают уменьшаться, когда размеры становятся большими). Численные расчеты и качественные соображения показывают, что размеры стабильных локализованных структур контролируются скоростями адсорбции-десорбции и характеризуются субмикронными и нанометровыми размерами.

Возможен иной подход к этой же проблеме, основанный на том, что поверхностные изменения могут быть обусловлены выделением тепла в ходе химической реакции [5—7]. Прежде всего это ведет к образованию дефекта в наносимой пленке, но может также служить источником появления некоторых вполне упорядоченных островков примесной фазы. Поскольку речь идет о тепловых процессах, то такие образования скорее всего характеризуются размерами субмикронного порядка. Однако достоинство такого подхода в том, что процессом самоорганизованной кристаллизации можно управлять, например, внешним тепловым полем.

Примером подобных явлений может служить возникновение неоднородных и в то же время упорядоченных структур при кристаллизации слоя CoSi_2 на

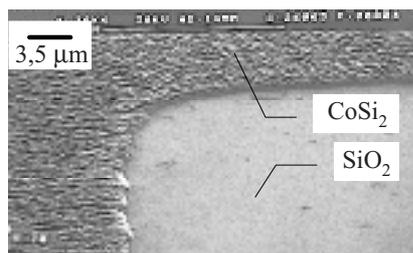
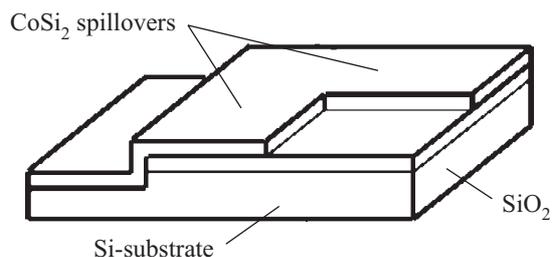


Рис. 1. Кристаллизация силицидной фазы CoSi_2 на границе раздела поверхности кремния и оксидного слоя SiO_2

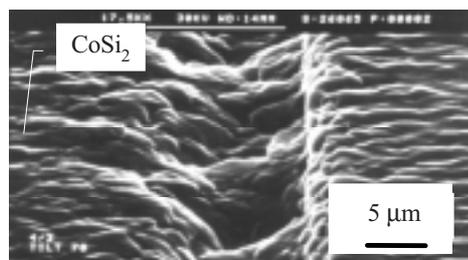
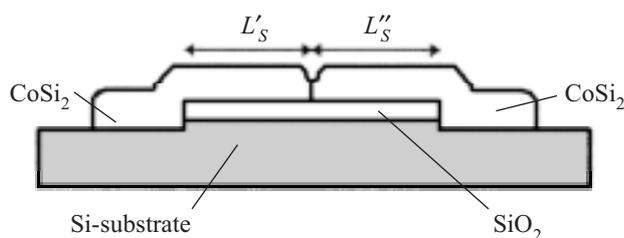


Рис. 2. Латеральный рост кристаллитов CoSi_2 на поверхности слоя диоксида кремния:

$$d_{\text{SiO}_2}=80 \text{ нм}; d_{\text{CoSi}_2}\approx 100 \text{ нм}; d_{\text{Co}}=30 \text{ нм}; L_S=7,0 \text{ мкм}$$

поверхности кремниевой подложки [7, 8]. Пленки CoSi_2 широко применяются в полупроводниковой технологии. Однако принципиальной проблемой остается неоднородность тонких слоев дисилицида кобальта при их формировании. Было обнаружено, что образование силицидного слоя происходит неоднородно по поверхности кремния, преимущественно на структурных дефектах поверхности кремния [8]. В процессе экзотермической реакции в местах зарождения силицидной фазы происходит локальное расхождение кремния и выделение тепла. Исследование морфологии силицидных слоев показало, что после формирования зародышей силицидной фазы следует стадия их латерального разрастания и последующей коалесценции. Проявляющиеся в результате локального выделения тепла процессы латеральной кристаллизации силицидной фазы могут быть основой для нового способа целенаправленного создания упорядоченных образований на поверхности кремния.

Результаты экспериментальных исследований показывают, что процессы латеральной кристаллизации наиболее четко проявляются при взаимодействии пленки Co с поверхностью Si на участке, окруженном невзаимодействующим с кобальтом слоем диоксида кремния SiO_2 . В этом случае наблюдается перенос материала через ступеньку SiO_2 и боковой рост кристаллитов CoSi_2 на поверхности окружающего оксидного слоя (рис. 1). Размеры латерально выросших кристаллитов зависят от толщины исходной пленки Co и достигают 5—7 мкм от края ступеньки SiO_2 при высоте ступеньки и толщине силицидного слоя CoSi_2 приблизительно 100 нм (рис. 2). Исходя из модели выделения дополнительной теплоты реакции можно предположить, что при уменьшении толщины пленки Co (т. е. уменьшении количества реагирующего вещества на поверхности подложки) уменьшается количество выделенной теплоты и, соответственно, снижается суммарная тем-

пература в зоне реакции. При этом не воссоздаются условия для микролокального расплавления участков реакционного пласта и жидкофазной агломерации кристаллитов.

Для реакционного формирования кристаллитов расходуется кремний вблизи края ступеньки, в результате чего и формируется углубление, аналогичное углублению в центре отдельного силицидного зародыша. Такой перенос кремния подтверждает предположение о том, что кремний неоднородно поступает в реакционный слой преимущественно из дефектов или участков с механической деформацией (на краю ступеньки разнородных материалов).

Изменение направления роста кристаллитов в области ступеньки (вертикальный вместо горизонтального) обусловлено, видимо, особенностью распределения теплового поля в этой области при кристаллизации. Если предположить, что в момент реакционного взаимодействия формируется жидкая фаза, то на границе перехода затвердевание происходит в последний момент, и, следовательно, с разной плотностью жидкого расплава и твердой силицидной фазы формируется бугорок силицидных кристаллитов.

С использованием явления направленного роста кристаллитов был разработан метод получения самоформирующихся субмикронных мостиковых структур без использования каких-либо операций травления. На рис. 3 представлены схема и изображение такого мостика, полученное с помощью электронной сканирующей микроскопии. Процесс самоформирования мостиковой структуры может быть объяснен на основе модели локального выделения тепла реакции силицидообразования в двух окнах и суммирования его на участке минимального расстояния между ними. То есть управлять размерами мостика можно изменяя взаимное расположение окон в слое SiO_2 , где происходит реакция силицидообразования, а также толщиной исходной пленки кобальта.

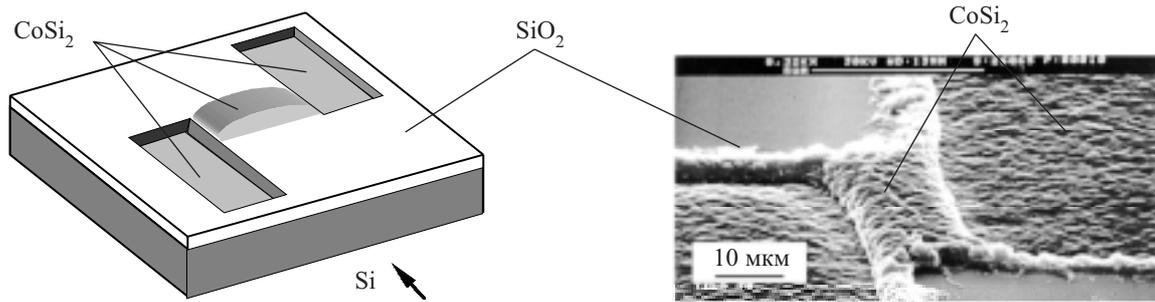


Рис. 3. Схема и изображение в сканирующем электронном микроскопе самоформирующегося микромостика между двумя частями пленки CoSi_2

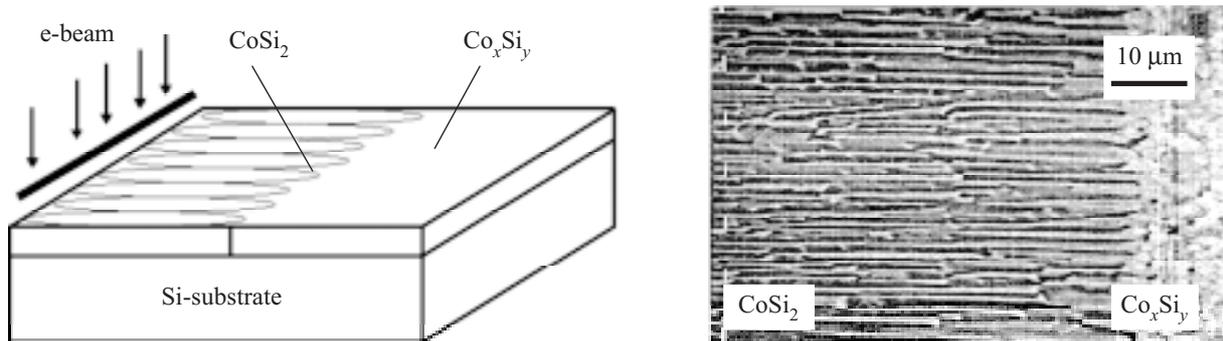


Рис. 4. Направленный рост кристаллитов силицидной фазы CoSi_2 под воздействием электронно-лучевого нагрева

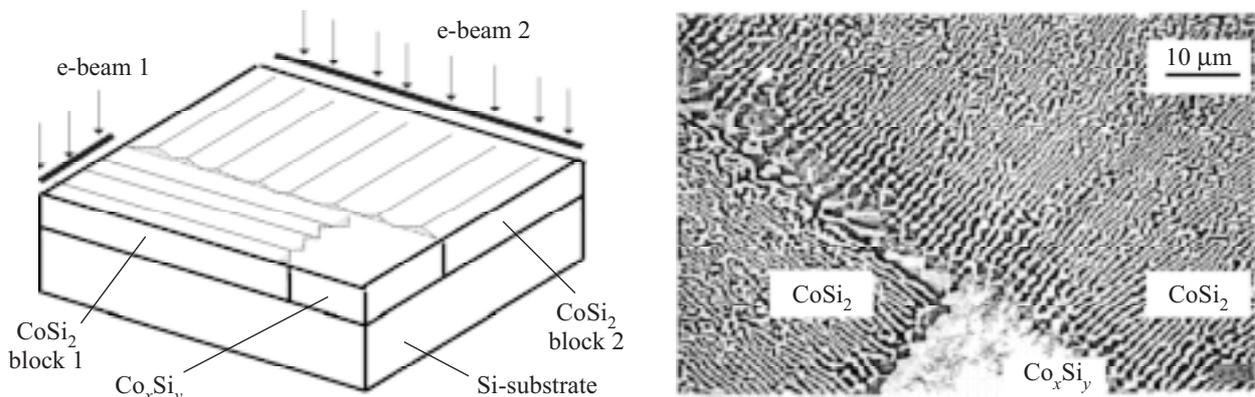


Рис. 5. Направленная кристаллизация силицидной фазы CoSi_2 при заданной разориентации электронного луча 90°

Для проверки предположений о влиянии теплового поля на ориентацию латерального роста силицидной фазы был проведен модельный эксперимент, в котором при помощи узкого и протяженного электронного пучка кратковременно (5—10 с) формировалась локальная зона расплава на поверхности Co-Si -структуры. В результате этого наблюдался латеральный направленный рост кристаллитов CoSi_2 , ориентированный перпендикулярно электронному лучу (рис. 4). При взаимодействии пленки кобальта с поверхностью монокристаллического кремния в вакууме под воздействием неоднородного электронно-лучевого нагрева формируются силицидные фазы Co_2Si , CoSi и CoSi_2 . Изменение фазового состава реакционного слоя приводит к изменению величины электросопротивления реакционного слоя. Температура синтеза более 1073 К обеспечивает направленную кристаллизацию зерен низкоомной фазы дис-

лицида кобальта CoSi_2 с удельным электросопротивлением 14—16 мкОм·см.

Метод латерально направленной солидификации из расплава Co-Si позволяет формировать однофазные силицидные пленки CoSi_2 с заданными ориентацией монокристаллических зерен и положением межзеренных границ. При этом размеры кристаллитов составляют приблизительно 2—3 мкм по ширине и 30—50 мкм в длину.

Возможна организация процесса направленного роста кристаллитов силицидной фазы в двух или более направлениях, определяемых заданной разориентацией воздействующего электронного луча. Результаты формирования силицидной фазы для двух различных направлений (разориентация электронного луча 90°) представлены на рис. 5.

Изменение направления роста кристаллитов под действием неоднородного теплового поля может

быть положено в основу гранично-зеренной инженерии в пленках CoSi_2 . Метод латерально направленного роста из расплава Co-Si с помощью позиционирования электронного луча позволяет управлять зеренной микроструктурой и созданием монокристаллических областей с заданным расположением межзеренных границ. Некоторые типы модельных структур, основанных на использовании буферного слоя CoSi_2 с заданным положением межзеренных границ и применяющихся в технологии устройств на основе высокотемпературных сверхпроводников, описаны в [9, 10].

Дальнейшая проработка описанного метода может быть основой для создания технологии самоформирующихся наноструктурированных компонентов кремниевых интегральных схем и ее интеграции с традиционными методами изготовления основных элементов наноэлектронных схем.

Выводы

Таким образом, исследование процессов локального зарождения и последующей направленной латеральной кристаллизации силицидной фазы кобальта на поверхности монокристаллического кремния показали, что выделение тепла при экзотермической реакции силицидообразования инициирует процесс самоподдерживающегося латерального разрастания и последующей коалесценции фазы CoSi_2 . Это позволяет целенаправленно и управляемо формировать наноразмерные структуры методом самоорганизации и воспроизводить их с достаточной для прикладных целей точностью.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Валиев К. А. Микроэлектроника: достижения и пути развития.— М.: Наука, 1986.
2. Федотов Я. А., Щука А. А. Альтернативы развития микроэлектроники // Микроэлектроника и полупроводниковые приборы.— 1989.— Вып. 10.— С. 22—41.
3. Моррисон С. Р. Химическая физика поверхности твердого тела.— М.: Мир, 1980.
4. Cross M. C., Hohenberg P. C. Periodic state in multiphase systems // Rev. Mod. Phys.— 1993.— Vol. 65.— P. 851—857.
5. Белоусов И. В., Кузнецов Г. В., Пчеляков О. П. Направленная латеральная кристаллизация силицидной фазы кобальта на поверхности кремния // Физика и техника полупроводников.— 2006.— Т. 40, № 8.— С. 909—912.
6. Derrien J., Avitaya F. A. Thin metallic silicide films epitaxially grown on Si(111) and their role in Si-metal-Si devices // Journ. Vac. Sci. Technol.— 1987.— Vol. 5, N 4.— P. 2111—2120.
7. Tung R. T. Epitaxial silicide interfaces: fabrication and properties // Ibid.— 1989.— Vol. 7, N 3.— P. 598—605.
8. Belousov I., Grib A., Linzen S., Seidel P. Cobalt silicide formation inside surface defects of a silicon substrate // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research.— 2002.— Vol. 186.— P. 61—65.
9. Kumar F., Narayan J. Superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ thin films on Si(100) substrates with CoSi_2 buffer layers by an in situ pulsed laser evaporation method // Appl. Phys. Lett.— 1991.— Vol. 59, N 14.— P. 1785—1787.
10. Belousov I., Kus P., Linzen S., Seidel P. CoSi_2 buffer films on single crystal silicon with Co ions pre-implanted surface layer for $\text{YBCO}/\text{CoSi}_2/\text{Si}$ heterostructures // Solid State Electronics.— 1999.— Vol. 43.— P. 1101—1106.

В. С. ТОМАЛЬ

Республика Беларусь, г. Минск, РУП “Оптическое станкостроение и вакуумная техника”
E-mail: os_vt@mail.belpak.by

Дата поступления в редакцию
11.04 2007 г.

Оппонент д. т. н. В. А. ПИЛИПЕНКО
(ГЦ “Белмикроанализ”, г. Минск)

УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ОЧИСТКА ОПТИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Исследованы процессы очистки от загрязнений оптико-механических систем с различными видами функциональных покрытий и разработан процесс ультразвуковой очистки, обеспечивающий высокую ее эффективность.

Высокое качество оптико-механических систем во многом определяет качество того оборудования, в котором они используются, — медицинской аппаратуры, электронной техники, кинофотоаппаратуры и контрольно-измерительных приборов. В самих системах большое значение имеет чистота поверхности отдельных деталей и узлов. Даже минимальное наличие посторонних веществ на оптических поверхностях не позволяет получить требуемых оптических характери-

стик, что ведет к увеличению брака, отказам приборов и аппаратуры в процессе эксплуатации, увеличению вероятности получения недостоверных данных.

В настоящее время проблема очистки оптических деталей после их изготовления практически решена благодаря созданным высокоэффективным ультразвуковым процессам и высокопроизводительному оборудованию беспротирочной очистки [1, с. 126—146]. Однако эти процессы не охватывают очистку оптико-механических изделий, т. к. в данном случае кроме оптического стекла очистке подвергаются изготовленные из различных материалов оправы, а также лакокрасочные и физико-химические покрытия, присутствующие на оптических деталях. Сложность очистки линз в оправках вытекает из сочетания в оптико-механических системах материалов с сильно различающимися физико-химическими свойствами — линз из стекла с



Рис. 1. Оптические изделия с различными покрытиями

оптическими и лакокрасочными покрытиями и металлических оправ с защитными покрытиями.

Функциональные (оптические) покрытия оптических изделий (см. рис. 1) по назначению подразделяют на зеркальные, светоделительные, просветляющие, фильтрующие, защитные электропроводящие, полярирующие. Они могут быть как однослойными, так и многослойными (табл. 1), нанесенными в различной последовательности.

При изготовлении оптико-механических систем применяют лакокрасочные материалы со специальными свойствами — светопоглощающие и светоотражающие. Винил-хлоридные эмали ХС-543, ХС-1107, эпоксидные ЭП-51, кремнийорганические КО-843 наносят вручную на нерабочие поверхности оптических деталей (по торцу деталей). При этом крепление линз в оправы осуществляется в основном тремя методами — завальцовкой, резьбовым кольцом, прижимными планками. Для завальцовки используется латунь ЛС59-1, Л62, дюралюминий Д1, Д6, Д16, низкоуглеродистые конструкционные стали — 20 и 30. Резьбовые кольца выполняются из автоматных сталей А12, А20, закаленного дюралюминия Д15, Д6Т, Д16Т, литейных алюминиевых сплавов АЛ2, АЛ9, АЛ13, а прижимные планки — из сталей 65Т, У8А.

Изготовленные оправы для предохранения от коррозии подвергаются дополнительной обработке: сплавы алюминия и меди — нанесению анодно-окисных покрытий (Ан. Окс), сплавы алюминия — окисных химических (Хим. Окс), стали — окисных и фосфатных покрытий. Загрязнения на оправках обычно те же, что и на линзах, — отпечатки пальцев, пыль, отдельные жировые мазки.

Линзы в оправках в настоящее время чистятся так же, как и десятки лет назад, — вручную, ватным тампоном, смоченным спиртоэфирной смесью. Производительность труда низкая, качество нестабильное. Известные фирмы, занимающиеся производством промышленного оборудования, «Шоллершаль», «Бальцерс», «Вако-Коёки» и другие, рекламируют оборудование только для очистки индивидуальных оптических деталей. Поэтому очевидна необходимость разработки промышленных процессов и оборудования для очистки оптико-механических систем в целом, что и определило проведение настоящей работы.

Технологический процесс очистки линз в оправках должен обеспечить чистоту и сохранность оптической детали, оптического покрытия на детали, ла-

Таблица 1

Функциональные покрытия оптических изделий

Типы и виды покрытий	Условное обозначение
Зеркальные	
Алюминирование резистивным испарением с защитным анодным оксидированием	ИИ.21Е
Алюминирование резистивным испарением с защитным слоем двуокиси кремния, нанесенным электронно-лучевым испарением	ИИ.41ИЭ
Светоделительные	
Покрытие пятислойное резистивным испарением сернистого цинка и криолита	(29И.23И) ₅ 29И
Просветляющие	
Покрытие однослойное электронно-лучевым испарением фтористого магния	24ИЭ
Покрытие трехслойное ахроматическое электронно-лучевым испарением окиси алюминия, двуокиси циркония и резистивным испарением фтористого магния и прогревом слоев окиси алюминия и двуокиси циркония	35ИЭ.(57ИЭх2)т.24ИЭ
Покрытие пятислойное ахроматическое электронно-лучевым испарением двуокиси циркония и резистивным испарением фтористого иттрия, фтористого магния	97И.24И.97И. (57ИЭх2). 24ИЭ
Фильтрующие	
Фильтр узкополосный II порядка сернистый цинк — фтористый магний	У ₂ 17-29-24
Электропроводящие	
Покрытие однослойное резистивным испарением трехокси индия с примесью 10%-ной двуокиси олова с термообработкой на воздухе и просветлением электронно-лучевым испарением двуокиси кремния	69/58И.т.41ИЭ

кокрасочного покрытия, защитного покрытия оправки. Из большого числа растворителей (вода, ацетон, изопропиловый спирт, этиловый спирт, петролейный эфир, трихлорэтилен, перхлорэтилен, трихлортрифторэтан) наибольший интерес представляет вода как негорючий нетоксичный растворитель. (Вышеперечисленные спирты, кетон и эфир являются горючими веществами; хлорированные углеводороды токсичны, обладают канцерогенным и мутагенным воздействием, образуют смог и требуют утилизации отходов методом захоронения; хладон разрушает озоновый слой и усиливает парниковый эффект.)

Очистка линз в оправках в водных моющих растворах исследовалась индивидуально для каждого материала, входящего в оптико-механическую систему. Возможность очистки оправ, линз с оптическими покрытиями и линз с лакокрасочными покры-

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ И ОБОРУДОВАНИЕ



Рис. 2. Схема экспериментального процесса очистки

тиями проверялась по схеме процесса, показанной на рис. 2.

Очистка проводилась в ваннах объемом 25 литров. Процесс очистки интенсифицировался наложением ультразвуковых (УЗ) колебаний частотой 44 ± 4 кГц на растворы в трех ваннах и возвратно-поступательным движением кассет с линзами и оправками в вертикальной плоскости. УЗ-ванна была оснащена 12 пьезокерамическими преобразователями, подключенными к 3 блокам УЗ-генератора. Моющий раствор имел $pH=9,0$.

Воздействие УЗ-полей на жидкие среды вызывает в них процессы кавитации, а также макро- и микропотоки в объеме жидкости, прилегающей к излучающей поверхности ванны. Захлопывание кавитационных газовых полостей сопровождается образованием ударных микроволн, давление которых может достигать $(1...5) \cdot 10^8$ Па. Такие микроудары разрушают не только оксидные пленки и загрязнения на обрабатываемой поверхности изделий, но и в определенной степени изменяют морфологию поверхности. Возникающие микро- и макропотоки способствуют удалению загрязнений и ускорению процесса очистки микрорельефной поверхности [2]. Использование рабочих частот в диапазоне от 20 до 120 кГц обеспечивает неразрушающую очистку и удаление с микрорельефных поверхностей загрязнений размером до 1 мкм.

Таблица 2

Результаты очистки оправ из различных материалов в растворе ПАВ

Материал оправы	Антикоррозионная обработка	Результаты очистки	
		25°C	40°C
Латунь	Ан. Окс	Нет изменений; остались отпечатки пальцев	Нет изменений; остались отпечатки пальцев
	Без обработки	То же	То же
Дюралюминий	Ан. Окс	"	"
	Хим. Окс	"	"
	Без обработки	"	"
Сталь	Фосфатная	"	"

Очистка оправ проводилась при температуре 25 и 40°C без наложения УЗ-колебаний на моющий раствор и при работе одного, двух или трех блоков генератора (каждый мощностью 200 Вт) при температуре моющего раствора 40°C. Контроль очистки на отсутствие изменений на защитных покрытиях оправ осуществлялся визуально.

Результаты очистки оправ из различных материалов с антикоррозионными покрытиями приведены в

Таблица 3

Влияние интенсивности УЗ-обработки растворов на сохранность защитных покрытий оправ

Материал оправы	Антикоррозионная обработка	Включенные блоки УЗ-генератора		
		1 блок	2 блока	3 блока
Латунь	Без обработки Ан. Окс	Нет изменений То же	Нет изменений Нарушается	Нет изменений Нарушается
Дюралюминий	Хим. Окс Ан. Окс	"	"	"
Сталь	Фосфатная	"	"	"

табл. 2. Как видно из таблицы, на оправках остались следы неотмытых загрязнений.

Использование УЗ-колебаний в растворах (табл. 3) позволило получить чистые оправы, но при усилении УЗ-колебаний (включение двух и трех блоков генератора) наблюдались нарушения защитных покрытий оправ. Кроме того, оправы не обезжелезивались, на них оставались капли воды, при высыхании которых образовывались пятна.

С целью повышения устойчивости защитных покрытий оправ к воздействию моющего раствора в последний были введены ингибиторы коррозии металла. Как видно из табл. 4, введение ингибиторов позволило устранить коррозию оправ, но привело к образованию пленок на стекле и даже к коррозии стекла.

Таблица 4

Результаты воздействия ПАВ с ингибиторами коррозии на материал оправы и стекло

Ингибитор	Материал оправы			
	Латунь	Сталь	Дюралюминий	Стекло
Бикарбонат кальция	Коррозия нет	Коррозия нет	Коррозия нет	Пленка на стекле
Хромат	То же	То же	То же	Коррозия стекла
Двузамещенный фосфат натрия	"	"	"	То же
Метасиликат натрия	"	"	Разрушается	Пленка на стекле

Возможность очистки линз с лакокрасочными покрытиями по торцу деталей также исследовалась при наложении УЗ-колебаний и без ультразвука. Установлено, что в отсутствие ультразвука и при наложении УЗ-колебаний минимальной мощности (включен один блок генератора) состояние покрытия не изменяется. При воздействии УЗ-колебаний большей мощности (включены два и три блока генератора) происходит нарушение (частичное диспергирование) лакокрасочного покрытия.

Очистке подвергались также детали с оптически покрытиями. Качество покрытий контролировалось визуально до и после очистки в отраженном и проходящем свете на фоне черного экрана, а также оценивалось по коэффициенту светопропускания на спек-

Таблица 5
Результаты очистки деталей с покрытиями

Марка покрытия	Качество покрытия	
	Внешний вид	Светопропускание
ИИ21Е	Покрытие почернело	Отсутствует
ИИ41ИЭ	Без изменений	Без изменений
(29И.23И) ₅ 29И	Мутнеет	Уменьшилось
24ИЭ	Без изменений	Без изменений
35ИЭ.(57ИЭх2).т.24ИЭ	"	"
97И.24И.97И.(57ИЭх2)	"	"
У ₂ 17-29-24	"	"
69/58И.т.41ИЭ	"	"

трофотометре СФ26. Результаты экспериментов приведены в табл. 5.

Исследования показали, что в водных щелочных растворах возможна промывка деталей с оптическими покрытиями, внешний слой которых устойчив к действию 0,1 н. растворов щелочи. В этом случае нестойкие внутренние слои покрытия не повреждаются. Для покрытий же с нестойким внешним слоем требуется разработка других моющих растворов.

Таким образом, очистка металлических оправ, линз с оптическими покрытиями, линз с лакокрасочными покрытиями в водном моющем растворе и воде показала:

— в щелочном моющем растворе при pH=9,0 с оправ и линз загрязнения (отпечатки пальцев, пыль, отдельные жировые мазки) удаляются при температуре раствора 40°C и наложении УЗ-колебаний частотой 44±4 кГц мощностью 200 Вт (при работе одного блока генератора) в течение 2 минут;

— технологический процесс очистки в водных растворах и в воде не может быть использован для линз в оправках, т. к. оправы не обезжелезиваются, на них остаются капли воды, после высыхания которых образуются пятна;

— щелочной моющий раствор с pH=9,0 при температуре 40°C может быть использован в технологическом процессе очистки только части номенклатуры линз в оправках;

— целесообразно исследовать возможность очистки линз в оправках с использованием растворителя, инертного по отношению к оправкам и линзам и позволяющего осушать их не оставляя следов.

Исследования были продолжены с использованием циклогексана. Учитывая, что органические растворители не удаляют отпечатков пальцев беспротирочно, для удаления загрязнений был использован моющий

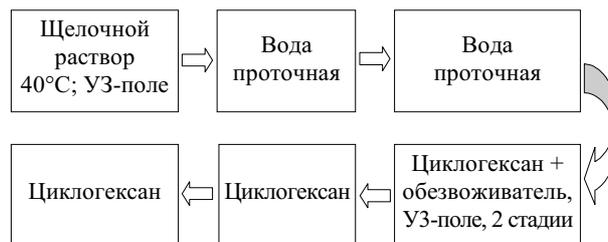


Рис. 3. Схема процесса очистки с циклогексаном (цикл — 2 мин)

щелочной раствор, прошедший испытания ранее. Схема процесса очистки с циклогексаном показана на рис. 3.

При очистке применяются две ванны с деионизированной проточной водой. Вода проходит сложную систему обработки: очистку от механических включений, умягчение, обессоливание на ионообменных смолах, удаление органических примесей, обеззараживание ультрафиолетовым излучением. Отработанная вода сливается в канализацию только после нескольких циклов ее использования и, соответственно, после очистки.

Детали, промытые по схеме рис. 3, были чистыми, порчи поверхности стекла, повреждения оправ и покрытий не наблюдалось. Схема использована для разработки технических требований к новой установке для очистки оптико-механических систем, т. к. существующее оборудование (КП-2, РТКП-1) не рассчитано на использование органических растворителей.

Заключение

Установлено, что очистка в водных растворах и в воде не может быть использована для линз в оправках, т. к. оправы не обезжелезиваются, на них остаются капли воды, после высыхания которых образуются пятна. Щелочной моющий раствор может быть использован при очистке только части номенклатуры линз в оправках.

Экспериментально опробованный технологический процесс очистки линз в оправках с использованием органического растворителя — циклогексана показал его перспективность при условии создания установки для очистки оптико-механических систем с применением органических растворителей.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Ультразвуковые процессы в производстве изделий электронной техники. Т. 2 / С. П. Кундас, В. Л. Ланин, М. Д. Тявловский и др.— Минск: Бестпринт, 2003.
2. Томаль В. С. Ультразвуковое оборудование для процессов удаления загрязнений с микрорельефных поверхностей электронно-оптических изделий // Доклады БГУИР.— 2007.— № 1.— С. 40—45.

К. т. н. Б. А. ДЕМЬЯНЧУК, к. ф.-м. н. В. Е. ПОЛИЩУК

Украина, Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова
E-mail: badem@rambler.ru

Дата поступления в редакцию
13.03 2007 г.

Оппоненты к. х. н. О. Я. МРУЗ,
И. М. СЫВОРОТКА
(НПП «Карат», г. Львов)

СИНТЕЗ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ОКСИДОВ — НАПОЛНИТЕЛЕЙ РАДИОМАТЕРИАЛОВ

Обсуждаются особенности технологии синтеза дисперсных оксидов переходных металлов системы Ni—Co. Описаны их электрофизические свойства и перспективы применения в качестве наполнителей радиоматериалов.

Широкое распространение дисперсных ферромагнетиков-шпинелей — химически сложных оксидов типа $A^{2+}R_2^{3+}O_4$ (A^{2+} — Mg, Fe, Ni; R^{3+} — Fe, Al, Cr, Co) в качестве наполнителей для радиоматериалов в настоящее время ограничивается технологическими сложностями. Так, технология получения никель-кобальтовой шпинели методом химического соосаждения солей металлов никеля и кобальта (или гидроокисей этих металлов) не удовлетворяет потребностям практики из-за своей сложности и продолжительности синтеза (общее время соосаждения, промывки, фильтрации, сушки и измельчения материала занимает целую неделю [1]).

Настоящая работа посвящена обсуждению возможностей синтеза шпинелей системы Ni—Co с высокой электропроводностью в необходимом количестве методом термохимической реакции восстановления в углеродной среде в течение нескольких часов, а также исследованию перспективности их применения в качестве наполнителей радиоматериалов.

Основными достоинствами таких наполнителей являются:

- высокая чувствительность к электромагнитному полю в широком диапазоне частот;
- широкий динамический диапазон допустимых мощностей воздействия электромагнитного поля;
- устойчивость свойств в процессе эксплуатации.

Согласованность времени релаксации (перемагничивания) материала τ с периодом колебаний электромагнитного поля $T_{\Pi} = 2\pi/\omega$ является необходимым условием для обеспечения интенсивных электромагнитных потерь в материале на перемагничивание его магнитных доменов.

Однако для существенного ослабления электромагнитных колебаний при их распространении в радиоматериалах, созданных на основе шпинелей, только этой особенности шпинелей недостаточно, поскольку потери поля на перемагничивание в ферро-

магнитных материалах пропорциональны площади петли гистерезиса доменов. Так как рассматриваемые материалы обладают малым временем перемагничивания, т. е. малым значением энергии активации, у них петля гистерезиса является сжатой по оси абсцисс и, следовательно, имеет малую площадь. Это означает, что для создания достаточных условий для эффективного ослабления поля в материале необходимо повышать концентрацию мелкодисперсных доменов шпинели, имеющих малую магнитную вязкость. Таким образом, наличие в материале большого количества малоинерционных доменов позволяет разрешить противоречие между необходимостью уменьшать инерционность доменов (а значит, и площадь их петли гистерезиса) и увеличивать диссипирующие свойства. Эти предположения подтверждаются и количественным анализом.

Изменение намагниченности ΔM (например при однократном скачкообразном изменении напряженности поля) в зависимости от времени t описывается формулой [2, с. 550]

$$\Delta M(t) = (M_{\infty} - M_0) \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right),$$

где M_0, M_{∞} — значения намагниченности в начальный момент и в установившемся состоянии;

τ — время релаксации, константа, характеризующая скорость процесса перемагничивания (в разных материалах может иметь величину 10^{-9} с и более).

Магнитная вязкость в материалах рассматриваемого класса уменьшается, видимо, за счет термофлюктуационного механизма, т. е. тепловых флюктуаций, способствующих преодолению доменными стенками энергетических барьеров в магнитных полях, меньших критического уровня поля.

Известно, что время релаксации количественно определяется прежде всего энергией активации E вещества и равняется [2, с. 551]

$$\tau = \tau_{\infty} e^{\frac{E}{kT}}, \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана;

T — температура, К;

τ_{∞} — время релаксации при $T \rightarrow \infty$.

При этом действительная и мнимая части комплексной относительной магнитной проницаемости

шпинели μ описываются формулами, являющимися функциями частоты колебаний поля ω и времени релаксации [2, с. 561; 3, с. 330]:

$$\begin{aligned} \mu' &= 1 + \chi^m (1 + \omega^2 \tau^2)^{-1}; \\ \mu'' &= \chi^m \omega \tau (1 + \omega^2 \tau^2)^{-1}, \end{aligned} \quad (2)$$

где χ^m — магнитная восприимчивость материала.

Значение коэффициента затухания волны в ферромагнитной среде с поглощениями зависит от $\dot{\mu} = \mu' + i\mu''$ и равняется

$$K'' = -I_m \left\{ \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 (\mu'^2 + \mu''^2)} \cdot \exp\left(-\frac{i}{2} \arctg \frac{\mu''}{\mu'}\right) \right\}, \quad (3)$$

где I_m — знак мнимой части комплексного числа; $\epsilon_0(\mu_0)$ — диэлектрическая (магнитная) проницаемость вакуума.

Учитывая величину энергии активации (доли эВ) и время релаксации ($\tau=10^{-9}$), полагая, что $\chi^m=10^3$, по формуле (3) в соответствии с (2) и (1) для $\omega=10^9$ получим [4, с. 244]:

$$\begin{aligned} K'' &= 10^9 \sqrt{\frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \left(\frac{10^6}{4} + \frac{10^6}{4}\right)} \times \\ &\times \sin \frac{1}{2} \arctg 1 \approx 10^3. \end{aligned}$$

Значение K'' , наряду с длиной пути z , пройденного волной в материале, является, как известно, показателем степени множителя ослабления в формуле для плотности потока энергии в материале. Такое значение коэффициента затухания в шпинели может обеспечить ослабление в e раз электромагнитного поля, определяемое множителем $\exp(-K''z)$, даже при толщине покрытия, равной 1,0 мм, за счет потерь энергии поля на перемагничивание доменов шпинели.

Но не менее существенным оказывается и ослабление поля в шпинели за счет омических потерь на вихревые токи в связи с высокой концентрацией и подвижностью ($10-10^2$ м²/(В·см)) носителей зарядов в шпинели, что является причиной высокой удельной электрической проводимости этого материала.

Структура ферромагнитных наполнителей рассматриваемого типа определяет, как известно, их важные свойства.

Синтез соединений, имеющих разновалентные катионы в октаэдрических подрешетках элементарной ячейки, обеспечивает получение наполнителей с удельной электропроводностью, равной 10^2 См/см и более. Это позволяет создавать балластные покрытия с требуемыми свойствами даже при 30%-ном наполнении связующей основы, например полимерной, а также покрытия с коэффициентом прохождения волны -10 дБ/мм и менее.

Требуемые полупроводниковые высокочастотные свойства этих ферромагнитных неметаллов определяются особенностями кристаллической структуры, реализуемой в процессе синтеза. Шпинель NiCo_2O_4

кристаллизуется в кубическую структуру, характеризующуюся плотной упаковкой ионов — анионов кислорода O^{2-} с двухвалентными и трехвалентными катионами, распределенными в тетраэдрических и октаэдрических подрешетках в зависимости от режима технологии синтеза структуры.

Шпинель с магнитоупорядоченной структурой (нормальная) относится, как известно, к магнитным диэлектрикам. Такие ферромагнетики при температуре 300 К имеют весьма низкую удельную электропроводность, равную $10^{-7}-10^{-5}$ См/см. Шпинель, у которой в результате синтеза 8 двухвалентных катионов (Ni) занимают исключительно октаэдрические положения, а 16 трехвалентных катионов (Co) расположены наполовину в тетраэдрических, наполовину в октаэдрических подрешетках, имеет удельную электропроводность (при 300 К) $10-10^2$ См/см. Такие ферриты-шпинели являются, как известно, магнитными полупроводниками, активно диссипирующими энергию электромагнитного поля.

В процессе синтеза конечный результат разложения гомогенной смеси гидрооксидов $\text{Ni}(\text{OH})_2$ и $\text{Co}(\text{OH})_2$ в тигле муфельной печи и образования обращенного соединения NiCo_2O_4 в присутствии восстановителя-углерода зависит от условий протекания процесса — предельной температуры нагрева, скорости наращивания температуры и режима охлаждения продукта синтеза. При этом чем выше степень обращенности шпинели, тем выше ее электропроводность, что особенно важно при применении ее в качестве наполнителя радиоматериалов, т. е. при взаимодействии с электромагнитными полями заранее неизвестной, в том числе малой, интенсивности.

При взаимодействии шпинели с электромагнитным полем реализуется сильная направленная в пространстве ковалентная связь между близко расположенными разновалентными катионами. В результате перескоков носителей тока между разновалентными катионами, а также за счет резонансного и релаксационного смещения границ магнитных доменов и вращения спинов внутри доменов, уровень энергии активации такой шпинели составляет около 0,1 эВ. Все это обуславливает малое время релаксации материала, которое оказывается соизмеримым с периодом колебаний электромагнитного поля, воздействующего на среду композитного материала с наполнителем-шпинелью. Тем самым достигается приемлемая электропроводность радиоматериалов на сверхвысоких частотах.

Наличие в шпинели разноименных катионов, а также наличие разноудаленных катионов, располагающихся в октаэдрической подрешетке (из-за избытка количества катионных вакансий, размещающихся в шпинели в результате синтеза) — все это способствует расширению полосы частот электромагнитного поля, эффективно диссипируемого в таких материалах. Заметим, что широкополосность наполнителя является условием широкополосности радиоматериалов для покрытий.

Наконец, еще одно полезное свойство обнаруживают шпинели — широкодиапазонность (динамиче-

ская) за счет их незонной (ненасыщаемой) полупроводниковой проводимости.

Таким образом, применение шпинелей в качестве наполнителей для радиоматериалов обеспечивает высокую чувствительность, требуемую высокую электропроводность, широкополосность и большой динамический диапазон — характеристики, нечасто встречающиеся одновременно в одном оксидном соединении.

Отметим также, что удельная электропроводность обсуждаемого наполнителя зависит не только от степени обращенности оксидного соединения, но и от величины его удельной поверхности, которая обратно пропорциональна размеру его частиц (обычно $\bar{r} \sim 2 \cdot 10^{-6}$ м и менее).

Технология получения никель-кобальтового оксида $NiCo_2O_4 = Ni^{2+}Co_2^{3+}O_4$ состоит в спекании во вращающемся реакторе гидроокисей никеля и кобальта в присутствии кислорода воздуха. Вращение реактора способствует интенсивному и гомогенному разложению этих гидроокисей и улучшению условий взаимодействия атомов никеля, кобальта и кислорода при образовании кристаллической решетки шпинели.

Обеспечение стехиометрии по катионам никеля и кобальта обеспечивается при этом строгим весовым соотношением между загружаемыми в реактор порошкообразными гидроокисями никеля и кобальта. Регулирование стехиометрии шпинели по кислороду осуществляется дозированным применением углерода, загружаемого в реактор в смеси с гидрооксидами до его нагрева [4, с. 274].

Регулирование дисперсности синтезируемого наполнителя путем изменения максимального значения температуры термохимической реакции способствует регулированию магнитных свойств наполнителя, а следовательно, способствует решению задач согласования волновых сопротивлений на границе раздела радиоматериала и воздушной среды.

В процессе экспериментальной отработки технологии синтеза шпинели компоненты — гидроксиды никеля и кобальта брались с учетом молярной массы в соотношении 1:2. Для лучшего вымешивания смеси компоненты предварительно сушились при температуре 150°C. Начальная температура синтеза варьировалась от 300°C путем наращивания на 25—50°C в процессе поиска оптимального ее значения.

Фазовый состав продукта (образование обращенной шпинели $NiCo_2O_4$) контролировался методом рентгеновской дифрактометрии с помощью дифрактометра УМ-1.

Контроль электропроводности синтезированного продукта осуществлялся при температуре 20°C с применением прессования в диэлектрической пресс-форме путем сжатия порошка с максимальным давлением 125 кгс/см² до момента прекращения изменения сопротивления, измеряемого электронным омметром Ш-300. Сравнение уровней электропроводности образцов осуществлялось при одинаковой массе их навесок.

Экспериментальные результаты исследований параметров радиоматериалов со шпинелью в качестве наполнителя представлены на рис. 1—4.

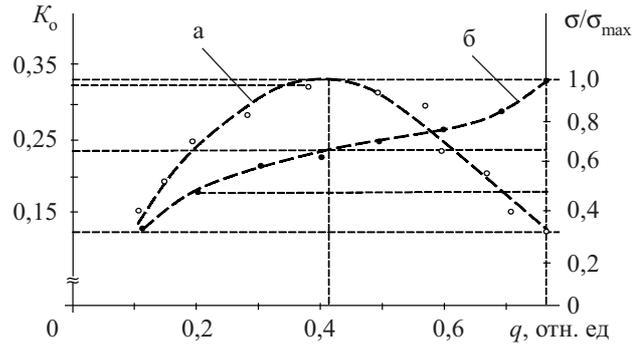


Рис. 1. Экспериментальные зависимости коэффициента отражения (а) и удельной электропроводности (б) радиоматериала на полимерной (термоэластопластовой) основе от концентрации наполнителя

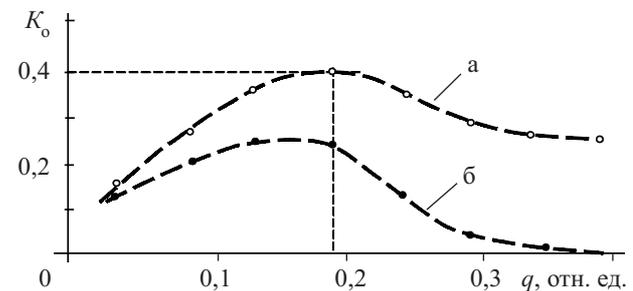


Рис. 2. Экспериментальные зависимости коэффициента отражения радиоматериала на метакаолиновой основе от концентрации наполнителя:

а — до обжига образца; б — после обжига при температуре 750°C

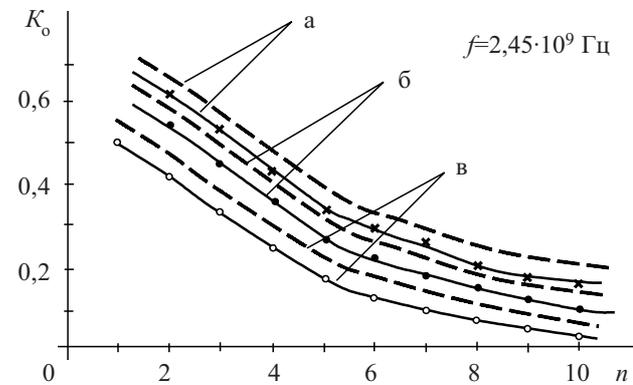


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения от количества слоев радиоматериалов на метакаолиновой (а), кремнийорганичесилосановой (б) и термоэластопластовой (в) основе:

--- верхняя граница ожидаемых значений рассчитанного K_0 ; — фактические значения K_0 , измеренные с помощью панорамного измерителя Р2-56

Из представленных на рис. 1 и 2 зависимостей видно, что при массовой концентрации наполнителя $q=0,4 \dots 0,3$ отн. ед. проявляется перколяционный эффект увеличения скорости нарастания электропроводности σ . При этом уменьшается коэффициент отражения электромагнитных колебаний от поверхности радиоматериала K_0 за счет улучшения условий согласования волновых сопротивлений.

Зависимости на рис. 3 и 4 показывают, что при применении шпинели в составе многослойных ра-

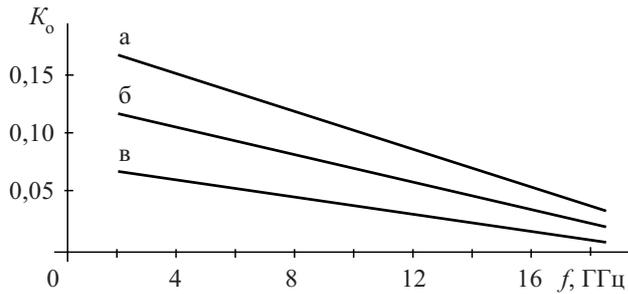


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения от частоты колебаний поля для радиоматериалов на различной основе (а, б, в — см. на рис. 3, измерители P2-56, -61, -67)

диоматериалов коэффициент отражения поля уменьшается при увеличении количества слоев n с градиентом концентрации наполнителя, а также с увеличением частоты колебаний поля f .

Проведенные исследования показали, что оксиды переходных металлов со структурой шпинели обращенного типа, синтезированные путем термохимической реакции восстановления в углеродной сре-

де, имеют приемлемые электромагнитные свойства и применимы в качестве наполнителей радиоматериалов-композитов в широком диапазоне частот.

Варьирование температурных и временных параметров синтеза позволяет получать с высокой производительностью наполнители, отличающиеся дисперсностью, магнитными и электропроводящими свойствами. Это способствует упрощению, как правило, сложного процесса согласования волновых сопротивлений на границе раздела сред воздуха и композита.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Демьянчук Б. А., Полищук В. Е. Материалы для преобразования электромагнитной энергии в тепловую: требования, технология // Технология и конструирование в электронной аппаратуре (ТКЭА).— 2006.— № 5.— С. 31—35.
2. Физическая энциклопедия. Т. 2. / Под ред. А. М. Прохорова.— М.: Сов. энциклопедия, 1990.
3. Хиппель А. Р. Диэлектрики и волны.— М.: Изд-во иностр. литер., 1960.
4. Демьянчук Б. А. Принципы и применения микроволнового нагрева.— Одесса: Черноморье, 2004.

НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ



Зелкин Е. Г. Решение дифференциальных уравнений в частных производных эллиптического типа применительно к задачам теории электромагнитного поля.— М.: САЙНС-ПРЕСС, 2006.— 80 с.

Рассмотрен метод решения дифференциальных уравнений в частных производных эллиптического вида на основе их расщепления на совместную систему двух обыкновенных дифференциальных уравнений, где $P(x, y)+Q(x, y)=f(x, y)$; определены функции P и Q , обеспечивающие совместность системы и условия преобразования исследуемого уравнения в эквивалентное ему обыкновенное дифференциальное уравнение одного переменного. Установлены свойства интегрирующих множителей уравнения и их связи с решением исследуемого уравнения. Исследованы уравнения вида с параметром y и установлены свойства p и q , при которых это уравнение преобразуется в уравнение одного переменного без параметра.

Результаты могут быть использованы при решении широкого класса задач электродинамики, акустики и в других разделах современной физики.

НОВЫЕ КНИГИ



Кардашев Г. А. Виртуальная электроника: компьютерное моделирование аналоговых устройств.— М.: Горячая линия—Телеком, 2007.— 260 с.

Дается введение в схемотехническое моделирование аналоговых электронных устройств на компьютере. Моделирование выполняется без формул на языке схем и графиков с использованием наиболее простых и популярных программ и Micro-Cap. Подробно рассматривается методика компьютерного моделирования более 150 простейших схем и приводятся соответствующие результаты в виде screen shot (экранных снимков). Изложение сопровождается необходимыми советами по применению программ. Поясняется смысл используемых научно-технических терминов и приводятся короткие этимологические и исторические справки. Разбираются парадоксы, возникающие при моделировании реальных устройств. Рассматривается компьютерное моделирование ряда аналоговых устройств, которые могут быть изготовлены самостоятельно из электронных наборов и модулей комплектов «Мастер КИТ».

Для широкого круга читателей.