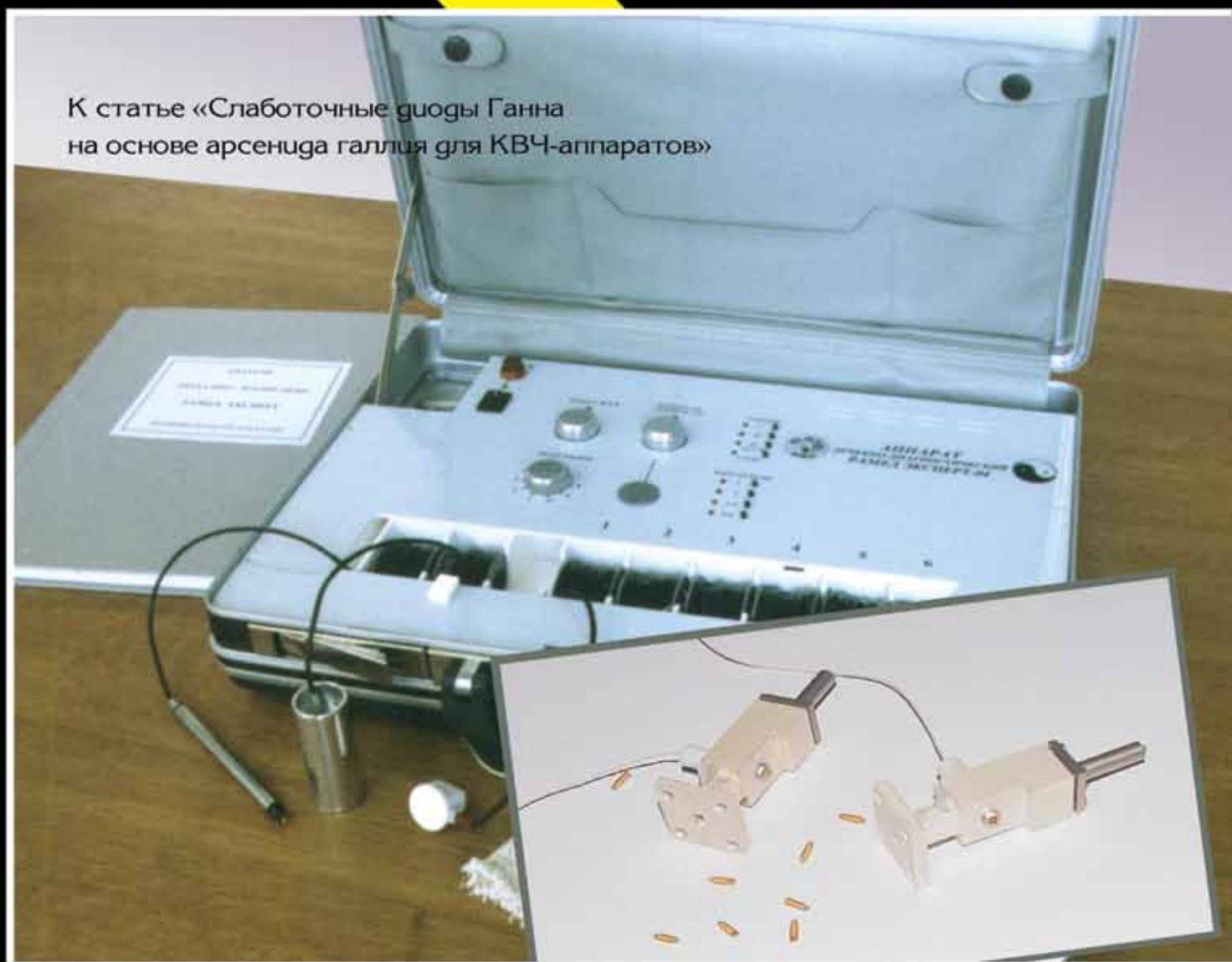


# ТРА

## ТЕХНОЛОГИЯ И КОНСТРУИРОВАНИЕ В ЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЕ

К статье «Слаботочные диоды Ганна  
на основе арсенида галлия для КВЧ-аппаратов»



# 3(57) 2005

МАЙ — ИЮНЬ



крупнейшая на Северо-Западе  
V промышленная специализированная выставка  
**РАДИОЭЛЕКТРОНИКА**

**И ПРИБОРОСТРОЕНИЕ**

**15-18  
ноября**



**ОРГАНИЗАТОР**  
Выставочное  
объединение  
«FAREXPO»

**СООРГАНИЗАТОР**  
ООО «ЭкспоТехноком»

**Санкт-Петербург, ССК**

пр. Гагарина, 8, ст. метро «Парк Победы»  
тел./факс: (812)118 3537  
e-mail: radel@orticon.com  
www.farexpo.ru/radel.html

**ВАС ПРИГЛАШАЮТ:**



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

**ПОДПИСКА НА ЖУРНАЛ**



**Международная** Каталог периодических изданий Российской Федерации, стран СНГ и Балтийского региона. МК-PERIODICA. Индекс 71141.

**В Интернете** На сайте МК-PERIODICA ([www.periodicals.ru](http://www.periodicals.ru)). Индекс 71141.

**По Украине** Отделение связи. «Каталог-видань України». Индекс 23785. Подписное агентство «Идея», [www.idea.com.ua](http://www.idea.com.ua). Индекс 11146. Тел./факс +38 (062)381-09-32. Подписное агентство «KSS», [www.kss.kiev.ua](http://www.kss.kiev.ua). Индекс 20363. Тел. +38 (044)464-02-20. Подписное агентство «ПрессЦентр». E-mail: [info@pressctr.kiev.ua](mailto:info@pressctr.kiev.ua). Тел./факс +38 (044) 536-11-75, 536-11-80. Отделение связи. Индекс 71141.

**По России** Представительство журнала «ТКЭА» в России: 192286 С.-Петербург, п/о 286, п/я 416; «ЭРА». E-mail: [era48@mail.ru](mailto:era48@mail.ru), тел. +7 (812)595-40-89.

Через редакцию «ТКЭА».

Адрес редакции: Украина, 65005, г. Одесса, ул. Прохоровская, 45.  
E-mail: [tkea@odessa.net](mailto:tkea@odessa.net), web-сайт: [tkea.wallst.ru](http://tkea.wallst.ru),  
тел. +38 (048)728-18-50, 728-11-89,  
тел./факс 728-49-46.

Редакция: Е. А. Тихонова, А. А. Ефименко, Е. Н. Курдюкова,  
Л. М. Лейдерман, А. Н. Ошищенко, М. С. Хлопова.  
Компьютерное обеспечение: П. В. Назаров.  
Техническая редакция, дизайн: Е. И. Корсукая.

Номер подготовлен по заказу  
Министерства промышленной  
политики Украины.

Ответственные за выпуск  
К. т. н. Николаенко Ю. Е.  
Д. т. н. Вербицкий В. Г.

Подписано к печати 15.06 2005 г. Формат 60x84 1/8.  
Печать офсетная. Печ. л. 8,0. Уч.-изд. л. 9,9. Тираж 700 экз. Заказ № 23.  
Издательство «Нептун-Технология»  
(65028, г. Одесса, ул. Б. Хмельницкого, 59).  
Отпечатано в типографии издательства «ТЭС»  
(65012, г. Одесса, ул. Канатная, 81/2).

СОДЕРЖАНИЕ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ  
ЖУРНАЛ

Год издания 29-й  
Год регистрации 1992

Регистрационный номер  
КВ 2092 от 07.06.96 г.

Зарегистрирован в ВАК по разделам  
“Физико-математические науки”,  
“Технические науки”

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

ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР  
К.т.н. В. М. Чмиль

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ  
К.т.н. Н. М. Вакив  
Д.т.н. В. Н. Годованюк  
К.т.н. А. А. Дашковский  
Д.т.н. Л. С. Лутченков  
Д.т.н. В. П. Малахов  
Д.т.н. В. Ф. Мачулин  
В. А. Мингалёв  
Е. А. Тихонова

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ  
Д.т.н. А. А. Ащеулов  
Д.ф.-м.н. А. Е. Беляев  
К.т.н. Э. Н. Глушеченко,  
зам. гл. редактора  
Д.т.н. В. Т. Дейнега  
Д.т.н. Ю. А. Долгов  
Д.ф.-м.н. В. А. Дроздов  
К.т.н. И. Н. Еримичой,  
зам. гл. редактора  
К.т.н. А. А. Ефименко,  
ответственный секретарь  
Д.ф.-м.н. Ф. Д. Касимов  
К.ф.-м.н. В. В. Ковальчук  
Д.ф.-м.н. Г. П. Ковтун  
Л. М. Лейдерман  
Д.т.н. С. Ю. Лузин  
К.т.н. О. Н. Негоденко  
К.т.н. Ю. Е. Николаенко  
Д.ф.-м.н. В. В. Новиков  
К.т.н. В. В. Рюхтин  
Д.ф.-м.н. О. И. Шпотюк

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

Материалы для микроэлектроники

Влияние режимов ионного легирования и фотонного отжига на параметры имплантированных слоев  $n$ -GaAs:Si. А. Ю. Бончик, И. И. Ижнин, С. Г. Кияк, Г. В. Савицкий 3

Температурное поле в кристалле иттрий-алюминиевого граната при двухстадийном выращивании. Г. П. Ковтун, А. И. Кравченко, А. И. Кондрик 5

Деградационные превращения в топологически разупорядоченных твердых телах: 4. Особенности экспоненциальной кинетики. В. А. Балицкая, И. М. Брунец, Н. М. Вакив, Г. И. Клым, О. И. Шпотюк 7

Функциональная микроэлектроника

Влияние термообработки на электрофизические свойства CdZnTe-детекторов  $\gamma$ -излучения. В. Е. Кутний, Д. В. Кутний, А. В. Рыбка, А. С. Абызов, Л. Н. Давыдов, Д. В. Наконечный, И. Н. Шляхов 12

Блок детектирования гамма-излучения на основе CdZnTe для систем радиационного контроля. В. А. Мокрицкий, О. В. Маслов, Ю. Е. Николаенко, М. В. Максимов 15

Двухспектральный фотоприемник. Ю. Г. Добровольский, Е. В. Комаров, М. П. Биксей 18

Применение феррогранатовых эпитаксиальных структур в сверхвысокочастотной электронике. С. И. Ющук, С. А. Юрьев, П. С. Костюк, В. И. Бондар 22

Энергетическая микроэлектроника

Исследование термоупругих свойств ветвей термоэлектрических модулей Пельтье. А. А. Ащеулов, О. Н. Маник 26

Сенсоэлектроника

Микроэлектронные термодиодные сенсоры экстремальной электроники. Ю. М. Шварц, М. М. Шварц 30

Акустоэлектронные сенсоры газа со слоистыми структурами. Я. И. Лепих 34

Экспериментальные исследования датчика давления с пневмомеханическим резонатором. Н. Г. Черняк, А. Н. Бондаренко, Г. А. Скрипковский, В. К. Лопушенко 36

Новое технологическое оборудование для микроэлектроники

Установка электрохимического профилирования для диагностирования эпитаксиальных структур GaAs. Н. М. Вакив, И. Р. Завербный, Д. М. Заячук, С. И. Круковский, И. О. Мрыхин 40

Интегральные схемы и полупроводниковые приборы

Слаботочные диоды Ганна на основе арсенида галлия для КВЧ-аппаратов. А. Г. Яцуненко, В. М. Ковтонюк, В. Н. Иванов, Ю. Е. Николаенко 46

Схемотехническое моделирование и синтез активных СВЧ-фильтров на полевых транзисторах Шоттки. Н. А. Филинюк, А. М. Куземко 49

Использование КНИ-транзистора в качестве генератора колебаний напряжения. [Г. К. Нинидзе], С. П. Павлюк, Л. В. Ищук, В. В. Куширченко 54

Схемное решение построения матричного регистра. Г. В. Куценко 58

Активное термостатирование полупроводниковых СВЧ-генераторов. А. В. Кравченко, С. В. Плаксин, И. И. Соколовский 63

Библиография

Новые книги 11, 17, 57  
В портфеле редакции 29  
Выставки. Конференции 33, 2-я и 3-я стр. обл.

2005 № 3 (57)

ТЕХНОЛОГІЯ  
ТА  
КОНСТРУЮВАННЯ  
В  
ЕЛЕКТРОННІЙ  
АПАРАТУРІ  
(російською мовою)

## СПЕЦІАЛЬНИЙ НОМЕР

за результатами виконання робіт у межах міжгалузевої науково-технічної Програми розвитку найбільш конкурентоспроможних напрямків мікроелектроніки в Україні

## СПЕЦИАЛЬНЫЙ НОМЕР

по результатам выполнения работ в рамках межотраслевой научно-технической Программы развития наиболее конкурентоспособных направлений микроэлектроники в Украине

### ЗМІСТ

#### Матеріали для мікроелектроніки

Вплив режимів іонного легування та фотонного відпалу на параметри імплантованих шарів  $n$ -GaAs:Si. О. Ю. Бончик, І. І. Іжнін, С. Г. Кияк, Г. В. Савицький (3)

Температурне поле у кристалі ігрій-алюмінієвого гранату при двостадійному вирощуванні. Г. П. Ковтун, О. І. Кравченко, О. І. Кондрік (5)

Деградаційні перетворення в твердих тілах, що топологічно розупорядковані: 4. Особливості експоненціальної кінетики. В. О. Балицька, І. М. Брунець, М. М. Ваків, Г. І. Клим, О. І. Шпотюк (7)

#### Функціональна мікроелектроніка

Вплив термообробки на електрофізичні властивості CdZnTe-детекторів  $\gamma$ -випромінювання. В. С. Кутній, Д. В. Кутній, О. В. Рибка, О. С. Абызов, Л. М. Давидов, Д. В. Наконечний, І. М. Шляхов (12)

Блок детектування гамма-випромінювання на основі CdZnTe для систем радіаційного контролю. В. О. Мокрицький, О. В. Маслов, Ю. С. Ніколаєнко, М. В. Максимов (15)

Двоспектральний фотоприймач. Ю. Г. Добровольський, С. В. Комаров, М. П. Біксей (18)

Застосування ферогранатових епітаксійних структур в надвисокочастотній електроніці. С. І. Ющук, С. О. Юр'єв, П. С. Костюк, В. І. Бондар (22)

#### Енергетична мікроелектроніка

Дослідження термопружних властивостей гілок термоелектричних модулів Пельтьє. А. А. Ащеулов, О. М. Манік (26)

#### Сенсоелектроніка

Мікроелектронні термодіодні сенсори екстремальної електроніки. Ю. М. Шварц, М. М. Шварц (30)

Акустоелектронні сенсори газу з шаруватими структурами. Я. І. Леніх (34)

Експериментальні дослідження датчика тиску з пневмомеханічним резонатором. М. Г. Черняк, О. М. Бондаренко, Г. О. Скрипковський, В. К. Лопушенко (36)

#### Нове технологічне обладнання для мікроелектроніки

Установка електрохімічного профілювання для діагностування епітаксійних структур GaAs. М. М. Ваків, І. П. Завербний, Д. М. Заячук, С. І. Круковський, І. О. Мрихін (40)

#### Інтегральні схеми і напівпровідникові прилади

Слабострумкові діоди Ганна на основі арсеніду галія для НВЧ-апаратів. О. Г. Яцуненко, В. М. Ковтонюк, В. М. Іванов, Ю. С. Ніколаєнко (46)

Схемотехнічне моделювання та синтез активних НВЧ-фільтрів на польових транзисторах Шоттки. М. А. Філінюк, О. М. Куземко (49)

Використання КНІ-транзистора як генератора коливання напруги. Г. К. Нінідзе, С. П. Павлюк, Л. В. Іщук, В. В. Кушніренко (54)

Схемне рішення побудови матричного регістру. Г. В. Куценко (58)

Активне термостатування напівпровідникових НВЧ-генераторів. О. В. Кравченко, С. В. Плаксін, І. І. Соколовський (63)

### CONTENT

#### The materials for microelectronics

Influence of ion doping and photon annealing modes on properties of  $n$ -GaAs:Si implanted layers. Bonchik A. Yu., Izhnin I. I., Kyjak S. G., Savytsky G. V. (3)

Temperature field in  $Y_3Al_5O_{12}$ :Nd garnet crystal at two-phase growth. Kovtun G. P., Kravchenko A. I., Kondrik A. I. (5)

Degradation transformation in topology-disordered solids: 4. Peculiarities of exponential kinetics. Balitskaya V. A., Brunets I. M., Vakiv M. M., Klim G. I., Shpotyuk O. I. (7)

#### The functional microelectronics

The influence of heat treatment on electrophysical properties of CdZnTe gamma-radiation detectors. Kutniy V. E., Kutniy D. V., Rybka A. V., Abyzov A. S., Davydov L. N., Nakonechny D. V., Shlyakhov I. N. (12)

CdZnTe dose rate probe for radiation monitoring system. Mokritsky V. A., Maslov O. V., Nikolaenko Yu. E., Maksimov M. V. (15)

Two-spectral photodetector. Dobrovolsky Yu. G., Komarov E. V., Biksej M. P. (18)

The application of ferrogarnet epitaxial structures in hyperhigh frequency electronics. Yushchuk S. I., Yuryev S. A., Kostyuk P. S., Bondar V. I. (22)

#### The power microelectronics

Research on thermoelastic properties of Peltier thermoelectric modules legs. Asheulov A. A., Manik O. N. (26)

#### The sensoelectronics

Microelectronic thermodiode sensors of extreme electronics. Shwarts Yu. M., Shwarts M. M. (30)

Acoustoelectronics gas sensors with layered structures. Lepikh Ya. I. (34)

The experimental research result for pressure sensor with a pneumomechanical resonator. Chernyak M. G., Bondarenko O. M., Skripkovsky G. O., Lopushenko V. K. (36)

#### The new technological equipment for microelectronics

The electrochemical profiling arrangement for diagnostics of GaAs semiconductor structures. Vakiv N. M., Zaverbnyy I. R., Zayachuk D. M., Krukovsky S. I., Mrykhin I. O. (40)

#### The integrated circuits and semiconductor devices

Low current Gunn diodes on a basis GaAs for EHF-devices. Yatsunencko A. G., Kovtonyuk V. M., Ivanov V. N., Nikolaenko Yu. E. (46)

Circuit simulation and synthesis of active microwave filters based on the Shottky's field effect transistors. Filinyuk N. A., Kuzemko A. M. (49)

SOI transistor application as voltage oscillation generator. Ninidze G. K., Pavljuk S. P., Ishchuk L. V., Kushnirenko V. V. (54)

The circuit design of construction of the matrix register. Kutsenko G. V. (58)

The active thermostabilization of semiconductor SHF generators. Kravchenko A. V., Plaksin S. V., Sokolovskiy I. I. (63)

К. ф.-м. н. А. Ю. БОНЧИК, к. ф.-м. н. И. И. ИЖНИН,  
д. ф.-м. н. С. Г. КИЯК, к. ф.-м. н. Г. В. САВИЦКИЙ

Украина, г. Львов, ИППММ НАНУ, НПП "Карат"  
E-mail: surface@iapmm.lviv.ua; granat@ipm.lviv.ua

Дата поступления в редакцию  
23.07 2004 г.

Оппонент д. т. н. В. И. ОСИНСКИЙ  
(Центр оптоэлектронных технологий, г. Киев)

## ВЛИЯНИЕ РЕЖИМОВ ИОННОГО ЛЕГИРОВАНИЯ И ФОТОННОГО ОТЖИГА НА ПАРАМЕТРЫ ИМПЛАНТИРОВАННЫХ СЛОЕВ $n$ -GaAs:Si

*Показана возможность получения слоев  $n$ -GaAs на полуизолирующем GaAs толщиной 0,1—0,3 мкм с концентрацией электронов  $10^{17}$ — $10^{18}$  см $^{-3}$  и подвижностью 2000—3000 см $^2$ /(В·с).*

Ионная имплантация является одним из основных методов формирования локальных легированных областей в микроэлектронных приборах на основе GaAs-и GaAs-структур для изготовления приборов микроэлектроники, например СВЧ полевых транзисторов с барьером Шоттки [1, 2]. Прежде всего это связано с трудностями диффузионного легирования этого материала, особенно донорными примесями с высокой концентрацией ( $>10^{18}$  см $^{-3}$ ), без значительного ухудшения кристаллической структуры материала.

Несмотря на то, что ионное легирование арсенида галлия начало развиваться уже более 30 лет, в каждом конкретном случае для получения заданных параметров требуется проведение целенаправленных технологических и исследовательских работ по выбору режимов ионной имплантации примеси и, особенно, методов и режимов послеимплантационного отжига. Последнее обстоятельство создает дополнительные трудности и приводит к дополнительному усложнению технологии ионного легирования в связи с тем, что при высоких температурах отжига происходит разложение материала за счет испарения As с поверхности, и требуется защита поверхности при обычном термическом отжиге.

Значительные преимущества в этом плане дает импульсный фотонный отжиг [3]. Сравнительный анализ обычного и фотонного отжига, а также использование фотонного отжига в имплантированном кремнии полуизолирующем GaAs для создания СВЧ полевых транзисторов и интегральных микросхем было проведено в [4, 5]. В частности, там отмечается высокая активность введенных ионов Si при использовании фотонного отжига.

Целью работы была отработка технологических режимов ионного легирования ионами Si и режимов послеимплантационного некогерентного импульсного фотонного отжига для получения слоев  $n$ -GaAs на полуизолирующем GaAs толщиной 0,1—0,3 мкм с концентрацией электронов  $10^{17}$ — $10^{18}$  см $^{-3}$  и подвижностью 2000—3000 см $^2$ /(В·с).

### Эксперимент

Ионное легирование ионами Si $^+$  проводилось на ионно-лучевой установке МРВ-202 фирмы «Balzers».

Для получения ионов Si $^+$  в ионном источнике использовалось соединение SiF $_4$ . Анализ спектров ионов данного соединения, полученных с помощью масс-спектрографа, свидетельствовал об отсутствии пиков посторонних ионов на выходе ионного сепаратора.

Ионная имплантация проводилась при энергии ионов 100 кэВ при комнатной температуре и нормальном падении пучка ионов на поверхность подложки и флюенсах ионов  $3 \cdot 10^{13}$ ,  $10^{14}$  и  $5 \cdot 10^{14}$  см $^{-2}$ . Контроль флюенса ионов осуществлялся встроенным интегратором с точностью не хуже 0,02%. В качестве подложек были использованы полуизолирующие пластины GaAs типа АГЧП-1 с ориентацией (100) и удельным сопротивлением  $\geq 10^7$  Ом·см производства ОАО «Чистые металлы» (г. Светловодск).

Для активации имплантированных ионов и отжига радиационных дефектов использовали некогерентный импульсный фотонный отжиг, для чего использовалась модернизированная установка фотонного отжига «Оникс», описанная в [6]. Компьютерное управление установкой позволяло с высокой точностью воспроизводить задаваемые температурно-временные диаграммы отжига имплантированных структур при характерных значениях времени отжига до 100 с и температурах отжига до 1000°C с визуальным контролем временного хода задания и реальной температуры держателя на экране дисплея. Отжиг проводился в защитной проточной атмосфере азота.

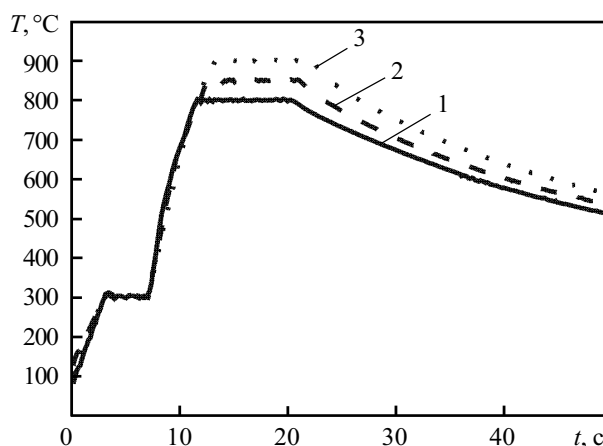


Рис. 1. Температурно-временные диаграммы фотонного отжига ионно-имплантированных структур GaAs при длительности отжига 10 с:  
1 —  $T=800^\circ\text{C}$ ; 2 —  $T=850^\circ\text{C}$ ; 3 —  $T=900^\circ\text{C}$

Для исследования влияния режимов отжига (температура и длительность) на параметры имплантированных слоев (концентрацию и подвижность носителей, толщину имплантированного слоя) из имплантированной при каждом флюенсе пластины было выколото по 9 образцов размерами примерно 8×8 мм для проведения холловских измерений. Отжиг проводили при температурах 800, 850 и 900°С и длительности отжига 5 и 10 с для каждой температуры. (На рис. 1 приведен пример температурно-временной диаграммы отжига при длительности 10 с.) Параллельно с этими образцами отжигались также образцы для исследования толщины имплантированного слоя и профиля распределения концентрации носителей.

После отжига на каждый холловский образец нанесли микропаяльником контакты из сплава In+5%Te, которые затем отжигали при температуре 400°С в течение 1 мин в атмосфере азота.

Концентрация и подвижность носителей определялись из результатов холловских измерений. Измерения проводили по стандартной методике на постоянном токе в магнитном поле 1 Тл в конфигурации Ван-дер-Пау при комнатной температуре на модернизированной установке «Холл-200» [7].

**Результаты и обсуждение**

При импульсном некогерентном фотонном отжиге образец прогревается на всю толщину, вследствие чего процесс отжига происходит в твердой фазе. По сравнению с обычным термическим отжигом процесс перестройки дефектной структуры проходит значительно быстрее (порядка десятка секунд), и поэтому фотонный отжиг не сопровождается значительным диффузным размыванием профиля имплантированной примеси, и самое главное, вызывает значительно меньшее разложение поверхности материала.

Результаты исследований различных условий отжига на свойства имплантированных Si слоев n-GaAs приведены в таблице, где

*Параметры ионно-имплантированных структур после фотонного отжига*

$\Phi$ , см <sup>-2</sup>	$T_{отж}$ , °С	$t_{отж}$ , с	Номер образца	$n_s$ , см <sup>-2</sup>	$\mu$ , см <sup>2</sup> /(В·с)
10 <sup>14</sup>	800	5	AG1-800-5	1,43·10 <sup>13</sup>	2040
	850	5	AG1-850-5	1,91·10 <sup>13</sup>	1980
	900	5	AG1-900-5	2,36·10 <sup>13</sup>	1800
10 <sup>14</sup>	800	10	AG1-800-10	1,7·10 <sup>13</sup>	1940
	850	10	AG1-850-10	2,02·10 <sup>13</sup>	1840
	900	10	AG1-900-10	2,29·10 <sup>13</sup>	1700
5·10 <sup>14</sup>	800	5	AG2-800-5	1,13·10 <sup>13</sup>	2090
	850	5	AG2-850-5	1,43·10 <sup>13</sup>	2030
	900	5	AG2-900-5	1,57·10 <sup>13</sup>	2010
5·10 <sup>14</sup>	800	10	AG2-800-10	1,22·10 <sup>13</sup>	2150
	850	10	AG2-850-10	1,48·10 <sup>13</sup>	2050
	900	10	AG2-900-10	1,64·10 <sup>13</sup>	1930
3·10 <sup>13</sup>	850	5	AG3-850-5	5,37·10 <sup>12</sup>	1450
	900	5	AG3-900-5	9,87·10 <sup>12</sup>	1800
3·10 <sup>13</sup>	800	10	AG3-800-10	4,72·10 <sup>12</sup>	1920
	850	10	AG3-850-10	7,34·10 <sup>12</sup>	1780
	900	10	AG3-900-10	1,3·10 <sup>13</sup>	1520

- $\Phi$  — флюенс внедренных ионов;
- $T_{отж}$  — температура отжига;
- $t_{отж}$  — длительность отжига;
- $n_s$  — слоевая холловская концентрация электронов,
- $n_s = d/(e \cdot R_H)$ ;
- $d$  — эффективная толщина имплантированного слоя;
- $e$  — заряд электрона;
- $R_H$  — коэффициент Холла;
- $\mu$  — подвижность электронов.

Для анализа полученных результатов введем величину коэффициента активности внедренных ионов  $a = n_s / \Phi$  [5], которая не учитывает влияния обедненных слоев у поверхности и границы раздела "имплантированный слой—подложка".

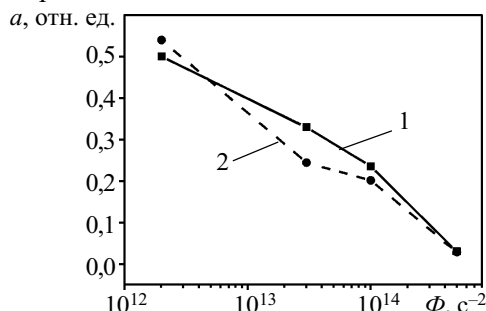


Рис. 2. Зависимость активности ионов от флюенса для имплантированных Si слоев GaAs при режимах отжига  $T=900^\circ\text{C}$ ,  $t=5$  с (1) и  $T=850^\circ\text{C}$ ,  $t=10$  с (2)

На рис. 2 приведены зависимости активности ионов от флюенса для двух режимов отжига. (Значения для  $\Phi=2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup> взяты из работы [5].) Как видно, в каждом случае наблюдается сильное уменьшение активности при возрастании флюенса ионов.

**Выводы**

Исследования показали возможность получения с помощью фотонного отжига имплантированных ионами Si слоев n-GaAs с толщиной 0,1—0,3 мкм, концентрацией электронов 10<sup>17</sup>—10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup> и подвижностью 2000—3000 см<sup>2</sup>/(В·с).

Отмечается сильная зависимость активности имплантированных ионов от флюенса ионов.

**ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ**

1. Арсенид галлия в микроэлектронике / Под ред. Н. Айнепрука, У. Уиссмана.— М.: Мир, 1988.
2. Hunsperger R. G., Hirsch N. GaAs field-effect transistors with ion implanted channels // Electron. Lett.— 1973.— Vol. 9, N 25.— P. 577—578.
3. Готра З. Ю., Осередько С. А., Бобицкий Я. В. Импульсный лазерный отжиг ионно-имплантированных полупроводниковых материалов // Зарубежная электронная техника.— 1983.— № 6.— С. 3—48.
4. Tamura A., Uenoyama T., Nishii K. et al. New rapid thermal annealing for GaAs digital integrated circuits // J. Appl. Phys.— 1987.— Vol. 62, N 3.— P. 1102—1107.
5. Crist J. O., Look D. C. Activation efficiencies for a standard qualification implant in GaAs annealed by a rapid thermal process // J. Electron. Mater.— 1990.— Vol. 19, N 8.— P. 773—776.
6. Савицкий Г. В., Бончик А. Ю., Ижнин И. И. и др. Модернизация установки фотонного отжига полупроводниковых пластин "Оникс" // "Технология и конструирование в электронной аппаратуре".— 2002.— № 6.— С. 45—47.
7. Бончик О. Ю., Іжнін І. І., Кияк С. Г. та ін. Автоматизований комплекс для дослідження електрофізичних властивостей напівпровідникових матеріалів // Зб. наук. праць Фіз.-механіч. ін-ту ім. Г. В. Карпенка. Сер. "Фізичні методи та засоби контролю середовищ, матеріалів та виробів".— 2002.— Вип. 7.— С. 235—240.

Д. ф.-м. н. Г. П. КОВТУН, к. т. н. А. И. КРАВЧЕНКО,  
А. И. КОНДРИК

Дата поступления в редакцию  
18.03 2005 г.

Украина, ННЦ «Харьковский физико-технический институт»  
E-mail: kondrik@kipt.kharkov.ua

Оппонент к. ф.-м. н. В. Н. КАНИЩЕВ  
(Ин-т монокристаллов, г. Харьков)

## ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ В КРИСТАЛЛЕ ИТТРИЙ-АЛЮМИНИЕВОГО ГРАНАТА ПРИ ДВУХСТАДИЙНОМ ВЫРАЩИВАНИИ

*Установлено существование оптимального значения теплопроводности, при котором достигается наиболее равномерное распределение модуля температурного градиента на фронте кристаллизации.*

Монокристаллический иттрий-алюминиевый гранат с неодимом  $Y_3Al_5O_{12} \cdot Nd^{3+}$  (АИГ–Nd) считается наиболее эффективной лазерной средой с излучением в области около 1 мкм для создания малогабаритных технологических лазеров. В ряду применяемых в промышленном производстве методов получения монокристаллов АИГ–Nd (метод Чохральского, вертикальный метод Бриджмена, метод горизонтальной направленной кристаллизации, или метод ГНК) наиболее совершенным признается метод Чохральского.

Несмотря на то, что процесс выращивания прозрачного кристалла АИГ–Nd проводят при малой скорости выращивания (0,1...5 мм/ч) в условиях малых значений осевого и радиального компонентов температурного градиента, реальные кристаллы являются неоднородными, а выход годного продукта в виде стержней для лазеров не превышает 15%. Рентабельность производства могла бы быть повышена путем увеличения диаметра кристалла, однако при этом возрастает радиальный температурный градиент на фронте кристаллизации и, как следствие, возрастают термонапряжения в кристалле, что снижает эффективность такого приема.

Следует признать, что возможности улучшения тепловых условий выращивания монокристаллов за счет оптимизации конструкции теплового узла в указанных методах почти исчерпаны. Однако существует малоизученный альтернативный подход к решению этой задачи применительно к кристаллам АИГ–Nd, основывающийся на специфических свойствах системы  $Y_3Al_5O_{12} \cdot Nd^{3+}$ . Показано, что выращивание кристаллов АИГ–Nd методом ГНК в плоских тиглях в специальном режиме роста с двухступенчатой скоростью кристаллизации позволяет повысить совершенство получаемых кристаллов [1]. Для улучшения тепловых условий выращивания, а также для ускорения процесса, треугольная часть пластины, кристаллизующаяся

от затравочного монокристалла, выращивается в ускоренном режиме (со скоростью до 20 мм/ч), а основная, прямоугольная часть — при обычной скорости выращивания — примерно 1 мм/ч [1].

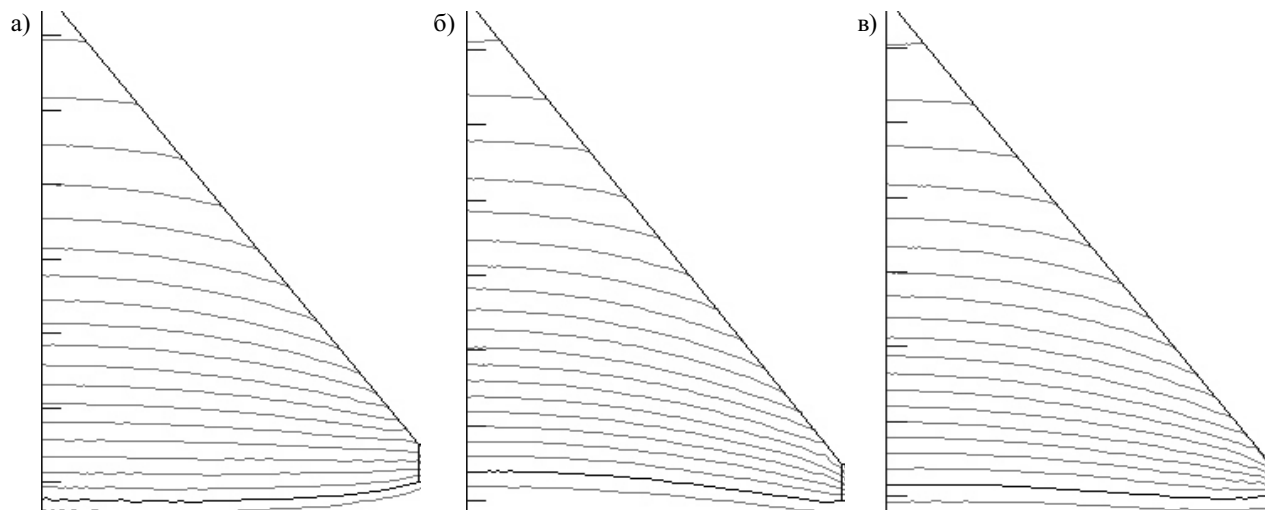
При большой скорости выращивания треугольной части пластины вблизи фронта кристаллизации образуется пересыщенный неодимом слой расплава, а фронт кристаллизации преобразуется от гладкого к ячеистому. В углублениях между ячейками выпадают частицы второй фазы, а также концентрируются газовые пузырьки. Врастая в кристалл, эти оптически непрозрачные образования с размером 1...1000 мкм (содержание которых достигает порядка  $10^7 \text{ см}^{-3}$ ) резко уменьшают прозрачность монокристалла. В результате растущий монокристалл получает дополнительный нагрев, радиальный градиент на фронте кристаллизации уменьшается, а внутренние напряжения в растущем кристалле снижаются.

Отметим, что процесс выращивания кристалла в системе  $Y_2O_3-Al_2O_3$  имеет сложный характер. В частности, он сопровождается образованием фазы  $YAlO_3$  (или  $Y_2O_3 \cdot Al_2O_3$ ) вследствие более интенсивного испарения компонента  $Al_2O_3$  [2–4]. А вследствие превышения коэффициента захвата ионов неодима фазой  $Y_2O_3 \cdot Al_2O_3$  (или  $YAlO_3$ ) по сравнению с фазой  $3Y_2O_3 \cdot 5Al_2O_3$  (или  $Y_3Al_5O_{12}$ ) происходит преимущественный захват активатора Nd этой фазой [5].

В рамках задачи улучшения тепловых условий выращивания монокристаллов цель настоящей работы — установление закономерностей формирования температурного поля в кристалле иттрий-алюминиевого граната в момент перехода от первой (ускоренной) стадии выращивания кристалла ко второй (медленной) стадии в зависимости от теплопроводности  $\lambda_1$  конусной части кристалла.

Для компьютерного моделирования растущего кристалла использовалась разработанная в ХФТИ программа GALEZ [6]. Моделирование выполнялось при различных значениях диаметра кристалла  $d$  и тигля  $D$  ( $d=40, 80, 120$  мм;  $D=1,5d$  или  $1,1d$ ; высота тигля  $H=1,5d$ ) при следующих значениях теплопроводности  $\lambda_1$  конусной части кристалла:  $\lambda_1=1\lambda, 0,5\lambda, 0,3\lambda$  и  $0,1\lambda$ , где  $\lambda=0,13 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$  — справочное значение теплопроводности кристаллического граната. Соответственно излучательная способность кристаллического граната принималась равной  $\epsilon_{c1}=1\epsilon_c, 0,5\epsilon_c, 0,3\epsilon_c$  и  $0,1\epsilon_c$ , где  $\epsilon_c=0,8$  — справочное значение излучательной способности кристаллического граната.

Публикация подготовлена при выполнении работы по гранту 1881 НТЦУ.



Форма фронта кристаллизации конусной части иттрий-алюминиевого граната, выращенного стандартным методом Чохральского (а) или на первой стадии двухстадийного метода (б, в):

а —  $\lambda=0,13 \text{ Вт}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ ,  $\varepsilon_c=0,8$ ,  $D=1,5d$ ; б —  $\lambda_1=0,3\lambda$ ,  $\varepsilon_{c1}=0,3\varepsilon_c$ ,  $D=1,5d$ ; в —  $\lambda_1=0,3\lambda$ ,  $\varepsilon_{c1}=0,3\varepsilon_c$ ,  $D=1,1d$

Зависимость модуля температурного градиента  $G$  на фронте кристаллизации конусной части кристалла иттрий-алюминиевого граната от расстояния  $r/R$  ( $R$  — радиус кристалла,  $r$  — расстояние от оси кристалла)

$d$	$D$	$\lambda_1/\lambda$	$\varepsilon_{c1}/\varepsilon_c$	$G(r/R), \text{ К/см}$						Форма фронта кристаллизации
				$r/R=0$	$r/R=1/4$	$r/R=1/2$	$r/R=3/4$	$r/R=7/8$	$r/R=1$	
40	60	1	1	360	340	330	470	590	660	Выпуклая
		0,5	0,5	390	390	400	460	550	640	Слегка выпуклая, почти плоская
		0,3	0,3	350	340	380	420	540	650	Слегка вогнутая
		0,1	0,1	250	260	380	360	500	690	Вогнутая
	44	1	1	460	560	560	550	620	720	Выпуклая
		0,5	0,5	400	380	420	450	500	560	Слегка выпуклая, почти плоская
		0,3	0,3	330	350	380	400	420	450	Слегка вогнутая, почти плоская
		0,1	0,1	220	220	340	390	420	500	Вогнутая
80	120	1	1	340	310	340	360	440	570	Вогнуто-выпуклая
		0,5	0,5	300	300	300	380	410	550	Вогнуто-выпуклая
		0,3	0,3	270	270	290	340	360	500	Вогнутая
		0,1	0,1	220	160	240	260	300	460	Вогнутая
	88	1	1	350	310	300	410	460	560	Вогнуто-выпуклая, почти плоская
		0,5	0,5	260	290	300	370	440	540	Вогнуто-выпуклая
		0,3	0,3	250	260	270	310	360	550	Вогнутая
		0,1	0,1	210	180	260	220	270	660	Вогнутая
120	130	1	1	250	250	290	340	350	410	Выпуклая
		0,5	0,5	260	250	260	300	310	440	Слегка вогнутая, почти плоская
		0,3	0,3	200	200	210	270	380	460	Слегка вогнутая, почти плоская
		0,1	0,1	150	140	200	220	250	400	Вогнутая

Моделировался простой вариант нагрева тигля, в котором удельный тепловой поток внутрь тигля через стенку тигля равен удельному тепловому потоку через дно тигля. Другие параметры расчета взяты из [1, 12, 13]. Примеры расчета теплового поля в кристаллах показаны на рисунке (изотермы проведены с интервалом 50 К, единица длины на осях рисунков равна 1 см, угол разрастания кристалла (от оси кристалла) равен  $45^\circ$ ,  $d=80 \text{ мм}$ ,  $H=1,5d$ ). Результаты моделирования представлены в виде таблицы.

Анализ данных таблицы позволяет сделать ряд заключений.

1. Существует оптимальное значение параметра  $\lambda_1/\lambda=0,3\dots 0,5$  (при соответствующем значении параметра  $\varepsilon_{c1}/\varepsilon_c=0,3\dots 0,5$ ), при котором зависимость  $G(r)$  имеет наиболее равномерное распределение по радиусу кристалла на фронте кристаллизации при малых значениях модуля температурного градиента  $G$ . Дальнейшее снижение параметра  $\lambda_1/\lambda$  до значения 0,1 делает распределение  $G(r)$  менее равномерным и сопро-

вождается увеличением модуля  $G$ , особенно в периферийной области кристалла, при  $r \geq (7/8)R$ .

2. При выращивании кристалла из тигля, диаметр  $D$  которого близок диаметру  $d$  кристалла, распределение  $G(r)$  становится менее зависимым от параметра  $\lambda_1/\lambda$ , а достигаемые значения модуля  $G$  становятся меньшими. При приближении  $D$  к  $d$  более равномерное распределение  $G(r)$  достигается при меньшем значении параметра  $\lambda_1/\lambda$ .

3. При увеличении диаметра кристалла  $d$  распределение  $G(r)$  становится менее зависимым от отношения  $d/D$ .

Полученные результаты должны приниматься во внимание для улучшения технологии выращивания совершенных монокристаллов иттрий-алюминиевого граната.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Пат. 21982А Украины. Способ выращивания монокристаллических пластин сложных тугоплавких оксидов / Н. П. Катрич, А. Я. Данько, Г. Т. Адонкин и др.— 1996.

2. Багдасаров Х. С., Фёдоров Е. А., Жеков В. И. и др. Дефекты и объемное поглощение в кристаллах  $Y_3Al_5O_{12}:Er^{3+}$ , выращенных

методом горизонтальной направленной кристаллизации // Труды Института общей физики.— 1989.— Т. 19. Лазеры на кристаллах иттрий-эрбий-алюминиевого граната.— С. 112—152.

3. Соединения редкоземельных элементов. Системы с оксидными элементами I—III групп.— М.: Наука, 1983.

4. Бондарь И. А., Королёва Л. Н., Безрук Е. Т. Физико-химические свойства алюминатов и галлатов иттрия // Неорг. материалы.— 1984.— Т. 20, № 2.— С. 257—261.

5. Багдасаров Х. С., Дедух Л. М., Жижейко А. И. и др. Исследование дислокационной структуры и оптических неоднородностей монокристаллов АИГ // Кристаллография.— 1970.— Т. 15, вып. 2.— С. 334—341.

6. Жуков А. И. Расчет температурного поля в кристалле, выращиваемом методом Чохральского.— Препринт ХФТИ 92-17.— Харьков: ХФТИ, 1992.

7. Зверев Г. М., Голяев Ю. Д., Шалаев Е. А., Шокин А. А. Лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом.— М.: Радио и связь, 1985.

8. Lan C. W., Tu C. Y. Tree-dimensional simulation of facet formation and the coupled heat flow and segregation in Bridgman growth of oxide crystals // J. Cryst. Growth.—2001.— Vol. 233.— P. 523—536.

9. Brandon S., Derby J. J. Heat transfer in vertical Bridgman growth of oxides: effects of conduction, convection and internal radiation // Ibid.— 1992.— Vol. 12.— P. 473—494.

К. ф.-м. н. В. А. БАЛИЦКАЯ, И. М. БРУНЕЦ, к. т. н. Н. М. ВАКИВ,  
Г. И. КЛЫМ, д. ф.-м. н. О. И. ШПОТЮК

Украина, г. Львов, Научно-производственное предприятие “Карат”,  
Институт пожарной безопасности МЧС  
E-mail: shpotyuk@novas.lviv.ua

Дата поступления в редакцию  
27.01 2005 г.

Оппонент д. т. н. А. А. ДРУЖИНИН  
(НУ “Львовская политехника”, г. Львов)

## ДЕГРАДАЦИОННЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ТОПОЛОГИЧЕСКИ РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ: 4. ОСОБЕННОСТИ ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОЙ КИНЕТИКИ

Как известно, деградационный временной «дрейф» того или иного контролируемого параметра материала  $\eta$ , т. е. скорость изменения этого параметра в процессе деградационного теста  $d\eta/dt$ , в наиболее общем виде описывается дифференциальным уравнением в форме степенной зависимости от времени  $t$  и самого параметра  $\eta$ :

$$\frac{d\eta}{dt} = -\lambda\eta^{\alpha}t^{\beta}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  — показатели, зависящие от исследуемого материала.

Различают пять типов решений дифференциального уравнения (1), получаемых в зависимости от характерных значений параметров  $\alpha$  и  $\beta$  [1—3], каждое из которых содержит определенный функционал (по-другому, релаксационную функцию — РФ), численно равный отношению изменению контролируемого параметра  $\eta$  в момент времени  $t$ . Для простоты изложения условимся рассматривать РФ только в нормализованном виде, т. е. в пределах изменения от 0 до 1.

При  $\alpha=1$  и произвольном  $\beta$  все РФ являются экспоненциально-степенными, т. к. в зависимости от продолжительности деградационного теста  $t$  они приобретают вид экспоненты, показатель которой, в свою очередь, является степенной функцией, т. е.

$$\eta(t) \sim \exp \left[ -\left( \frac{t}{\tau} \right)^{\kappa} \right]. \quad (2)$$

При таком подходе постоянная  $\tau$  в функционале (2) численно равна промежутку времени, в течение которого величина контролируемого параметра  $\eta$  уменьшается в  $e$  раз. Аналитически она определяется как

$$\tau = \frac{1+\beta}{\lambda} = \frac{\kappa}{\lambda}. \quad (3)$$

Если параметр  $\beta$  принимает значение 0 (что равнозначно  $\kappa=1$ ), то экспоненциально-степенная РФ (2) превращается в идеальную экспоненциальную РФ

$$\eta(t) \sim \exp \left[ -\left( \frac{t}{\tau} \right) \right], \quad (4)$$

иногда называемую еще мономолекулярной или дебаевской [4].

Постоянная  $\tau$  в функционале (4), определяющая уменьшение контролируемого параметра  $\eta$  в  $e$  раз, называется временем релаксации. По определению, время релаксации вводится только для идеального экспоненциального процесса, т. е. постоянная  $\tau$  в экспоненциально-степенной РФ (2), несмотря на количественное совпадение с  $\tau$  в РФ (4), временем релаксации в строгом смысле этого термина не является [5].

Экспоненциальная или мономолекулярная кинетика деградации характерна для процессов активационного типа, которые описывают переход системы в состояние термодинамического равновесия при помощи одного определенного параметра. Как правило, это процессы, определяющиеся одним единственным или, по меньшей мере, одним преобладающим значением энергии активации, не возмущенным дисперсионностью наложения дополнительных внешних факторов, в первую очередь, структурных. Не удивительно, что такие процессы наблюдаются, как правило, в кристаллографически упорядоченных твердых телах (моно- и поликристаллах).

Таким образом, экспоненциальная РФ (4) практически не применяется для описания релаксационных процессов в дисперсионных средах типа топологически разупорядоченных твердых тел. Тем не менее она дала хороший результат при изучении кинетики деградации электронно-индуцированного дихроизма в халькогенидных стеклах трисульфида мышьяка [6], что в значительной мере явилось неожиданностью. Сам по себе такой результат свидетельствует о том, что несмотря на характерную для халькогенидных стекол дисперсионность за счет флуктуаций параметров атомной структуры на уровнях ближнего и так называемого среднего порядка (длин и углов ковалентных химических связей, расстояний между прямо не связанными атомными блоками, межслоевого разделения и т. п.) [7], аннигиляция дефектных центров, вызывающих этот эффект, характеризуется не набором, а одним преимущественным значением энергии активации. Как оказалось, эта энергия близка к энергии диссоциации ковалентных химических связей, формирующих структурный каркас халькогенидного стекла. Вскоре, используя технику дифференциальной ИК Фурье-спектроскопии наведенного оптического отражения, было доказано, что искомыми дефектами являются разрушенные радиационным воздействием ковалентные связи "мышьяк—сера", изначально формирующие в стеклообразующем каркасе трисульфида мышьяка пирамидальные комплексы  $AsS_{3/2}$  [8].

Иногда кинетика деградации обусловлена одновременным вкладом нескольких дискретных релаксационных процессов, каждый из которых является простым экспоненциальным. В этом случае суммарный деградационный процесс, естественно, сохраняет экспоненциальность, адекватно описываясь линейной комбинацией отдельных функционалов типа (4) с набором независимых времен релаксации  $\tau_i$ . Общее количество составляющих РФ может быть довольно большим в зависимости от типа исследуемой системы. Так, в частности, в [9] было показано, что для некоторых стеклообразных веществ релаксационная кинетическая кривая, описываемая РФ (2) с показателем степени  $\kappa=0,455$ , может быть заменена более оптимальной, включающей 33 простых составляющих в форме идеальных экспонент типа РФ (4).

Показатель степени  $\kappa$  в функционале (2) по существу задает отклонение РФ от идеальной экспоненциальной кинетики (4), получаемой при  $\kappa=1$ ,

а не приближение к ней. Поэтому его еще иногда называют показателем неэкспоненциальности. Другими словами, все экспоненциально-степенные РФ, соответствующие значениям  $\kappa$ , большим или меньшим значения 1,0 в соответствии с (2), являются неэкспоненциальными. Графически они представлены на рис. 1 в виде зависимости контролируемого параметра  $y = \eta(t)$  от  $x = t/\tau$  для широкого интервала значений  $\kappa$ , включающего 0; 0,5; 0,7; 1,0; 1,3; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0 и 1000. Необходимо отметить, что для всего семейства экспоненциально-степенных РФ, получаемых при различных значениях показателя степени  $\kappa$ , а также для идеальной экспоненциальной РФ (4) точка ( $x = t/\tau = 1; y = e$ ) является общей, т. е. фокальной.

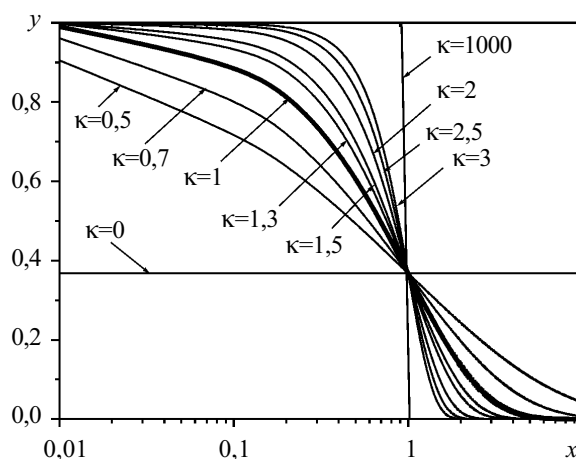


Рис. 1. Расширенный ( $0 < \kappa < 1$ ) и сжатый ( $\kappa > 1$ ) характер экспоненциально-степенной РФ  $y = \eta(t) = \exp[-(x)^\kappa]$  в зависимости от  $x = t/\tau$

Если  $0 < \kappa < 1$ , то РФ (2) приобретает так называемый расширенный или дробно-экспоненциальный характер, описывая деградационный процесс в предположении о непрерывном спектре времен релаксации. Ряд авторов называют эту РФ «дробной экспонентой» [10], однако далеко не всем этот термин представляется удачным. Поэтому в специализированной литературе можно встретить и другие названия этой РФ, в частности по имени авторов, применивших ее для описания релаксационной кинетики в некоторых материалах. Иногда эту РФ называют функцией Уильямса–Уоттса (G. Williams, D. C. Watts), использовавших ее для описания кинетики диэлектрической релаксации в полиэтиленакрилате [11]. Другое альтернативное ее название — РФ Де Баста–Джиларда (J. De Bast, P. Gilard) по имени авторов, описывающих этой функцией релаксацию механических напряжений в стеклах [12]. На наш взгляд, более обосновано называть эту РФ функцией Кольрауша (Kohlrusch), который применил ее для описания релаксационных процессов в сложных электронных и молекулярных системах значительно раньше вышеуказанных авторов [13]. Встречается и комбинированное название этой РФ как функции КУУ — Кольрауша–Уильямса–Уоттса (KWW — Kohlrusch–Williams–Watts) [14].

Механизмы деградационных процессов в топологически разупорядоченных твердотельных системах, приводящие к дробно-экспоненциальной РФ, доволь-

но многообразны. Среди них следует выделить две основные группы. К первой группе можно отнести механизмы, использующие представление о дисперсионном транспорте в неупорядоченных структурах [15, 16]. Дефекты, отвечающие за то или иное отклонение системы от состояния термодинамического равновесия, прежде чем окончательно застabilизироваться в процессе деградационного теста, принимают участие в многократных процессах захвата и освобождения возбужденных носителей. Количественные параметры элементарных актов захвата и освобождения образуют непрерывный спектр в соответствии со структурной разупорядоченностью твердотельной системы. Основой второго механизма служит модель иерархически ограниченной динамики релаксации [16], т. е. каждая отдельная релаксационная перестройка в разупорядоченной структуре твердого тела становится возможной только после релаксации предыдущих уровней, создающих для нее благоприятные условия, например, в форме освободившегося свободного объема.

Отметим, что входящие в дробно-экспоненциальную РФ постоянные имеют вполне определенный физический смысл. Так, в частности, показатель  $k$  в функционале (2) характеризует ширину временного интервала релаксационного процесса (при стремлении  $k$  к 0 релаксационный процесс становится бесконечным во времени). Как видно из рис. 1, по сравнению с простой экспонентой, получаемой при  $k=1$ , расширенный или дробно-экспоненциальный характер РФ отвечает более плавному затуханию контролируемого параметра  $y=\eta(t)$  в области малых времен ( $x=1/\tau < 1$ ) и более «затянута» в области больших времен ( $x=1/\tau > 1$ ). Другими словами, идеальная экспоненциальная кривая (4) при переходе к дробно-экспоненциальной РФ как будто растягивается во времени, приближаясь асимптотически к прямой  $y=e$  по мере стремления показателя степени  $k$  к 0.

Принимая во внимание, что дробно-экспоненциальная РФ соответствует кинетике релаксационных процессов в предположении о дисперсионном транспорте в разупорядоченных средах [15, 16], следует ожидать, что она окажется наиболее оптимальной для описания кинетических зависимостей деградации электрофизических свойств топологически разупорядоченных материалов различного фазового состава при условии однотипности происхождения этих фаз. Иначе говоря, можно предположить, что вне зависимости от фазового состава (а следовательно, и технологических условий получения, определяющих этот состав) кинетические характеристики термоиндуцированных деградационных процессов в однотипных по своей природе топологически разупорядоченных системах (например, керамических композитах, получаемых высокотемпературным спеканием, или ковалентно-увязанных сеточных стекол типа оксидных или халькогенидных стекол, синтезированных путем охлаждения расплава, и т. п.) будут приобретать характерный растянутый вид, соответствующая дробно-экспоненциальной РФ с показателем степени  $0 < k < 1$ .

В качестве примера рассмотрим кинетику деградации электрического сопротивления ( $\Delta R/R_0$ ) керамических терморезисторов на основе манганитов переходных металлов состава  $\text{Cu}_{0,1}\text{Ni}_{0,8}\text{Co}_{0,2}\text{Mn}_{1,9}\text{O}_4$  при температуре  $170^\circ\text{C}$ , показанную на рис. 2. Для исследований были отобраны одно- и двухфазные образцы керамики, спекаемые при максимальной температуре  $1200^\circ\text{C}$ . Отличие состояло в температурном режиме закалки образцов: одни из них дополнительно выдерживались при  $920^\circ\text{C}$  (температура стабилизации основной шпинельной фазы), после чего резко охлаждались до комнатной температуры, сохраняя при этом свою однофазность, другие — закаливались непосредственно от  $1200^\circ\text{C}$ , приобретая при этом характерную двухфазную структуру с большим количеством дополнительных солевых включений типа NiO. Установлено, что несмотря на существенное различие в максимальном значении относительного дрейфа электрического сопротивления  $\Delta R/R_0$  (около 20% для двухфазных образцов и только 7—8% для однофазных после 500-часового проведения деградационного теста), в обоих случаях кинетика деградации адекватно описывалась дробно-экспоненциальной РФ. Похожие результаты были получены и для других образцов терморезисторной керамики состава  $\text{Cu}_x\text{Ni}_{1-x-y}\text{Co}_{2y}\text{Mn}_{2-y}\text{O}_4$ , причем механизм термодegradации в них был комплексным, включая не только катионное перераспределение, но и более сложные междуфазовые массообменные процессы [17].

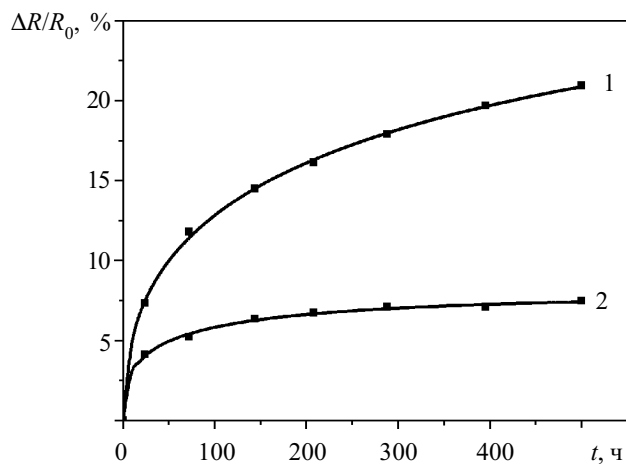


Рис. 2. Кинетика деградации электрического сопротивления ( $\Delta R/R_0$ ) одно- (кривая 2) и двухфазных (кривая 1) образцов терморезисторов на основе шпинельной керамики  $\text{Cu}_{0,1}\text{Ni}_{0,8}\text{Co}_{0,2}\text{Mn}_{1,9}\text{O}_4$

Таким образом, в топологически разупорядоченных твердотельных системах типа керамических композитов сложного фазового состава дробно-экспоненциальная кинетика релаксации является доминирующей.

Однако решая общее дифференциальное уравнение деградации (1), можно получить не только вариант растянутой или дробно-экспоненциальной РФ (2) при выполнении условия  $0 < k < 1$ , но и вариант так называемой сжатой экспоненты при условии  $k > 1$ . Как видно из рис. 1, такой характер кинетики отвечает меньшим изменениям контролируемого параметра  $y=\eta(t)$  при  $x=t/\tau < 1$  и значительно большим изменениям при  $x=t/\tau > 1$ . В результате временной интервал релаксационного процесса сокращается и сам он перемещается в область  $t \approx \tau$ . При этом наблюдаемая кинетика деградации приобретает специфический порогообразный вид, т. е. изменения контролируемого параметра  $y=\eta(t)$  незначительны в начале и в конце де-

градационного теста, претерпевая наиболее существенный «скачок» вблизи  $x=t/\tau=1$ . По мере стремления показателя степени к бесконечности сжатая экспоненциально-степенная РФ становится «ступенькой» высотой  $y=1$ , оставаясь при этом строго привязанной к фокальной точке ( $x=t/\tau=1$ ;  $y=e$ ).

По всей вероятности, такое поведение свойственно сложным физическим процессам в топологически разупорядоченных средах, включающим два и более элементарных процесса, принципиально различных по своему происхождению, например таких как процессы диффузии, испарения, адсорбции, выгорания фазовых включений, химического взаимодействия основной фазы с инородными примесями (включая адсорбированные из окружающей среды) и т. п. Эти процессы, как правило, требуют различной энергии для своей реализации. Кроме того, они являются взаимозависимыми во времени в том смысле, что для прохождения одного из них необходимо выполнение дополнительных условий, состоящих в полном или частичном завершении предыдущего процесса или его определенной стадии. Другими словами, основной релаксационный процесс, наблюдающийся в области  $x=t/\tau=1$ , начинается только после определенного «подготовительного» этапа, характеризующегося значительно меньшей энергией активации.

В качестве примера рассмотрим кинетику деградации электрического сопротивления в толсто пленочных образцах терморезисторов состава  $\text{Cu}_{0,1}\text{Ni}_{0,1}\text{Co}_{1,6}\text{Mn}_{1,2}\text{O}_4$  (так называемый Со-обогащенный состав манганитной керамики  $\text{Cu}_x\text{Ni}_{1-x-y}\text{Co}_{2y}\text{Mn}_{2-y}\text{O}_4$  [17]) при температуре  $170^\circ\text{C}$  (см. рис. 3), содержащих помимо основной шпинельной фазы (пространственная группа  $\text{Fd}\bar{3}m$ ) остатки органического наполнителя СМ-2 в стеклосвязующем НТ-521-4 с небольшим количеством оксида висмута. В процессе получения толстые пленки отжигали при  $850^\circ\text{C}$  (длительность отжига — 15 мин) с последующим плавным понижением температуры. Общая продолжительность технологического процесса спекания составляла около 45 мин, что, как оказалось, явно недостаточно для получения однофазного состава пленок. Кроме того, необходимо отметить, что с целью проведения электрофизических измерений сами толстые пленки наносились непосредственно не на керамические подложки (алюминатная керамика типа Rubalit 708S), а на предварительно подготовленные серебряные контактные площадки (для измерения электросопротивления вторая такая площадка наносилась сверху терморезисторной пленки методом сеткотрафарета).

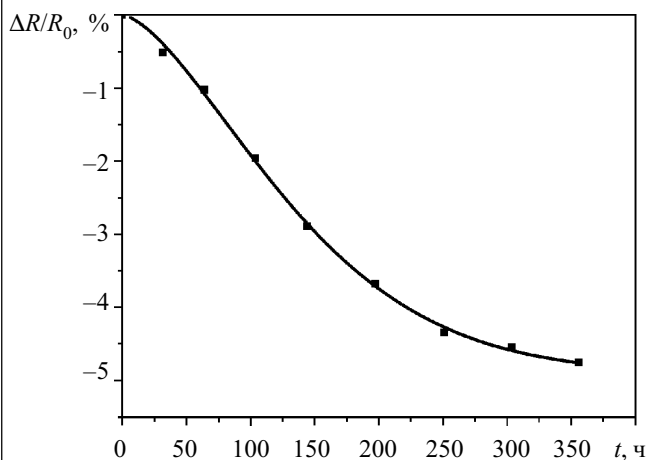


Рис. 3. Кинетика деградации электрического сопротивления  $\Delta R/R_0$  толстых пленок  $\text{Cu}_{0,1}\text{Ni}_{0,1}\text{Co}_{1,6}\text{Mn}_{1,2}\text{O}_4$

Таким образом, в конечном итоге исследуемый образец представлял собой сложную твердотельную систему, включающую контактирующие между собой серебряные электроды и толстую пленку, в состав которой входили кристаллитные зерна основной шпинели  $\text{Cu}_{0,1}\text{Ni}_{0,1}\text{Co}_{1,6}\text{Mn}_{1,2}\text{O}_4$ , межзеренные границы, внутренние поры, а также стеклосвязка НТ-521-4 с остатками невыгоревшей органики. Общая длительность деградационного теста составляла 356 ч, а измерения электрического сопротивления  $R$  проводили при температуре  $25^\circ\text{C}$  после последовательных этапов термоэкспонирования образцов в течение 64, 104, 144, 198, 251, 304 и 356 ч.

Ранее нами было показано, что при этих условиях в толстых пленках Cu- и Ni-обогащенных составов шпинельной керамики  $\text{Cu}_x\text{Ni}_{1-x-y}\text{Co}_{2y}\text{Mn}_{2-y}\text{O}_4$  (составы  $\text{Cu}_{0,8}\text{Ni}_{0,1}\text{Co}_{0,2}\text{Mn}_{1,9}\text{O}_4$  и  $\text{Cu}_{0,1}\text{Ni}_{0,8}\text{Co}_{0,2}\text{Mn}_{1,9}\text{O}_4$ , соответственно), характеризующихся достаточно однородной структурой при практически полном отсутствии невыгоревших органических компонентов, наблюдался так называемый эффект термического «шока» [18]. Он проявлялся в виде резкого увеличения электрического сопротивления толстых пленок уже в первом цикле деградации при  $170^\circ\text{C}$  с последующим сохранением его на постоянном уровне в процессе дальнейшего продолжения деградационного теста. Однозначно определить кинетику деградации по этим данным оказалось невозможным ввиду малости параметра  $\tau$  (он присутствует не только в выражении экспоненциально-степенной РФ (2), но и в других РФ, являющихся альтернативным решением общего дифференциального уравнения деградации [1—3]). Поэтому предполагалось, что в отличие от обычной монолитной керамики с большим содержанием внутренних пустот и характерными значениями  $\tau$  на уровне нескольких сотен часов [19] исследуемые толстые пленки  $\text{Cu}_{0,8}\text{Ni}_{0,1}\text{Co}_{0,2}\text{Mn}_{1,9}\text{O}_4$  и  $\text{Cu}_{0,1}\text{Ni}_{0,8}\text{Co}_{0,2}\text{Mn}_{1,9}\text{O}_4$ , отличающиеся относительной однородностью структуры при малой пористости (за счет введения порошка стекла НТ-521-4 и оксида висмута  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ), проявляют довольно быстрый собственный дрейф сопротивления уже после нескольких часов деградационного теста. Другими словами, механизм термодegradации предполагался идентичным в монолитной керамике и толстых пленках смешанных оксиманганитов переходных металлов указанного состава, а все отличие между ними сводится к количественным параметрам изменения электрического сопротивления.

Совершенно иная картина характерна для термодegradации толстых пленок Со-обогащенного состава  $\text{Cu}_{0,1}\text{Ni}_{0,1}\text{Co}_{1,6}\text{Mn}_{1,2}\text{O}_4$  шпинельной керамики  $\text{Cu}_x\text{Ni}_{1-x-y}\text{Co}_{2y}\text{Mn}_{2-y}\text{O}_4$  (см. рис. 3). Собственные термоиндуцированные изменения структуры в этих образцах чрезвычайно малы и нивелируются на фоне более существенных процессов с участием инородных включений, в частности не полностью выгоревшей органической связки. В результате вместо положительного изменения  $\Delta R/R_0$ , характерного для собственной термодegradации практически всех керамических композитов [19], в исследуемых толстых пленках  $\text{Cu}_{0,1}\text{Ni}_{0,1}\text{Co}_{1,6}\text{Mn}_{1,2}\text{O}_4$  наблюдается противоположный «отрицательный» эффект уменьшения сопротивления. Используя процедуру поиска оптимального аналитического решения общего дифференциаль-

ного уравнения деградации [1—3] установлено, что кинетика данного эффекта однозначно описывается сжатой экспоненциально-степенной РФ (2) со значением показателя  $k \approx 1,5$ .

Исследуя элементный состав толсто пленочных образцов  $\text{Cu}_{0,1}\text{Ni}_{0,1}\text{Co}_{1,6}\text{Mn}_{1,2}\text{O}_4$  (в перпендикулярном направлении по отношению к серебряным электродам) до и после деградационного теста с помощью электронного сканирующего микроскопа LEO 982, зафиксировано проникновение металлического серебра вглубь пленки почти на 4—5 мкм, причем увеличение содержания этого металла наблюдается главным образом в областях межзеренных границ. В составе же самой толстой пленки в этих местах практически полностью исчезает характерный светлый налет невыгоревшей органической связки. Значит, в процессе деградационного теста активируются по меньшей мере два взаимосвязанных инородных процесса — «выгорание» остатков органической связки между контактирующими зернами шпинели с одновременным проникновением в освободившееся пространство металлического серебра. В результате сопротивление толстой пленки уменьшается не только за счет улучшения межзеренных контактов (т. е. уплотнения пленки), но и за счет появления в межзеренном пространстве проводника.

\*\*\*

Таким образом, в твердотельных топологически разупорядоченных средах возможны деградационные превращения, описываемые идеальной экспоненциальной кинетикой, при условии что они определяются одним преобладающим значением энергии активации вне зависимости от структурной дисперсности системы. Во всех других случаях следует ожидать неэкспоненциальную кинетику деградации, соответствующую расширенной или сжатой РФ (2). Расширенная или дробно-экспоненциальная кинетика с показателем  $0 < k < 1$  характерна для собственных деградационных превращений в системах, однотипных по своей природе. Деградационные превращения, включающие два и более элементарных, принципиально различных по своему происхождению, могут описываться сжатой экспоненциально-степенной РФ (2).

## ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Вакив Н. М., Балицкая В. А., Шпотюк О. И., Буткевич Б. Деградационные превращения в топологически разупорядоченных твердых телах: 1. Математические модели кинетики // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2003.— № 4.— С. 61—64.

2. Balitska V., Shpotyuk O., Vakiv M. Degradation of dynamic radiation-induced effects in chalcogenide vitreous compounds // Inzynieria Materialowa.— 2001.— N 4.— P. 189—192.

3. Balitska V. O., Butkievich B., Shpotyuk O. I., Vakiv M. M. On the analytical description of ageing kinetics in ceramics manganese-based NTC thermistors // Microelectronics Reliability.— 2002.— Vol. 42.— P. 2002—2007.

4. Hilfer R. Analytical representations for relaxation functions of glasses // J. Non-Cryst. Solids.— 2002.— Vol. 305.— P. 122—126.

5. Mazurin O. V. Relaxation phenomena in glass // J. Non-Cryst. Solids.— 1977.— Vol. 25.— P. 130—169.

6. Balitska V. O., Shpotyuk O. I., Vakiv M. M. Degradation of electron-induced dichroism in glassy  $\text{As}_2\text{S}_3\text{-Sb}_2\text{S}_3$  // Ukr. J. Phys. Optics.— 2000.— N 2.— P. 107—110.

7. Фельц А. Аморфные и стеклообразные неорганические тела.— М.: Мир, 1986.

8. Shpotyuk O. I., Balitska V. O. Electron-induced dichroism in vitreous  $\text{As}_2\text{S}_3$ : physical features and microstructural mechanism // Phys. Stat. Sol.— 1998.— Vol. 165.— P. 295—302.

9. Kovacs A. J., Hutchinson J. M., Aklonis J. J. Iso-baric volume and enthalpy recovery of glasses. I. A critical survey of recent phenomenological approaches.— In: The structure of non-crystalline materials.— 1977.— London.— P. 167—172.

10. Corsaro R. D. Volume relaxation of dry and wet boron trioxide in the glass transformation range following a sudden change of pressure.— Phys. Chem. Glasses.— 1976.— Vol. 17.— P. 13—22.

11. Williams G., Watts D. C. Ton-symmetrical dielectric relaxation behaviour arising from a simple empirical decay function // Trans. Faraday Soc.— 1970.— Vol. 66.— P. 80—85.

12. De Bast J., Gilard P. Variation of the viscosity of glass and relaxation of stresses during stabilization // Phys. Chem. Glasses.— 1963.— Vol. 4, N 4.— P. 117—128.

13. Kohlrausch F. Uber die elastische nachwirkung bei der torsion // Pogg. Ann.— 1863.— Bd 119.— S. 337—368.

14. Gomez D., Alegria A. On the empirical functions describing the  $\alpha$ -relaxation of glass-forming systems // J. Non-Cryst. Sol.— 2001.— Vol. 287.— P. 246—251.

15. Emelianova E. V., Hertogen P., Arkhipov V. I., Adriaenssens G. I. A model of photoinduced anisotropy in chalcogenide glasses // J. Non-Cryst. Sol.— 2000.— Vol. 266—269.— P. 954—958.

16. Гусаров А. И., Дмитрюк А. В., Кононов А. Н., Машков А. А. Долговременная кинетика активационных спектров пострадиационной релаксации в стеклах // ЖЭТФ.— 1990.— Т. 97.— С. 525—540.

17. Plewa J., Altenburg H., Ochrymowych R. et al. New NTC electroceramics based on transition-metal manganites in thick-film performance / Abstract book of 8th Intern. Conf. on Electronic Ceramics and Their Application.— 2002.— Rome, Italy.— Aug. 25—28.— P. 154—155.

18. Клим Г. І., Балицька В. О., Вакив М. М. та ін. Особливості термодеградаційних ефектів в товстих плівках змішаних оксиманганітів перехідних металів // Вісн. нац. ун-ту «Львів. політехніка».— 2004.— № 510: Елементи теорії та прилади твердотільної електроніки.— С. 98—102.

19. Vakiv M. M., Shpotyuk O. I., Balitska V. O. et al. Ageing behavior of electrical resistance in manganese NTC ceramics // J. Europ. Ceram. Soc.— 2004.— Vol. 24.— P. 1243—1246.

## НОВЫЕ КНИГИ

**Щука А. А. Электроника.— СПб: БХВ-Петербург, 2005.— 800 с.**

Рассмотрены основные разделы электроники: вакуумная и плазменная электроника, полупроводниковая электроника и микроэлектроника, оптическая и квантовая электроника, функциональная электроника. В содержание каждой части введена историческая справка об этапах становления и развития данного направления электроники. Каждый раздел содержит контрольные вопросы и задачи с решениями, некоторые из них выполнены с помощью стандартных компьютерных программ.

Для студентов электронных, радиотехнических и радиофизических специальностей вузов, аспирантов и инженеров соответствующих специальностей.

К. т. н. В. Е. КУТНИЙ, Д. В. КУТНИЙ, к. ф.-м. н. А. В. РЫБКА,  
к. ф.-м. н. А. С. АБЫЗОВ, к. ф.-м. н. Л. Н. ДАВЫДОВ,  
Д. В. НАКОНЕЧНЫЙ, И. Н. ШЛЯХОВ

Украина, ННЦ «Харьковский физико-технический институт»  
E-mail: kutny@kipt.kharkov.ua

Дата поступления в редакцию  
28.10.2004 г.

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

## ВЛИЯНИЕ ТЕРМООБРАБОТКИ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА CdZnTe-ДЕТЕКТОРОВ $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ

*Рассмотрено влияние термообработки (ТО) на вольт-амперные и спектротметрические характеристики детекторов  $\gamma$ -излучения из соединения  $Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te$   $p$ -типа. Определен оптимальный режим ТО.*

Хотя нанесение контактов на полупроводниковые полуизолирующие материалы, как правило, не выделяется в качестве отдельного аспекта технологии изготовления детектора  $\gamma$ -излучения, ясно, что контакты во многом определяют электрофизические свойства полупроводникового детектора.

Наиболее используемым материалом для нанесения контактов на поверхность детекторов из CdTe и CdZnTe является золото (Au). При этом контакты, нанесенные методом вакуумного напыления, обладают хорошими адгезионными свойствами, в то время как химическое осаждение золота дает контакты с худшей адгезией, но с меньшими токами утечки, что, соответственно, увеличивает электросопротивление детектора.

Свойства контактов также существенным образом зависят от термообработки (ТО), проводимой после процесса их нанесения, которая влияет как на морфологию поверхности, так и на ее химический состав [1], однако физический механизм этого явления еще недостаточно изучен.

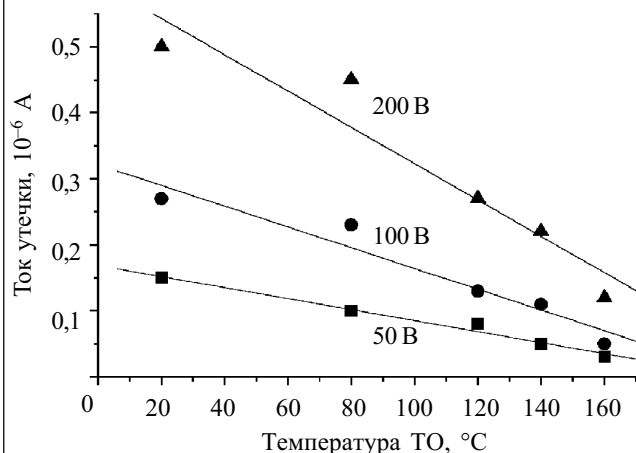


Рис. 1. Зависимость тока утечки от температуры ТО на воздухе при напряжениях смещения 50, 100 и 200 В [3]

Работа выполнена при поддержке Научно-технического центра Украины, проект № 1787.

В работе [2] исследуется влияние различных режимов ТО на свойства барьерных Au-контактов, нанесенных на CdZnTe-материал  $n$ -типа. После нанесения контактов проводилась их термообработка в вакууме и на воздухе при температуре 300°C в течение 1 ч. Показано, что значение тока утечки образцов, термообработанных на воздухе, на два порядка больше, чем у детекторов, прошедших аналогичную ТО в вакууме.

В работе [3] исследовалось влияние температуры ТО (на воздухе и в вакууме) на электрические и спектротметрические свойства CdTe-детекторов  $p$ -типа. На рис. 1 приведена зависимость тока утечки от температуры ТО на воздухе. Уменьшение тока утечки авторы [3] объясняют увеличением высоты электрического барьера на границе раздела "металл—полупроводник" вследствие качественной модификации подконтактной области и увеличением толщины оксидного слоя TeO<sub>2</sub>. При исследовании влияния температуры ТО на воздухе на спектротметрические характеристики детекторов было замечено, что в интервале температур 120—140°C происходит улучшение (примерно в 5 раз) энергетического разрешения детектора. Кроме того, вплоть до 150°C наблюдается увеличение амплитуды импульса, но эффективность сбора заряда резко падает после 120°C.

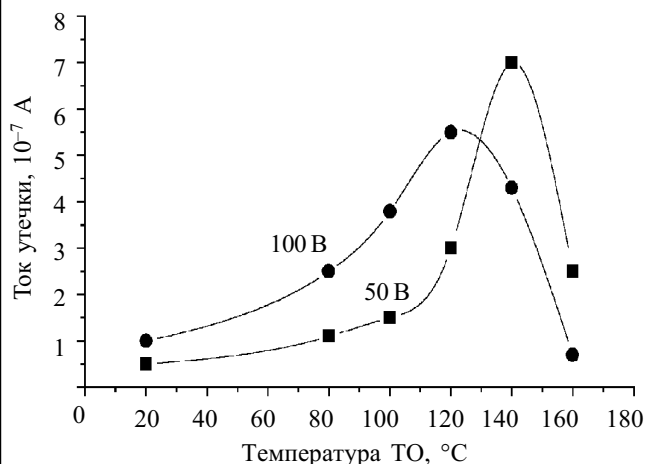


Рис. 2. Зависимость тока утечки от температуры ТО в вакууме при напряжениях смещения 50 и 100 В [3]

На рис. 2 приведена зависимость тока утечки от температуры ТО в вакууме. Ток утечки достигает мак-

симума в районе 140°C, т. е. высота барьера снижается. Однако при температуре выше 140°C ток утечки начинает падать. Тем не менее спектрометрические характеристики детекторов (амплитуда импульса, эффективность сбора заряда), термообработанных в вакууме, ухудшаются во всем интервале температур ТО.

В работе [4] рассматривалась температурная зависимость сопротивления детекторов из CdTe и CdZnTe. Показано, что после термообработки происходит увеличение сопротивления детектора в интервале температур от -40 до +80°C. Увеличение сопротивления, по-видимому, связано с эффектами, протекающими на боковых поверхностях и на границе раздела "металл(Au)—полупроводник".

Из приведенных выше данных видно, что термообработка влияет на изменение электрофизических и спектрометрических характеристик детекторов на основе CdTe и CdZnTe. Однако эти изменения зависят от вида материала (*p*- или *n*-типа), типа контактов. При этом сложно сказать, какой вид ТО (в вакууме или на воздухе) и какая температура являются оптимальными для получения максимально высоких эксплуатационных свойств детектора. Кроме того, в результате ТО, наряду с модификацией границы раздела "металл—полупроводник", может происходить изменение свойств боковой поверхности детектора. Поэтому не ясно, какой из этих двух факторов в большей степени влияет на изменение электрофизических свойств детектора после ТО.

Цель данной работы заключается во введении операции ТО после нанесения золотых контактов в технологию изготовления CdZnTe-детекторов  $\gamma$ -излучения, исследовании влияния термообработки на электрофизические свойства детекторов и оптимизации режимов этой обработки для получения омических контактов со стабильными характеристиками, обеспечивающих высокие эксплуатационные свойства датчиков  $\gamma$ -излучения.

**Методика эксперимента**

Монокристалл Cd<sub>0,9</sub>Zn<sub>0,1</sub>Te *p*-типа выращивался методом Бриджмена под высоким давлением инертного газа. Из слитка вырезались параллелепипеды размерами 5×5×2 мм, заготовки проходили стандартную механическую и химическую обработку (химическую отмывку, шлифовку, полировку, травление). Контакты наносились химическим осаждением Au из тетрахлорауриновой кислоты (HAuCl<sub>4</sub>·4H<sub>2</sub>O).

После нанесения контактов проводилась их термообработка на воздухе в интервале температур от 80 до 170°C; время ТО — от 1 до 5 ч.

Для измерений ВАХ использовался универсальный вольтметр типа В7-21 с ценой деления 20 пА и источник питания с регулируемым выходом. Относительная погрешность измерения не превышала ±10%. Амплитудные спектры были получены при помощи стандартного спектрометрического тракта с зарядочувствительным предусилителем, в качестве источника  $\gamma$ -излучения использовался радионуклид <sup>241</sup>Am.

Для определения влияния ТО на свойства подконтактного слоя и боковой поверхности детектора на один из образцов методом фотолитографии были нанесены золотые электроды с «охранным» кольцом. Ширина «охранного» кольца составляла 0,5 мм.

**Экспериментальные результаты**

На рис. 3 и 4 показано изменение электросопротивления детектора и тока утечки от температуры ТО. Видно, что с ростом температуры наблюдается рост электросопротивления и падение токов (аналогичная тенденция наблюдается и для ТО на воздухе детекторов из CdTe [3], см. рис. 1). Максимальное значение электросопротивления детекторов и минимум тока утечки достигаются после термообработки при 140—160°C. При дальнейшем повышении температуры (выше 160°C) происходит ухудшение электрических параметров детектора, что, по-видимому, связано с ухудшением свойств боковой поверхности детектора после ТО при более высоких температурах.

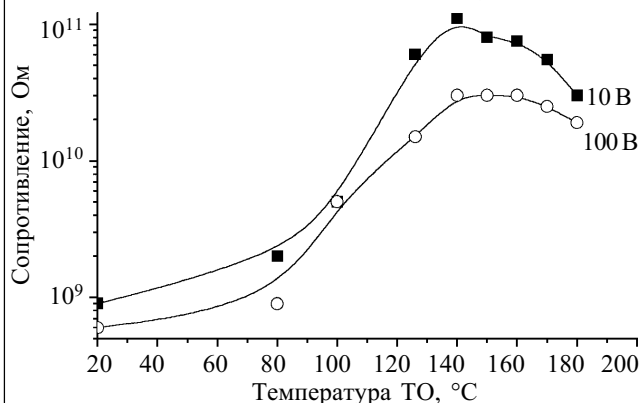


Рис. 3. Зависимость электросопротивления CdZnTe-детектора от температуры ТО при напряжениях смещения 10 и 100 В

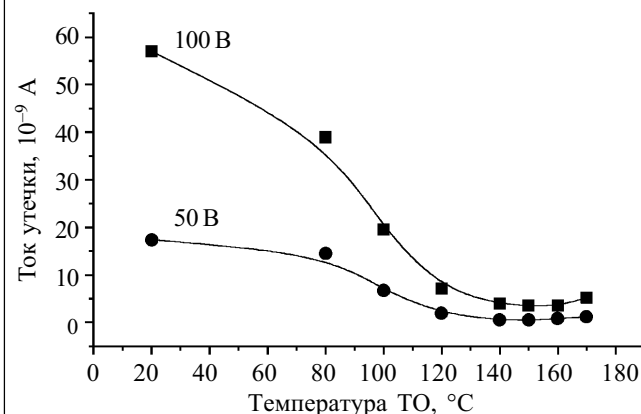


Рис. 4. Зависимость тока утечки CdZnTe-детектора от температуры ТО при напряжениях смещения 50 и 100 В

Чтобы сравнить, каким образом термообработка влияет на свойства боковой поверхности и границы раздела, была проведена ТО детектора с «охранным» кольцом. На рис. 5 представлены ВАХ такого детектора до и после ТО. Отметим, что в результате ТО ток через центральный электрод (который определяется объемом кристалла) уменьшился в значительно большей степени, чем ток через охранное кольцо, в который основной вклад дает ток утечки через боковую поверхность кристалла. Отсюда можно заключить, что изменение электрофизических характеристик детектора после ТО в большей степени связано с модификацией границы раздела "металл—полупроводник", чем боковой поверхности.

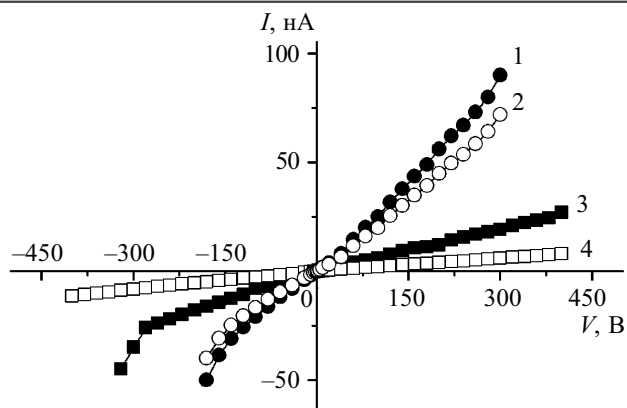


Рис. 5. Изменение ВАХ детектора с «охранным» кольцом в результате ТО: ток по боковой поверхности до ТО (1) и после ТО (2); ток через объем кристалла до ТО (3) и после ТО (4)

Исследовалось влияние времени термообработки на электрофизические свойства CdZnTe-детекторов. Был проведен ряд термообработок при фиксированной температуре продолжительностью от 1 до 5 ч. Результаты исследований приведены на рис. 6, откуда видно, что модификация границы раздела и свойств Au-контактов происходит уже после первого часа термообработки. Дальнейшее увеличение времени ТО при фиксированной температуре не приводит к заметным

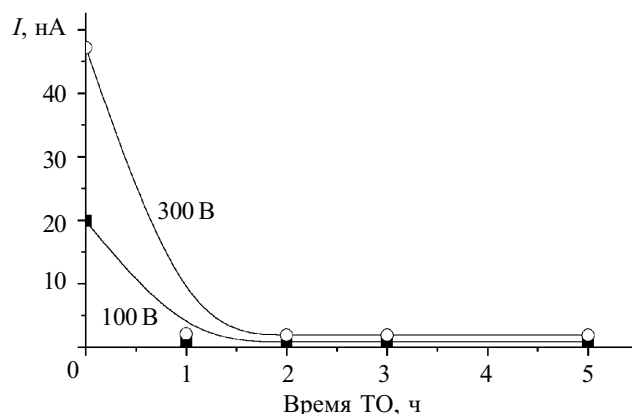


Рис. 6. Изменение тока утечки CdZnTe-детектора после проведения ТО при 140°C (1, 2, 3 и 5 ч) и напряжениях смещения 100 и 300 В

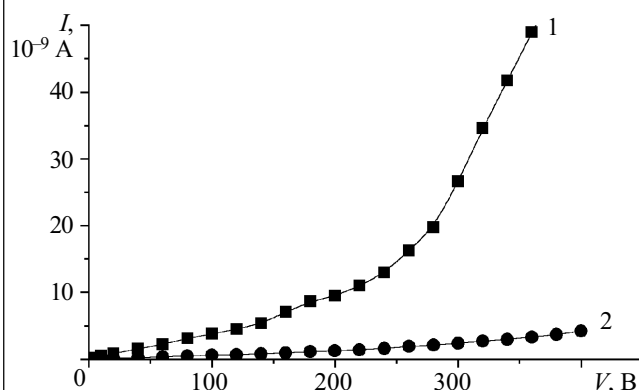


Рис. 7. Вольт-амперные характеристики планарного CdZnTe-детектора: 1 — до ТО; 2 — после ТО (140°C, 1 ч)

изменениям свойств детектора. Характерные вольт-амперные характеристики планарного CdZnTe-детектора до и после проведения термообработки по оптимальному режиму (140°C, 1 ч) приведены на рис. 7.

Исследовалось влияние термообработки на спектрометрические свойства CdZnTe-детекторов. На рис. 8 представлены амплитудные спектры радионуклида <sup>241</sup>Am, полученные детектором CdZnTe до ТО при напряжении смещения  $U_{см} = 100$  В и после ТО ( $U_{см} = 100$  В,  $U_{см} = 200$  В). Следует отметить, что до ТО невозможно было измерить амплитудные спектры при напряжении смещения выше 100 В из-за значительных токов утечки детектора и, соответственно, высокого уровня шумов. Из рис. 8 видно, что хотя после термообработки спектр изменяется слабо при напряжении смещения 100 В, ТО позволяет повысить рабочее напряжение детектора до 200 В, после чего, помимо пика 59,9 кэВ, начинают появляться пики 13 и 17 кэВ, что говорит об улучшении спектрометрических характеристик детектора.

Использование омических контактов обеспечивает достаточно однородное электрическое поле внутри полупроводникового кристалла, т. к. приложенное напряжение смещения распространяется равномерно на весь объем детектора. Кроме того, преимущество омического контакта заключается в уменьшении влияния захвата дырок на формирование сигнала в детекторе и уменьшении влияния пространственного заряда (явление поляризации) в детекторе. Омический контакт всегда обеспечивает термодинамически равновесную плотность как основных, так и неосновных носителей заряда, в результате на границе раздела не происходит накопления или истощения зарядов. В структуре "металл—полупроводник—металл" с омическими контактами наблюдается линейная и симметричная ВАХ.

Чтобы определить омичность контактов до и после термообработки, использовалась аппроксимация вольт-амперной характеристики функцией  $J(V) = aV^b$ , где  $a$  и  $b$  — подгоночные параметры. Параметр  $b$  часто называют коэффициентом омичности, поскольку при  $b=1$  контакт дает линейную (омическую) ВАХ.

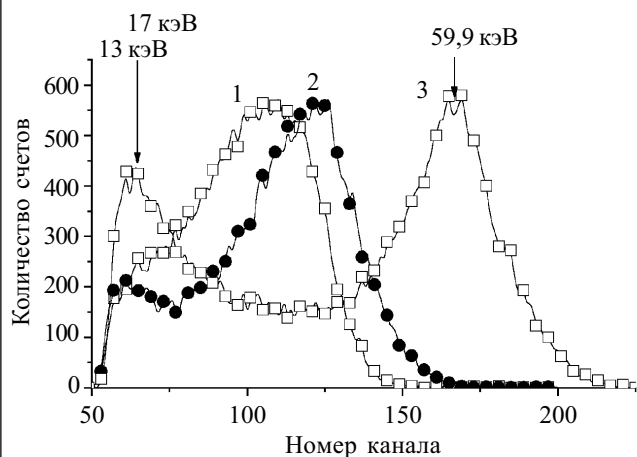


Рис. 8. Амплитудные спектры радионуклида <sup>241</sup>Am, полученные детектором CdZnTe: 1 — до проведения ТО,  $U_{см} = 100$  В; 2 — после проведения ТО,  $U_{см} = 100$  В; 3 — после проведения ТО,  $U_{см} = 200$  В

Для исследованных образцов до проведения ТО коэффициент омичности составлял 1,0097, после ТО — 1,0041. Таким образом, термообработка улучшает омические свойства контактов.

**Выводы**

Из приведенных выше экспериментальных данных видно, что термообработка на воздухе после химического осаждения золотых контактов приводит к значительному изменению электрофизических характеристик детекторов  $\gamma$ -излучения на основе CdZnTe *p*-типа. Показано, что эти изменения обусловлены в большей степени модификацией границы раздела "металл—полупроводник", чем изменением свойств боковой поверхности детектора.

Изменение электрофизических свойств детекторов зависит от режимов термообработки. Оптимальным режимом ТО для получения наилучших электрофизических характеристик детекторов является температура 140°C, время обработки 1 ч; дальнейшее увеличение времени термообработки (до 5 ч) уже не влияет на изменение электрофизических характеристик детектора. Оптимальный режим ТО позволяет повысить рабочее напряжение детектора, в результате чего

происходит улучшение спектрометрических характеристик детекторов.

Полученные результаты демонстрируют высокую температурную стойкость CdZnTe-детекторов: нагрев до 160°C не приводит к необратимому изменению электрофизических характеристик, что позволяет детектору нормально функционировать после восстановления рабочей температуры.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Rouse A. A., Csaba Szeles, Ndap J. O. Interfacial chemistry and performance of bromine-etched CdZnTe radiation detector devices // IEEE Transaction on Nuclear Science.— 2002.— Vol. 49, N 4.— P. 2005—2009.
2. George M. A., Collins W. E., Chen K. T. et al. Study of electroless Au film deposition on ZnCdTe crystal surfaces // J. Appl. Phys.— 1995.— Vol. 77(7).— P. 3134—3137.
3. Mergui S., Hage-Ali M., Koebel J. M., Siffert P. Thermal annealing of gold deposited contacts on high resistivity p-type CdTe nuclear detectors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research.— 1992.— Vol. A 322.— P. 375—380.
4. Белецкий Н. И., Полянский Н. Е., Кутный В. Е. и др. Температурная зависимость сопротивления детекторов из CdTe и CdZnTe // Вісник Харківського національного університету. Сер. Радіофізика та електроніка.— 2002.— № 544.— С. 155—158.

Д. т. н. В. А. МОКРИЦКИЙ, О. В. МАСЛОВ,  
к. т. н. Ю. Е. НИКОЛАЕНКО, д. т. н. М. В. МАКСИМОВ

Украина, Одесский национальный политехнический университет  
E-mail: olegmaslov@farlep.net

Дата поступления в редакцию  
27.09 2004 г.—12.04 2005 г.

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

**БЛОК ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ  
НА ОСНОВЕ CdZnTe ДЛЯ СИСТЕМ  
РАДИАЦИОННОГО КОНТРОЛЯ**

*Пропорциональный импульсный режим работы CdZnTe-детектора позволяет существенно повысить качество измерений, компенсировать энергетическую зависимость чувствительности.*

Блоки детектирования, предназначенные для измерения мощности дозы гамма-излучения в воздухе, входят в состав аппаратуры контроля радиационной безопасности (АКРБ) атомных электростанций. Находящиеся в настоящее время в эксплуатации блоки детектирования системы АКРБ-03 выработали свой ресурс, а сама система, разработанная более 20 лет назад, морально устарела. Очевидно, что новые блоки детектирования должны обладать более высокими метрологическими и эксплуатационными показателями, чем подлежащие замене. Существенный прорыв в улучшении метрологических и эксплуатационных характеристик детекторов может быть получен только на основе применения новых материалов, в частности, широкозонных полупроводников, таких как CdZnTe [1].

В большинстве случаев использование CdZnTe-детекторов является более предпочтительным по сравнению с традиционными газоразрядными детектора-

ми и новыми полупроводниковыми кремниевыми детекторами. Например, применение CdZnTe позволяет (без применения какого-либо дополнительного охлаждения) регистрировать  $\gamma$ -излучение энергии около 10 кэВ — в отличие от детекторов на основе Si, обеспечивающих измерение мощности дозы для энергий выше 50—60 кэВ. Другим преимуществом CdZnTe-детекторов по сравнению с указанными является существенно более высокая эффективность регистрации гамма-излучения, обусловленная высоким атомным номером.

Применение CdZnTe для измерения мощности дозы ограничивается тем, что чувствительность детектора в диапазоне энергий  $\gamma$ -излучения 10 кэВ—3 МэВ изменяется более чем в 10 раз. Для снижения погрешности, обусловленной зависимостью чувствительности CdZnTe-детектора от энергии  $\gamma$ -излучения, предлагается использовать цифровую коррекцию выходного сигнала [2, 3].

В статье рассматривается один из вариантов практического решения задачи создания современного блока детектирования с использованием новых детекторных материалов за счет применения цифровой коррекции выходного сигнала.

Коррекция осуществляется путем изменения частоты импульсов на выходе блока детектирования в зависимости от энергии зарегистрированного излучения  $E_\gamma$ :

$$n_{out} = n_{inp} K(x), \quad (1)$$

где  $n_{out}$  — частота импульсов на выходе блока детектирования;  
 $n_{inp}$  — частота импульсов на выходе предусилителя детектора;  
 $K(x)$  — коэффициент изменения частоты импульсов на выходе блока детектирования;  
 $x$  — номер канала, соответствующего энергии  $E_\gamma$ .

Численное значение коэффициента изменения частоты импульсов на выходе блока детектирования определяется на основании аналитической зависимости отношения чувствительности детектора к регистрируемому  $\gamma$ -излучению  $S(E_\gamma, x)$  и чувствительности к  $\gamma$ -излучению с энергией, на которой проводилась градуировка детектора,  $S(E_{\gamma k}, x)$ :

$$\epsilon(E_\gamma) = \frac{\int_{x_{min}}^{x_{max}} S(E_\gamma, x) \cdot K(x) dx}{\int_{x_{min}}^{x_{max}} S(E_{\gamma k}, x) dx}, \quad (2)$$

где  $\epsilon(E_\gamma)$  — заданная относительная зависимость чувствительности детектора от энергии;  
 $x_{min}$  — номер канала, соответствующего уровню шума.

Для практической реализации коррекции выходного сигнала блока детектирования предлагается использовать кусочно-линейную интерполяцию аналитической зависимости заданной относительной зависимости чувствительности детектора от энергии (2) в виде [2]

$$\epsilon(E_\gamma) = \frac{\begin{bmatrix} S(E_{\gamma_1}, x_1)K(x_1) \\ S(E_{\gamma_1}, x_1)K(x_1) + S(E_{\gamma_2}, x_2)K(x_2) \\ \dots \\ S(E_{\gamma_1}, x_1)K(x_1) + S(E_{\gamma_2}, x_2)K(x_2) + \dots + S(E_{\gamma_j}, x_j)K(x_j) \end{bmatrix}}{\int_{N_{min}}^{N_{max}} S(E_{\gamma k}, x) dx} \times \quad (3)$$

Здесь  $N_{max}$  ( $N_{min}$ ) применяются для того, чтобы подчеркнуть разбиение энергетического диапазона на новое, существенно меньшее, число интервалов.

Таким образом, задача коррекции энергетической зависимости чувствительности заключается в определении значения  $K(x)$  для определенного энергетического диапазона зарегистрированных фотонов  $E_\gamma$ .

На первом этапе, при создании алгоритма цифровой коррекции энергетической зависимости чувствительности, использовались данные о коэффициенте  $K(x)$ , приведенные в [2]:

$\Delta x$ , кэВ	40...80	80...170	170...350	350...450	450...1100	1100...1500
$K(x)$	0,015625	0,039	0,625	3,875	4,5	22

При этом относительная зависимость чувствительности детектора от энергии равна:

$E_\gamma$ , кэВ	59	122	166	279	392	662	835	1250
$\epsilon(E_\gamma)$	1,03	1,00	1,05	0,99	1,04	1,02	0,93	1,00

Таким образом, погрешность, вызванная зависимостью чувствительности CdZnTe-детектора от энергии  $\gamma$ -излучения (“ход с жесткостью”), составляет 7%.

Экспериментально определенная максимальная мощность дозы, при которой имеется практическая возможность реализовать указанный алгоритм коррекции с дополнительной погрешностью 10%, составила 1 Гр/ч [4].

На рис. 1 приведена структурная схема дозиметрического блока детектирования с цифровой коррекцией “хода с жесткостью”. (Разработанный детектор по габаритам и выходным сигналам совместим с блоком детектирования БДМГ-41.)

При взаимодействии ионизирующих излучений с материалом детектора на его выходе появляются импульсы отрицательной полярности с амплитудой сигнала, пропорциональной поглощенной в кристалле энергии. Сигнал, снимаемый с кристалла детектора, поступает на предварительный зарядочувствительный усилитель. Далее сигнал усиливается в основном усилителе до напряжений, достаточных для работы АЦП и нормализатора импульсов. Однокристальная микроЭВМ (ОЭВМ) и АЦП образуют анализатор спектра (в ядерной спектрометрии чаще применяется термин “многоканальный анализатор импульсов”). Последующая обработка спектра с целью определения коэффициента изменения частоты импульсов на выходе блока детектирования проходит в соответствии с алгоритмом, описанным выше. Также на ОЭВМ поступа-

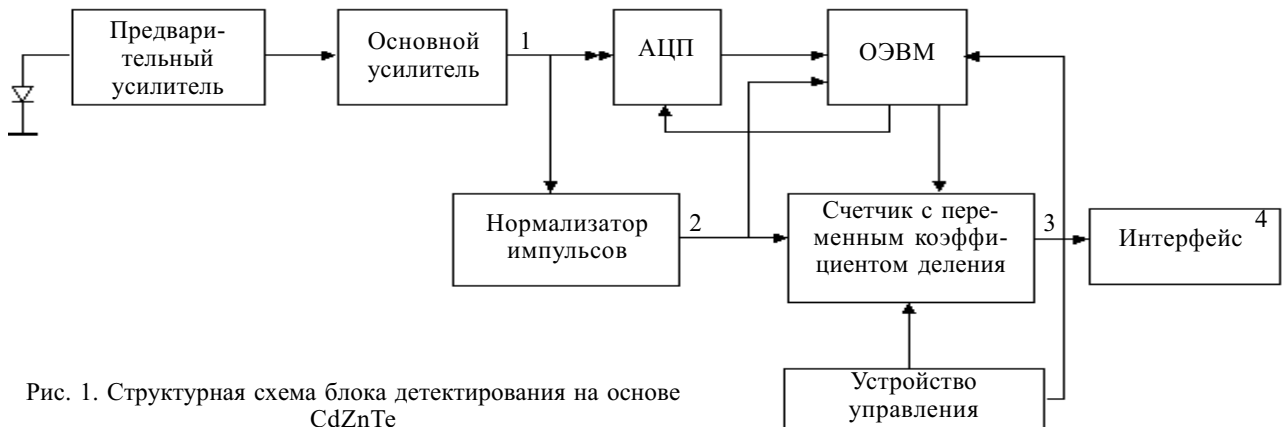


Рис. 1. Структурная схема блока детектирования на основе CdZnTe

ют импульсы с нормализатора для определения скорости счета. ОЭВМ, в свою очередь, управляя счетчиком с переменным коэффициентом деления, корректирует энергетическую зависимость чувствительности CdZnTe-детектора.

С выхода счетчика скорректированные импульсы стандартной амплитуды, соответствующей уровням логического "0" и "1" используемой элементной базы, поступают на узел интерфейса. Узел интерфейса преобразует указанные импульсы по длительности и амплитуде, необходимой для работы канала АКРБ. Такое дополнительное формирование сигнала необходимо из-за того, что канал передачи данных АКРБ не соответствует современным стандартам передачи информации.

Рис. 2 иллюстрирует обработку сигнала в блоке детектирования при измерении одинаковой мощности дозы для гамма-излучения различной энергии (цифровые обозначения согласно рис. 1). Ввиду высокого эффективного атомного номера CdZnTe на выходе основного усилителя (соответственно CdZnTe-детектора и предварительного усилителя) число зарегистрированных гамма-квантов больше для меньших значений энергии (см. 1 рис. 2).

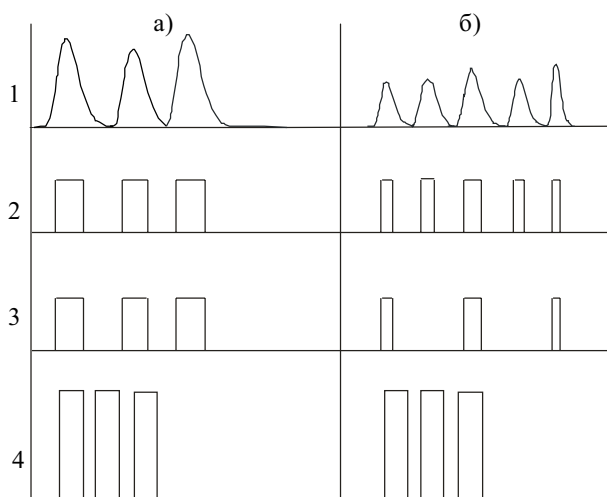


Рис. 2. Временная диаграмма работы блока детектирования на основе CdZnTe при измерении одинаковой мощности дозы для гамма-излучения различной энергии (для б энергия гамма-излучения меньше, чем для а)

Недостатком приведенного технического решения является небольшой динамический диапазон измеряемых значений мощности дозы. Поэтому в развитие его предложен вариант блока детектирования, в котором алгоритм коррекции сигнала на выходе блока реализуется при помощи сигнального процессора.

При этом на вход сигнального процессора подается цифровой код, пропорциональный амплитуде импульса при регистрации гамма-кванта, полученный в результате преобразования высокоскоростным АЦП, установленным непосредственно после выхода зарядочувствительного предварительного усилителя. Этот подход был детально разработан при создании спектрометров гамма-излучения [5].

Анализ показал, что требуемое значение погрешности за счет энергетической зависимости чувствительности может быть достигнуто при использовании 10-разрядных АЦП AD9411 Analog Devices с частотой дискретизации 170 МГц. При этом количество уровней квантования определяется требованием измерять мощность дозы гамма-излучения с энергией не менее 10 кэВ; такой минимальной энергии и соответствует применение 10-разрядных АЦП.

\*\*\*

Таким образом, применение современных методов и технических средств цифровой обработки сигналов позволило разработать блок детектирования для измерения мощности дозы гамма-излучения на основе CdZnTe. Применение цифровой коррекции выходного сигнала позволяет преодолеть главное ограничение применения CdZnTe-детекторов в составе систем радиационного контроля.

Успешные испытания опытных образцов блоков детектирования на действующих АЭС подтвердили правильность предложенных решений.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Мокрицкий В. А., Ленков С. В., Маслов О. В., Савельев С. А. Обработка монокристаллов CdZnTe для применения в датчиках  $\gamma$ -излучения // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2001.— № 3.— С. 9—10.
2. Горев В. С., Кожемякин В. А., Матвеев О. А. и др. Применение детекторов на основе теллурида кадмия в дозиметрии гамма-излучения // Приборы и техника эксперимента.— 1981.— № 1.— С. 60—64.
3. Kopp M. K., Valentine K. H., Williams J. A., Bamberger R. H. New method of gamma dose-rate measurement using energy-sensitive counters // IEEE Trans. Nucl. Sci.— Vol/Issue: NS-34:1; Nuclear science and nuclear power systems symposium; 29 Oct 1986; Washington, DC, USA.— P. 616—618.
4. Олейник С. Г., Маслов О. В., Максимов М. В. Анализ возможностей применения однотипных технических средств и методического обеспечения для контроля состояния ядерного топлива и ядерных материалов в реальном времени // Ядерная энергетика.— 2004.— № 1.— С. 87—97.
5. Галченков О. Н., Маслов О. В., Олейник С. Г. Сравнение двух способов построения спектров в цифровом гамма-спектрометре // Ядерная и радиационная безопасность.— 2000.— Т. 3, вып. 3.— С. 61—63.

#### НОВЫЕ КНИГИ

**Волович Г. И. Схемотехника аналоговых и аналого-цифровых электронных устройств.— М.: Додэка-XXI, 2005.— 528 с.**

Освещены свойства и особенности применения аналоговых и аналого-цифровых интегральных микросхем: операционных усилителей, компараторов, таймеров, фильтров, линейных и импульсных стабилизаторов напряжения, коммутаторов, микросхем АЦП и ЦАП, различных датчиков.

Книга полезна специалистам в области электроники, автоматики, вычислительной техники, а также аспирантам и студентам соответствующего профиля.

К. т. н. Ю. Г. ДОБРОВОЛЬСКИЙ, Е. В. КОМАРОВ,  
М. П. БИКСЕЙ

Украина, г. Черновцы, ЦКБ "Ритм"  
E-mail: yuriydr@gmail.com

Дата поступления в редакцию  
23.12.2004 г.

Оппонент к. ф.-м. н. В. Д. ФОТИЙ  
(КТБ "Фотон", г. Черновцы)

## ДВУХСПЕКТРАЛЬНЫЙ ФОТОПРИЕМНИК

*Приведены результаты разработки двухспектрального фотоприемника, в котором фотодиоды расположены один над другим. Фотоприемник отличается повышенной чувствительностью верхнего фотодиода.*

Развитие систем, использующих оптические методы локации и передачи информации, предусматривает использование различного рода фотоприемников. Чаще всего в таких системах используются фоторезисторы, фотодиоды и фотоприемные устройства [1]. В последних предусмотрено предварительное усиление фотосигнала.

Как правило, электронно-оптические системы используют один оптический канал, который обеспечивает регистрацию оптического излучения одной длины волны или интегрального потока излучения в некотором спектральном диапазоне. Такой подход создает ряд трудностей при приеме оптического излучения в условиях оптических помех в области рабочих длин волн. Поэтому целью данной работы является решение такой актуальной задачи в области оптоэлектроники как повышение помехоустойчивости и надежности работы оптоэлектронной аппаратуры в условиях затрудненности прохождения оптического сигнала.

Наиболее часто используемый способ решения поставленной задачи заключается в повышении пороговой чувствительности разрабатываемых фотоприемников, в частности путем уменьшения уровня обратных токов и повышения чувствительности [2—6]. Несмотря на то, что такой подход дает определенные результаты, в некоторых случаях этого недостаточно.

Исследования, изложенные в этой работе, направлены на создание фотоприемника, способного обеспечить устойчивый прием оптического сигнала рабочей длины волны при наличии помех, ослабляющих этот сигнал. Техническое решение этой задачи заключается в использовании двухспектрального фотоприемника, представляющего собой оптоэлектронный прибор, работающий одновременно по двум оптическим каналам — на двух длинах волн оптического излучения или в двух спектральных диапазонах.

Обычно в таком приборе используются два фотоприемника. Нами рассмотрен случай, когда эти фотоприемники располагаются один над другим в стол-

бик [7]. Схематическое изображение такой структуры приведено на рис. 1. При этом первый, верхний фотоприемник является основным, а нижний, который поглощает все оптическое излучение, прошедшее сквозь верхний фотоприемник, является дополнительным и используется в качестве опорного. В такой структуре спектральный диапазон верхнего фотоприемника является определяющим по сравнению с чувствительностью нижнего, опорного фотоприемника. Преимущество такой структуры состоит в том, что информация может приниматься ею по двум оптическим каналам одновременно. При этом рабочие длины волн выбираются с учетом возможных условий эксплуатации прибора.

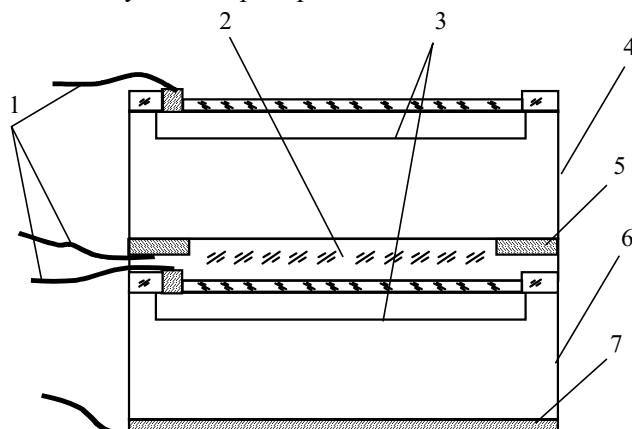


Рис. 1. Схематическое изображение фотоприемника с фотодиодами, расположенными в столбик: 1 — выводы фотодиодов; 2 — оптический клей; 3 —  $p-n$ -переходы; 4 — верхний фотодиод; 5 — тыльный металлический контакт с отверстием к верхнему фотодиоду; 6 — нижний фотодиод; 7 — тыльный металлический контакт к нижнему фотодиоду

В качестве основного фотоприемника выбран кремниевый  $p-i-n$ -фотодиод. Такое решение обусловлено тем, что при подаче на фотодиод обратного смещения определенной значения область объемного заряда в объеме кристалла фотодиода может быть растягнута на всю его толщину. Тем самым обеспечивается эффективный сбор фотогенерированных носителей заряда. Кроме того, такая конструкция способна свести к минимуму инерционные свойства фотодиода [2].

Рабочей длиной волны  $\lambda$  выбрано значение 1,06 мкм, поскольку волна такой длины способна проходить сквозь достаточно толстые слои кремния (с другой

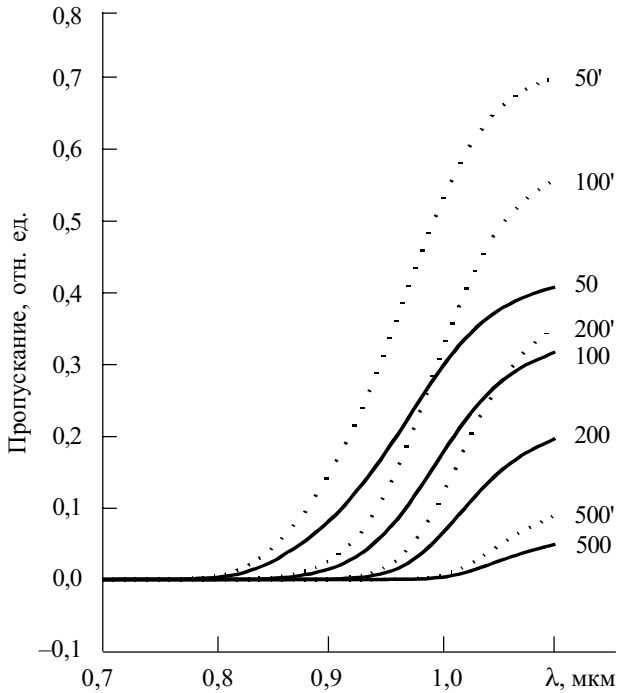


Рис. 2. Пропускание плоскопараллельной кремниевой пластины (50, 100, 200, 500 мкм) и пластины с нанесенной на обе стороны окисной пленкой толщиной 0,18 мкм (50', 100', 200', 500' мкм)

стороны, существуют серийно выпускаемые источники такого излучения). Для оценки количества излучения, способного пройти сквозь верхний фотодиод, а также для оценки коэффициентов отражения его поверхностей, рассчитаны спектры пропускания плоскопараллельных кремниевых пластин различной толщины при поглощении оптического излучения (рис. 2). Из расчетов следует, что только 5% оптического излучения с длиной волны 1,06 мкм проходит сквозь кремниевую пластину (кристалл фотодиода) толщиной 500 мкм с просветляющим слоем окисла кремния на обеих поверхностях. А при толщине кремниевой пластины 200 мкм через нее проходит до 20% излучения. Поэтому при расчете конструкции двухспектрального фотоприемника необходимо выбирать оптимальное соотношение между рабочими длинами волн, толщиной кристалла верхнего фотоприемника и величинами чувствительности верхнего и нижнего фотоприемников.

В двухспектральных фоточувствительных структурах, в которых фоточувствительные элементы (фотодиоды) расположены в столбик, фотодиод, расположенный сверху, является входным окном для опорного фотодиода, регистрирующего излучение с  $\lambda$  более 1,06 мкм. С другой стороны, этот фотодиод предназначен для регистрации более коротковолнового излучения, с  $\lambda$  менее 1,06 мкм. Значительная часть излучения с большей длиной волны (например, если в качестве опорного фотоприемника используется германиевый фотодиод с рабочей длиной волны 1,5 мкм) проходит сквозь кремниевый  $p-i-n$ -фотодиод через окно в контактном слое на его тыльной стороне. При этом значение чувствительности этого фотодиода меньше по сравнению с аналогичным фо-

тодиодом, имеющим сплошную металлизацию тыльной стороны.

Это явление связано с тем, что у кремниевых  $p-i-n$ -фотодиодов, оптимизированных на прием оптического излучения с  $\lambda=1,06$  мкм, общий контакт с тыльной стороны кристалла выполняется сплошным, т. е. покрывающим всю тыльную поверхность кристалла. При этом сплошной металлический контакт выполняет роль отражающего покрытия, которое отражает значительную часть излучения, не поглощенную объемом кристалла фотодиода и дошедшую до контакта. Глубина практически полного поглощения излучения с  $\lambda=1,06$  мкм составляет около 1000 мкм. Толщина же кристалла фотодиода, с учетом этого фактора, выбирается 400—500 мкм. Использование отражения оптического излучения тыльным контактом позволяет обеспечить двойное прохождение оптического излучения в объеме кристалла фотодиода и увеличить количество фотогенерированных носителей тока. При этом чувствительность фотодиода на длине волны 1,06 мкм увеличивается. В случае, когда металлический контакт с тыльной стороны кристалла выполнен не сплошным, а имеющим отверстие (как правило, соизмеримого с размерами фоточувствительного элемента верхнего фотодиода), двойное отражение оптического излучения отсутствует и чувствительность верхнего фотоприемника (кремниевого  $p-i-n$ -фотодиода) уменьшается.

Чувствительность фотодиода, в том числе кремниевое  $p-i-n$ -фотодиода, с учетом отражения излучения от тыльного контакта можно оценить с помощью выражения

$$S_{i\lambda} = (1 - R_{1\lambda}) \frac{e_0 \gamma_{\lambda} \lambda}{hc} (1 - e^{-\alpha_{\lambda} x_0}) (1 + R_{2\lambda} e^{-\alpha_{\lambda} x_0}), \quad (1)$$

где  $S_{i\lambda}$  — токовая монохроматическая чувствительность для заданной длины волны;

$R_{1\lambda} = 0,062$  — коэффициент отражения от поверхности "воздух-окисел-кремний" для заданной длины волны (1,06 мкм);

$e_0$  — элементарный электрический заряд (заряд электрона);

$\gamma_{\lambda}$  — коэффициент использования фототока (внутренний квантовый выход) для кремниевых  $p-i-n$ -структур со слабой рекомбинацией носителей, обусловленной практически отсутствием нейтральных областей; составляет примерно 0,95;

$\lambda$  — заданная длина волны;

$h$  — постоянная Планка;

$c$  — скорость света в вакууме;

$\alpha_{\lambda}$  — коэффициент поглощения излучения с заданной длиной волны в кремнии (для  $\lambda = 1,06$  мкм  $\alpha_{\lambda} \approx 1 \text{ мм}^{-1}$ );

$x_0$  — ширина области объемного заряда;

$R_{2\lambda} = 0,57$  — коэффициент отражения от тыльной поверхности, в данном случае от пленки хрома, который применяется в качестве адгезионного слоя для контакта "золото-кремний" (в случае золотого контакта без подслоя хрома коэффициент отражения  $R_{2\lambda} \rightarrow 1$ ).

При отсутствии отражения с тыльной стороны кристалла фотодиода ( $R_{2\lambda} \rightarrow 0$ ) общая величина чувствительности уменьшается. Величину такого уменьшения можно оценить выражением

$$\delta S_{i\lambda}(R_{2\lambda}) = 1 + R_{2\lambda} e^{-\alpha_{\lambda} x_0}. \quad (2)$$

С помощью выражения (2) несложно оценить, во сколько раз уменьшается чувствительность фотодио-

да на длине волны 1,06 мкм. Если принять, что в (1)  $x_0 \approx 400$  мкм, то  $S_{i\lambda}(R_{2\lambda})$  составит 1,57, что соответствует случаю, когда для улучшения адгезии золота с кремнием применяется подслоя хрома. Если же толщина подслоя хрома стремится к нулю, то величина  $R_{2\lambda}$  стремится к единице, и в идеальном случае  $\delta S_{i\lambda}(R_{2\lambda})$  будет равно 2, т. е. чувствительность фотодиода, не имеющего сплошного зеркального металлического контакта с тыльной стороны, в два раза меньше, чем чувствительность фотодиода, который имеет такой контакт.

С точки зрения поглощенной мощности оптического излучения чувствительность определяется как отношение фототока  $I_{\phi}$  к оптической мощности  $P$ , которая генерирует этот ток:

$$S_{i\lambda} = I_{\phi} / P. \quad (3)$$

Величину фототока можно выразить через произведение удельного фототока  $I_{\phi y}$  на площадь, освещаемую оптическим зондом, —  $S$ . С учетом отражения оптического излучения тыльным зеркальным контактом величина чувствительности будет равна

$$S_{i\lambda} \cong S_{i\lambda}^1 + S_{i\lambda}^2 = \frac{I_{\phi y}^1 S_1}{P} + \frac{I_{\phi y}^2 S_2}{P}, \quad (4)$$

где  $S_{i\lambda}^1$  — чувствительность, обусловленная оптическим излучением, падающим на фотодиод;

$S_{i\lambda}^2$  — чувствительность, обусловленная оптическим излучением, отраженным от тыльного зеркального контакта;

$I_{\phi y}^1$  — удельное значение фототока, генерированное с единичной площадки, которая обеспечивает чувствительность  $S_{i\lambda}^1$ ;

$I_{\phi y}^2$  — удельное значение фототока, генерированное с единичной площадки тыльного зеркального контакта, которая обеспечивает чувствительность  $S_{i\lambda}^2$ ;

$S_1$  — площадь фоточувствительного элемента, освещаемая падающим на фотодиод оптическим излучением;

$S_2$  — площадь, отражающая оптическое излучение на зеркальном тыльном контакте.

Как видно из (4), величину чувствительности верхнего кремниевого  $p-i-n$ -фотодиода для двухспектрального фотоприемника можно увеличить на величину второго слагаемого, которое в основном определяется площадью отражающего зеркального контакта с тыльной стороны кристалла фотодиода  $S_2$ . Очевидно, что сплошным этот контакт быть не должен, поскольку длинноволновое оптическое излучение не сможет проникнуть через верхний  $p-i-n$ -фотодиод.

Для увеличения чувствительности кремниевого  $p-i-n$ -фотодиода, расположенного сверху, согласно результатам, изложенным выше, необходимо изменить форму контакта с тыльной стороны кристалла фотодиода. Эта форма определяется следующими условиями:

— диаметром зонда оптического излучения, которое просвечивает кристалл фотодиода (в данном случае — оптическое излучение с  $\lambda=1,06$  мкм);

— чувствительностью фотоприемника, принимающего оптическое излучение, прошедшее через кристалл  $p-i-n$ -фотодиода, точнее — необходимая площадь, которая освещается этим излучением;

— возможностью поглощать и пропускать оптическое излучение, которое падает на кристалл фотодиода в виде оптического зонда достаточно малого диаметра.

Первое и третье условия обеспечиваются ячеистой структурой отражающего контакта, при этом ячейки могут быть представлены как отверстиями в металлизации, так и участками металлизации, в зависимости от требований к чувствительности  $p-i-n$ -фотодиода и фотоприемника, принимающего излучение, прошедшее через  $p-i-n$ -фотодиод. Во втором случае обеспечить электрический контакт между металлизированными изолирующими ячейками можно с помощью оптически прозрачной электропроводной пленки, например слоя ИТО (смесь  $In_2O_3$  и  $SnO_2$ ) или окиси олова  $SnO_2$ , которые являются прозрачными для оптического излучения с длиной волны более 0,3 мкм. Кроме того, эти соединения обеспечивают надежный электрический контакт. При использовании пленки окиси олова или смеси окислов индия и олова коэффициент отражения от тыльной стороны уменьшается до 0,134.

Второе условие определяется из требования обеспечения необходимого уровня чувствительности фотоприемника, принимающего оптическое излучение, прошедшее через кремниевый  $p-i-n$ -фотодиод, при заданном размере оптического зонда.

С учетом изложенного разработано два варианта конструкции  $p-i-n$ -фотодиода для двухспектрального фотоприемного устройства.

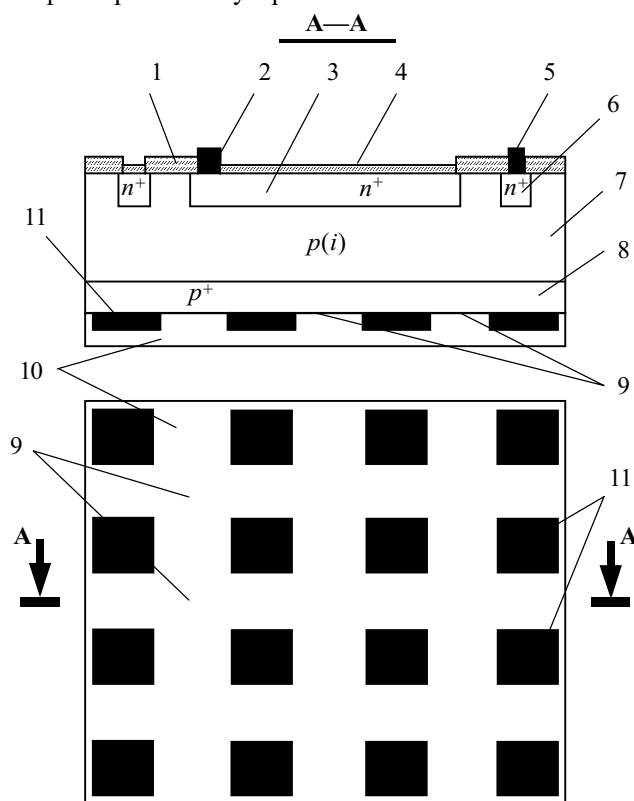


Рис. 3. Схематическое изображение кристалла  $p-i-n$ -фотодиода для двухспектрального фотоприемника и его сечение: 1 — защитный окисел; 2 — металлический контакт к фоточувствительному элементу; 3; 4 — просветляющее покрытие (окисел кремния); 5 — металлический контакт к охрannому кольцу; 6, 7 — кремниевая подложка  $p$ -типа проводимости (в объеме кремния при рабочем напряжении — область собственной проводимости  $i$ ); 8 — геттеризирующий слой; 9 — окна в металлическом контакте; 10 — оптически прозрачная в выбранном диапазоне длин волн токопроводящая пленка; 11 — металлический (зеркальный) контакт с тыльной стороны

В первом варианте отражающий контакт с тыльной стороны кристалла выполнен в виде ячеистой структуры. Ячейки представляют собой множество свободных от металлизации участков, минимальная площадь каждого из которых определяется из условия обеспечения требуемой чувствительности нижнего фотоприемника при заданном размере оптического зонда.

Во втором варианте конструкции тыльный контакт кристалла фотодиода представляет собой металлизированные ячейки, а общий контакт между ними осуществляется с помощью прозрачной в выбранном диапазоне длин волн токопроводящей пленки — например с помощью слоя ИТО (смесь  $In_2O_3$  и  $SnO_2$ ) или окиси олова  $SnO_2$ . В качестве примера на рис. 3 проиллюстрирован второй вариант конструкции кристалла фотодиода. При такой конструкции потери чувствительности верхнего, основного, кремниевого  $p-i-n$ -фотодиода, оптимизированного на длину волны 1,06 мкм, составляют не более 25%.

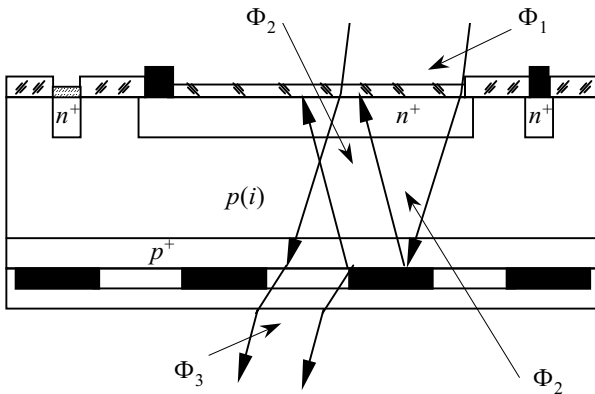


Рис. 4. Ход лучей падающего потока оптического излучения  $\Phi_1$  в объеме кристалла  $p-i-n$ -фотодиода для двухспектрального фотоприемника и за его пределами

Работа фотодиода проиллюстрирована рис. 4 и состоит в следующем. Поток оптического излучения  $\Phi_1$  определенной длины волны и определенного сечения попадает через фоточувствительный элемент в область объемного заряда фотодиода, где генерирует фотоносители, которые, разделяясь на  $p-n$ -переходе, порождают во внешней цепи некоторый фототок  $I_{\Phi_1}$ . Попадая на тыльный отражающий контакт, поток  $\Phi_1$  разделяется на два потока; один из них — отраженный поток  $\Phi_2$  — генерирует в области объемного заряда фотоносители, которые, разделяясь на  $p-n$ -переходе, дают во внешней цепи некоторый фототок  $I_{\Phi_2}$ . Поток, прошедший через окно в тыльном контакте ( $\Phi_3$ ), обеспечивает необходимую чувствительность нижнего приемника. Таким образом, общая величина фототока и, соответственно, чувствительности верхнего фотодиода будет равна сумме  $I_{\Phi_1}$  и  $I_{\Phi_2}$ .

С учетом разработанных технических решений было изготовлено несколько партий фотодиодов, предназначенных для работы в качестве верхнего фотодиода в двухспектральном фотоприемнике. Фотодиоды отличались формой металлического контакта с обратной стороны кристалла.

Следует отметить, что для успешной работы предложенный фотодиод должен быть выполнен из крем-

ния  $p$ -типа проводимости с удельным сопротивлением не меньше 10 кОм·см. Величина рабочего напряжения на фотодиоде должна обеспечивать расширение области пространственного заряда на всю толщину кристалла фотодиода. Это требование обусловлено тем, что неосновные носители заряда, генерированные оптическим излучением во всем объеме кристалла, собирались электрическим полем к  $p-n$ -переходу. Кроме того, высокое удельное сопротивление кремния как исходного материала и высокое напряжение (обычно оно составляет 100—200 В), которое прикладывается к  $p-n$ -переходу, позитивно влияют на инерционные свойства фотодиода. Металлический контакт с обратной стороны кристаллов фотодиодов выполнялся методом вакуумного напыления золота толщиной 0,5—0,7 мкм с подслоем хрома толщиной менее 0,1 мкм.

Первая группа фотодиодов имела сплошной контакт с тыльной стороны, вторая — окно в металлизации тыльной стороны, площадь которого равна площади фоточувствительного элемента (рис. 1). Третья группа фотодиодов имела тыльный контакт ячеистой формы (рис. 3).

Для оценки качества обеих конструкций  $p-i-n$ -фотодиода применительно к их использованию в двухспектральном фотоприемнике было проведено измерение токовой монохроматической чувствительности на длине волны  $\lambda=1,06$  мкм. Измерения проводились по стандартным методикам [8]. Результаты измерений приведены в таблице.

Токовая монохроматическая чувствительность ( $S_{ix}$ , A/Bm) кристаллов  $p-i-n$ -фотодиодов с различной формой металлизации контакта с их обратной стороны

Вариант 1 (сплошной контакт)	Вариант 2 (сплошное окно в контакте)	Вариант 3 (ячеистая структура контакта)
0,31	0,12	0,19
0,3	0,13	0,18
0,3	0,13	0,2
0,32	0,11	0,21
0,3	0,13	0,2
0,28	0,12	0,19
0,3	0,1	0,18
0,29	0,12	0,19
0,31	0,12	0,2
0,3	0,13	0,21

Как видно из таблицы, оптимальной является конструкция, в которой контакт с тыльной стороны кристалла выполнен в виде ячеистой структуры, в которой области, занятые металлизацией, чередуются с областями, свободными от нее. Размеры ячеек определяются размерами оптического зонда излучения с длиной волны 1,06 мкм.

\*\*\*

В результате проведенной работы можно сделать следующие выводы:

1. Разработана конструкция двухспектрального фотоприемника, в котором фотодиоды, оптимизированные на разные длины волн, расположены в столбик. Фотоприемник отличается повышенной чувствительностью верхнего фотодиода.

2. При расчете конструкции двухспектрального фотоприемника необходимо выбирать оптимальное соотношение между рабочими длинами волн, толщиной кристалла верхнего фотоприемника и величинами чувствительности верхнего и нижнего фотоприемников.

3. Исследованы факторы, влияющие на чувствительность верхнего фотодиода. Показано, что оптимальной является конструкция, в которой контакт с тыльной стороны кристалла выполнен в виде ячеистой структуры, в которой области, занятые металлизацией, чередуются с областями, свободными от нее. Размеры ячеек определяются размерами оптического зонда излучения с длиной волны 1,06 мкм.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Анисимова И. Д., Викулин И. М., Заитов Ф. А., Курмашев Ш. Д. Полупроводниковые фотоприемники: Ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра.— М.: Радио и связь, 1984.  
 2. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 2.— М.: Мир, 1984.

3. Годованюк В. Н., Добровольский Ю. Г., Остапов О. Э. и др. Состояние и перспективы микрофотоэлектронного комплекса в Черновицком регионе Украины // Прикладная физика.— 2003.— Вып. 3.— С. 72—83.  
 4. Ашеулов А. А., Годованюк В. Н., Добровольский Ю. Г. и др. Оптимизация надежности кремниевых  $p-i-n$ -фотодиодов по темновому току // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 1999.— № 1.— С. 35—38.  
 5. Астахов В. П., Гиндин Д. А., Карпов В. В., Сорокин К. В. О влиянии сопротивления поверхностного канала на темновой ток квадрантных  $p-i-n$ -фотодиодов на кремнии // Прикладная физика.— 1999.— Т. 2.— С. 79—85.  
 6. Ашеулов А. А., Добровольский Ю. Г., Безулик В. А. Воздействие электрического и магнитного полей на параметры полупроводниковых приборов // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2000.— № 1.— С. 33—35.  
 7. Добровольский Ю. Г., Комаров Е. В., Биксей М. П. Кремниевый фотодиод для двухспектрального фотоприемного устройства / Тр. Второй междунар. науч.-практ. конф. «Современные информационные и электронные технологии» ("СИЭТ-2001").— Одесса.— 2001.— С. 321—322.  
 8. ГОСТ 17772—88. Приемники излучения полупроводниковые фотоэлектрические и фотоприемные устройства. Методы измерения фотоэлектрических параметров и определение характеристик.— М.: Изд-во стандартов.— 1988.

*Д. т. н. С. И. ЮЦУК, к. ф.-м. н. С. А. ЮРЬЕВ,  
 П. С. КОСТЮК, В. И. БОНДАР*

Украина, НУ "Львовская политехника"  
 E-mail: syuryev@mail.ru

Дата поступления в редакцию  
 15.03 2005 г.  
 Оппонент *к. т. н. К. В. МАЛЫШЕВ*  
 (МГТУ им. Н. Э. Баумана, г. Москва)

**ПРИМЕНЕНИЕ ФЕРРОГРАНАТОВЫХ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР В СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ**

*На основе выращенных пленок железитриевого граната разработаны СВЧ полосно-пропускающие фильтры, линии задержки для использования в СВЧ-электронике.*

Проблема микроминиатюризации узлов и устройств радиоэлектронной аппаратуры не может быть решена без качественно новых материалов, к которым принадлежат феррогранатовые эпитаксиальные структуры (ФЭС). Применение ФЭС в сверхвысоко-частотной электронике вместо объемных монокристаллических резонаторов снижает производственные затраты, улучшает параметры приборов, позволяет использовать технологию интегральных схем, приводит к уменьшению габаритов и повышению надежности СВЧ-узлов [1—3].

Принцип работы устройств СВЧ-техники, создаваемых с использованием ФЭС, базируется как на однородном типе прецессии спинов [4], так и на распространении в ферритовой среде магнитостатических волн (МСВ) [5]. Характеристики распространения МСВ зависят от степени однородности внутреннего магнитного поля в кристалле, а величина потерь при этом непосредственно связана с качеством феррогранато-

вых пленок, которое определяется шириной линии ( $\Delta H$ ) ферромагнитного резонанса (ФМР), однородностью химического состава, толщины и магнитных параметров по площади пленки, стабильностью этих параметров в интервале рабочих температур.

Выращиваемые нами феррогранатовые пленки характеризуются широким диапазоном толщины и намагниченности, узкими линиями ФМР и малыми магнитными потерями, низкой дефектностью, однородностью по толщине и магнитным параметрам, повышенной термостабильностью намагниченности и резонансной частоты [6—8].

**Выращивание эпитаксиальных феррогранатовых пленок**

Пленки выращивали путем изотермического погружения монокристаллических подложек из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) ориентации (111) в перенасыщенный раствор-расплав ферритовой шихты с использованием растворителя  $PbO-V_2O_5$ . Подложки вырезали из монокристалла ГГГ, выращенного по методу Чохральского, с последующей их шлифовкой и полировкой до 14-го класса чистоты. Толщина подложек составляла 0,5 мм. Для эпитаксиального выращивания использовали автоматизированную установку с компьютерным управлением технологиче-

скими операциями. Точность поддержания температуры в зонах печи составляла  $\pm 0,1$  К. Толщина выращенных пленок находилась в интервале от единиц до десятков микрон.

Исследования структуры и состава эпитаксиальных пленок выполняли с помощью электронного микроскопа с рентгеновским микроанализатором «Сомбах». Измерение параметров ферромагнитного резонанса (в том числе и намагниченности насыщения) тонких пленок (единицы микрон) выполняли на образцах-резонаторах круглой формы диаметром от 1 до 5 мм, которые изготавливали из ФЭС методом ультразвуковой и механической резки и химического травления [9].

Отметим, что при изготовлении резонатора с помощью ультразвуковой и механической резки возникает дефектность по его периметру, которая вызывает появление многих мод в СВЧ-спектре с ненулевыми волновыми векторами в узком диапазоне частот. В то же время при химическом травлении отсутствие дефектов на краях резонатора позволяет наблюдать на нем однородный ферромагнитный резонанс (рис. 1). Что касается ширины линии ферромагнитного резонанса, величина которой определяет магнитные потери, то для резонаторов с толщиной пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ)  $Y_3Fe_5O_{12}$  в пределах 1,8...2,7 мкм, изготовленных ультразвуковой резкой, она составляла 1,2...1,7 Э, а для резонаторов, полученных химическим травлением, — 0,35...0,55 Э.

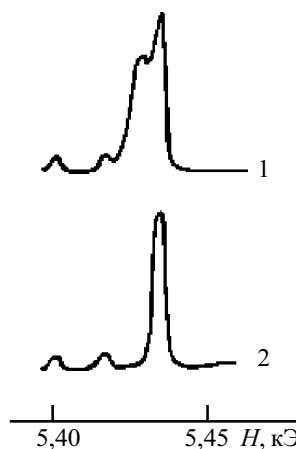


Рис. 1. Спектры ферромагнитного резонанса двух образцов диаметром 1 мм с толщиной слоя ЖИГ 3 мкм, изготовленных с помощью ультразвуковой резки (1) и химического травления (2)

Измерение параметров ферромагнитного резонанса толстых феррогранатовых пленок (десятки микрон) выполняли неразрушающим методом «магнитная яма» [10, 11]. Он заключается в создании в ферритовой пленке локализованной области круглой формы диаметром 1...2 мм, в которой выполняются условия ферромагнитного резонанса. Для пленок ЖИГ толщиной от 50 до 92 мкм ширина линии ферромагнитного резонанса, измеренная методом «магнитной ямы», находилась в пределах от 0,55 до 1,28 Э.

#### Изготовление волноводных элементов и резонаторов из ФЭС

Скорость распространения магнитоэлектрических волн на два-четыре порядка меньше скорости распространения электромагнитных волн, что позволяет создавать на основе ФЭС компактные устройства с использованием технологии гибридных и монолит-

ных интегральных схем. Линии задержки (ЛЗ), в том числе и дисперсионные ЛЗ, фильтры, направленные ответвители, — вот лишь некоторые примеры из перечня таких устройств [12—15]. Устройства на магнитоэлектрических волнах служат для распознавания, контроля и обработки сигналов в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн [16].

Наилучшей средой для распространения магнитоэлектрических волн являются монокристаллические пленки ЖИГ [17]. В некоторых устройствах на поверхности пленок ЖИГ формируют отражающие решетки в виде канавок. Такие решетки используются для управления дисперсией волн и при создании некоторых типов фильтров и резонаторов. При формировании канавок на ферритовой пленке необходимо обеспечить вертикальный профиль травления, получить определенную глубину и ширину канавки с высокой точностью и воспроизводимостью.

Отдельные волноводные структуры ЖИГ можно изготавливать механическим вырезанием из диска ФЭС элемента определенной конфигурации и заданных размеров. Однако резка приводит к частичному разрушению сопредельного слоя ферритовой пленки и вызывает механические напряжения, отрицательно влияющие на ее параметры. Поэтому промышленные методы изготовления волноводных структур, на наш взгляд, также должны основываться на травлении пленок ЖИГ с последующим механическим разделением элементов, получаемых на общей ФЭС [9].

В работе [18] приведены результаты исследования ионно-лучевого, жидкостно-химического и лазер-стимулированного травления пленок ЖИГ. Ионно-лучевое травление выполняли на установке ионно-химического травления ИИ-4-015 с источником ионов «Радикал». Скорость травления пленок ЖИГ составляла  $2 \cdot 10^{-4}$  мкм/с. В качестве защитной маски использовали двухслойную систему — пленки титана и фоторезиста ФП-383. Этот способ полностью соответствует требованиям, предъявляемым к формированию в пленках ЖИГ канавок глубиной до 1 мкм для отражающих структур.

Жидкостно-химическое травление пленок ЖИГ осуществляли в горячей ортофосфорной кислоте. Роль защитной маски выполняла пленка  $SiO_2$ , которую наносили разными способами: высокочастотным распылением мишени, осаждением из паровой фазы и пиролизным осаждением в реакторе пониженного давления. Наиболее качественные маскирующие пленки  $SiO_2$  получены последним из методов. Жидкостно-химическое травление пленок ЖИГ является многофакторным процессом, зависящим от температуры травителя, времени выдержки травителя при данной температуре, скорости притока новых порций травителя к поверхности пленки, наличия механических напряжений в структуре пленки. Скорость травления пленок ЖИГ при температуре травителя 540 К достигала 0,2 мкм/с.

Перспективным фактором при травлении феррогранатовых пленок является использование лазерного излучения для стимулирования гетерогенных химических процессов [19—21]. Мы провели испытания процесса жидкостно-химического травления пле-

нок ЖИГ, стимулированного излучением аргонового лазера с диапазоном волн  $\lambda=488...514$  нм. Коэффициент поглощения ЖИГ на длине волны 500 нм составляет  $5200 \text{ см}^{-1}$ . Излучение лазера фокусировали на поверхность ФЭС ЖИГ, помещенной во фторопластовую ванну, заполненную ортофосфорной кислотой. Ванна с помощью электропривода перемещалась относительно лазерного луча со скоростью 24 мкм/с. Эффективная скорость травления достигала 20 мкм/с при мощности лазерного луча 0,6 Вт. Поскольку на длине волны 500 нм галлий-гадолиниевый гранат практически не поглощает лазерного излучения, то процесс травления пленки ЖИГ заканчивается на границе с подложкой из ГГГ. Метод представляет значительный интерес для изготовления отдельных волноводных структур.

### Устройства СВЧ-электроники на ФЭС

На основе выращенных нами пленок ЖИГ были разработаны СВЧ полосно-пропускающие фильтры и линии задержки, пригодные для создания навигационной, геофизической и радиолокационной аппаратуры. На рис. 2 показан микрополосковый полосно-пропускающий фильтр на основе пленки ЖИГ с  $\Delta H=0,5$  Э с элементами связи в виде двух короткозамкнутых отрезков микрополосковой линии (МПЛ).

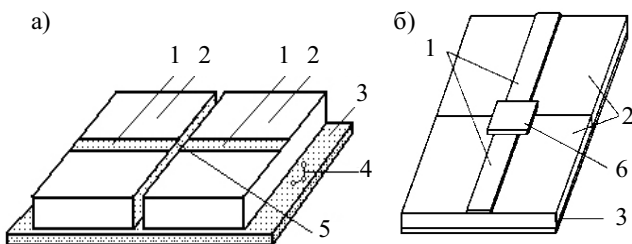


Рис. 2. Микрополосковый полосно-пропускающий фильтр с элементами связи в виде двух короткозамкнутых МПЛ: 1 — короткозамкнутые МПЛ шириной 1 мм и сопротивлением 50 Ом; 2 — поликоровая подложка размерами 64×32 мм; 3 — латунное основание; 4 — разъединитель; 5 — металлизированные торцы; 6 — ФЭС

Испытания показали, что фильтр позволяет осуществлять электрическую перестройку в широком диапазоне частот (от 1 до 15 ГГц). Основное преимущество таких фильтров заключается в том, что они обладают высоким (выше 35 дБ) уровнем развязки между элементами связи, который практически не зависит от частоты в интервале 1...10 ГГц.

Ставилась задача установить оптимальные геометрические размеры ФЭС для достижения минимальных потерь в полосе пропускания фильтра. Минимальные потери зависят от собственных потерь в ферритовой пленке и от величины коэффициентов связи пленки с микрополосковыми короткозамкнутыми отрезками. Как уже отмечалось, потери в пленке характеризуются шириной линии ФМР: чем меньше  $\Delta H$ , тем выше собственная добротность образца ( $Q$ ), которая для случая приложения постоянного магнитного поля перпендикулярно плоскости пленки определяется выражением

$$Q = \frac{f}{\gamma \cdot \Delta H},$$

где  $f$  — резонансная частота, а  $\gamma$  — гиромагнитное отношение.

На рис. 3 приведена зависимость потерь ( $L$ ) на центральной частоте фильтра от длины ФЭС ( $l$ ) и от толщины пленки ЖИГ ( $h$ ).

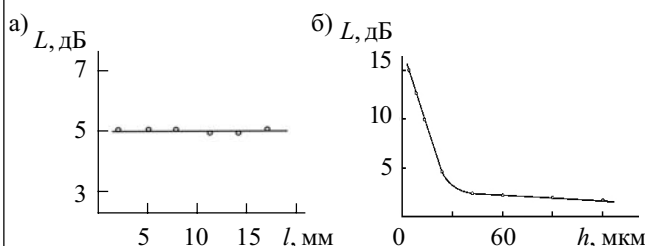


Рис. 3. Зависимость потерь на центральной частоте фильтра от длины ФЭС (а) и от толщины пленки ЖИГ (б)

Из рис. 3, а следует, что область образца, переизлучающая энергию из одного отрезка МПЛ в другой, мала и находится над местом стыка короткозамкнутых отрезков МПЛ. Следовательно, ферритовый пленочный резонатор имеет постоянную связь с линией передачи, и величина этой связи не зависит от размеров ферритового элемента.

Из рис. 3, б видно, что наибольшее влияние на потери в фильтре оказывает толщина феррогранатовой пленки. Были достигнуты минимальные потери порядка 2 дБ на центральной частоте фильтра и максимальные значения коэффициентов связи на пленках ЖИГ с толщиной, большей чем 25 мкм.

В работах [5, 22] наши ферритовые эпитаксиальные структуры ЖИГ были использованы для создания узкополосных СВЧ-фильтров, предназначенных для устройств обработки радиосигналов. СВЧ-сигнал, который подается на вход фильтра, вызывает магнито-статические колебания в ферритовых пленочных резонаторах. За счет магнитострикции феррита эти магнито-статические колебания возбуждают в диэлектрических подложках упругие акустические волны. На выход фильтра поступают лишь те сигналы, которые соответствуют частотам акустических резонансов.

Еще одним устройством, созданным на основе наших ФЭС, является линия задержки. При испытаниях ЛЗ установлено, что она позволяет осуществлять электрическую перестройку времени задержки сигнала от 10 до 200 нс, характеризуется невзаимностью характеристик и обладает малыми потерями. Габариты разработанной ЛЗ в четыре раза меньше, чем у известных аналогов [23, 24].

### Выводы

1. Методы изготовления феррогранатовых пленочных резонаторов и других волноводных структур должны использовать химическое травление, поскольку механические и ультразвуковые способы резки приводят к частичному разрушению структур и возникновению механических напряжений в ферритовой пленке.

2. Из-за низкой скорости ( $2 \cdot 10^{-4}$  мкм/с) процессов ионного травления пленок железиттриевого граната целесообразно применять его для формирования структур устройств на магнито-статических вол-

нах на отражающих канавках с вертикальным профилем и глубиной до 1 мкм.

3. Жидкостно-химическое травление характеризуется более высокой скоростью ( $2 \cdot 10^{-1}$  мкм/с при  $T=540$  К) по сравнению с ионным травлением и может быть использовано при формировании элементов структур из пленок ЖИГ толщиной до 10 мкм непосредственно на подложках из галлийгадолинивого граната.

4. При травлении пленок ЖИГ толщиной более 10 мкм, а также при изготовлении отдельных элементов устройств на МСВ, перспективным, на наш взгляд, является метод лазер-стимулированного травления, эффективная скорость которого при определенных условиях в сотни раз превышает скорость жидкостно-химического травления.

5. На основе изготовленных феррогранатовых эпитаксиальных структур изготовлен ряд планарных устройств СВЧ-электроники.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Гуревич А. Г., Мелков Г. А. Магнитные колебания и волны.— М.: Наука, 1994.
2. Гласс Х. Л. Ферритовые пленки для СВЧ-устройств // Труды института инженеров по электронике и радиоэлектр.— 1988.— Т. 76, № 2.— С. 64—72.
3. Marcelli R., Rossi M., Degasperis P. Microwave magnetostatic wave coupled resonators // Journ. Magnetism and Magnetic Mater.— 1996.— Vol. 158.— P. 471—472.
4. Бокаленко И. Ю., Гуревич А. Г., Костюк П. С., Краснов Е. С. Фильтры на ферритовых пленках // Вопросы радиоэлектроники. Сер. Технология производства и оборудование.— 1981.— Вып. 2.— С. 45—48.
5. А. с. 1681345 СССР. Узкополосный СВЧ-фильтр / П. Е. Зильберман, П. С. Костюк, Б. Т. Семен и др.— 1991.— Бюл. № 36.
6. Юшук С. И. Монокристаллические феррогранатовые пленки для микроволновой электроники // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 1998.— № 1.— С. 35—38.
7. Юшук С. И., Костюк П. С., Лопатинский И. Е. Феррогранатовые пленки с повышенной термостабильностью магнитных параметров // Журн. техн. физ.— 1998.— Т. 68, № 9.— С. 46—50.
8. Юшук С. И., Костюк П. С. Монокристаллические пленки феррогранатов с повышенной термостабильностью намагниченности и поля ферромагнитного резонанса // Письма в Журн. техн. физ.— 2001.— Т. 27, вып. 3.— С. 49—53.

9. Юшук С. И., Костюк П. С. Особенности исследования ферромагнитного резонанса в ферритовых эпитаксиальных структурах // Приборы и техн. экспер.— 1996.— № 6.— С. 91—93.

10. Калинин Б. А., Ковшиков Н. Г., Кожусь Н. В. Локальные измерения сверхвысокочастотных магнитных потерь в ферродиэлектрических пленках // Тез. докл. VIII Всесоюз. школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники».— Донецк.— 1982.— С. 319.

11. Солоухин Н. Г., Брагин С. М., Тугарин В. Г. Радиоволновые методы и аппаратура для контроля параметров магнитных пленок // Обзоры по электрон. техн. Сер. Материалы.— 1989.— Вып. 1.— С. 32—48.

12. Jun S., Pelzi J. A tunable microwave source using nonlinear magnetostatic surface waves in magnetic garnet films // Journ. de Physique.— 1997.— Vol. 7, С. 1.— P. 399—400.

13. Натхин И. И., Попина С. М., Симанчук Б. П. Перестраиваемый полосно-заграждающий фильтр // Тез. докл. регион. конф. «Спинволновые явления электроники СВЧ».— Краснодар.— 1987.— С. 167—168.

14. Вугальтер Г. А. Резонатор на поверхностных спиновых волнах // Радиотех. и электроника.— 1980.— Т. 25, № 7.— С. 1376—1383.

15. Филинюк Н. А. Температурная стабилизация активного СВЧ-фильтра // Радиотехника.— 1980.— Т. 35, № 12.— С. 47—49.

16. Вапнэ Г. М. СВЧ-устройства на магнитостатических волнах // Обзоры по электронной технике. Сер. Электроника СВЧ.— 1984.— Вып. 8.— С. 1—79.

17. Яковлев Ю. М. Гранатовые эпитаксиальные структуры спинволновой электроники // Обзоры по электронной технике. Сер. Материалы.— 1986.— Вып. 7.— С. 1—56.

18. Юшук С. И., Юрьев С. А., Якивчук А. И. и др. Формирование элементов из пленок железо-иттриевого граната для устройств на магнитостатических волнах // Тез. докл. XI Всесоюз. школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». Ч. 1.— Ташкент.— 1988.— С. 169—170.

19. Ando K., Tsukahara S. Selective removal of iron garnet film on transparent substrate by laser etching // Jap. Journ. Appl. Phys.— 1982.— Vol. 21, N 6.— P. L347—L348.

20. Готра З. Ю., Лукоянов С. А., Смеркло Л. М. Лазерно-стимулированное травление в технологии ИС // Зарубежная электронная техника.— 1986.— № 6.— С. 3—55.

21. Готра З. Ю., Бобицкий Я. В. Лазерні методи обробки в мікроелектроніці.— Львів: Світ, 1991.

22. А. с. 1681346 СССР. Узкополосный СВЧ-фильтр / П. Е. Зильберман, П. С. Костюк, Б. Т. Семен и др.— 1991.— Бюл. № 36.

23. Яковлев Ю. М., Генделев С. Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике.— М.: Сов. радио, 1975.

24. Шехтман Ф. И. Перспективы использования устройств на магнитостатических волнах для аналоговой обработки СВЧ-сигналов // Радиоэлектроника за рубежом.— 1979.— Вып. 25.— С. 9—23.

## Руководителям предприятий, фирм и организаций

Карьера-центр предлагает содействие в конкурсном отборе и трудоустройстве студентов и выпускников вузов

**Приглашаем работодателей к участию в Ярмарках Карьеры!**

Наш адрес: 65044, г. Одесса, пр. Шевченко, 1,  
ОНПУ, корп. "Р", к. 318р.  
Тел. (0482) 288-972, тел./факс (048) 724-17-96.

E-mail: [career@ospu.odessa.ua](mailto:career@ospu.odessa.ua)  
<http://www.ospu.odessa.ua/univer/career>

Д. т. н. А. А. АЩЕУЛОВ, к. ф.-м. н. О. Н. МАНИК

Украина, г. Черновцы, Институт термоэлектричества,  
 ЧНУ им. Юрия Федьковича  
 E-mail: photon@argocom.cv.ua

Дата поступления в редакцию  
 12.04 2005 г.

Оппонент д. ф.-м. н. З. Д. КОВАЛЮК  
 (ЧФ Ин-та проблем материаловедения, г. Черновцы)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОУПРУГИХ СВОЙСТВ ВЕТВЕЙ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МОДУЛЕЙ ПЕЛЬТЬЕ

*Для повышения механической прочности ТЭМ необходима тщательная ориентация образцов, учет угловых зависимостей модуля Юнга и температурного коэффициента расширения.*

В реальных условиях многообразия тепловых режимов эксплуатации термоэлектрические модули (ТЭМ) находятся под воздействием различных статических и динамических механических напряжений. В некоторых случаях это приводит к механическому разрушению электрического и теплового контактов. Поэтому важными являются вопросы предварительной оценки механической прочности ТЭМ, а также анализ причин возможных отказов.

Вместе с тем теоретические методы и модели [1—7], применяемые для решения этой задачи, несовершенны и только частично отражают рассматриваемую проблему. Так, используемые для оценки механических напряжений численные значения модуля Юнга и температурного коэффициента расширения лишь «усредненно» характеризуют применяемые материалы, поскольку для анизотропных термоэлектрических материалов зависимость этих величин от выбранного направления в кристалле носит сложный характер [8, 9].

В связи с этим целью настоящей работы является исследование экстремальных упругих напряжений ветвей ТЭМ на основе материалов различной симметрии с учетом функциональной зависимости модуля Юнга и коэффициента теплового расширения от рассматриваемого направления в кристалле.

В отличие от известных методик определения механической прочности [3, 4, 7], базирующихся на основах строительной механики, в настоящей работе эта задача решается методами микроскопической теории механических и тепловых свойств кристаллов [10] с учетом конструктивно-технологических решений [1], направленных на повышение надежных характеристик приборов.

Оценка влияния механических напряжений, возникающих в ветвях ТЭМ под действием градиента температуры, проводилась для трех возможных вариантов соединения длин ветвей и толщин слоев припоя [2—4], а именно:

а) длина ветви и толщина слоев припоя по торцам ветвей соответствует номинальным значениям;

б) длина ветви находится на верхнем пределе допуска, а слой припоя — на нижнем пределе;

в) длина ветви находится на нижнем пределе допуска, а слой припоя — на верхнем пределе.

Исходя из выражений для температурных деформаций с учетом уравнений совместности в пределах закона Гука, были получены формулы для расчетов напряжений ветвей ТЭМ. Например, в случае ветви варианта а) при двухстороннем заземлении грани ТЭМ указанные выражения имеют вид [3, с. 58]

$$\Sigma_a = \frac{(T_2 - T_1)(2\alpha_{np}l_{np}^0 + \alpha_T l_T^0)}{\frac{2l_{np}^0}{E_{np}} + \frac{l_T^0}{E_T}}, \quad (1)$$

где  $T_1, T_2$  — соответственно начальная и рабочая температура ТЭМ;

$\alpha_{np}, \alpha_T$  — температурные коэффициенты линейного расширения припоя и материала ТЭМ;

$l_T^0, l_{np}^0$  — длины ветвей и толщина слоя припоя;

$E_T, E_{np}$  — модули Юнга материалов ветви и припоя.

Аналогично записываются выражения для напряжений  $\Sigma_b, \Sigma_c$  в случаях вариантов б) и в) соединения длин ветвей и толщин слоев припоя.

Для ТЭМ с односторонним заземлением (например, его горячей грани) эксплуатационные механические напряжения ветвей для последовательно чередующихся вариантов а) и б) в пределах каскада определяются выражением [2]

$$\Sigma_{a-\delta} = (T_2 - T_1) \left[ \frac{2\alpha_{np}l_{np}^0 + \alpha_T l_T^0}{\frac{2l_{np}^0}{E_{np}} + \frac{l_T^0}{E_T}} - \frac{2\alpha_{np}l_{np}^{\min} + \alpha_T l_T^{\max}}{\frac{2l_{np}^{\min}}{E_{np}} + \frac{l_T^{\max}}{E_T}} \right]. \quad (2)$$

Аналогично представляются выражения для механических напряжений  $\Sigma_{a-\delta}, \Sigma_{b-\delta}$ .

С помощью выражений типа (1) и (2) проводится оценка эксплуатационных напряжений ТЭМ. При этом следует отметить, что такая оценка приемлема, когда  $\alpha_T$  и  $E_T$ , входящие в (1) и (2), являются постоянными величинами, как это и предполагалось в [1—7]. Однако поскольку для ТЭМ используют в основном анизотропные полупроводниковые материалы, то для них  $\alpha_T$  и  $E_T$  не являются постоянными величинами, а зависят от рассматриваемого направления в кристалле.

Если к кристаллу приложено произвольное однородное напряжение ( $t_{kj}$ ), то для возникающей однородной деформации каждая ее компонента  $r_{ij}$  линейно связана со всеми компонентами тензора напряжений, т. е.

$$r_{ij} = s_{ijkl} t_{kl} \quad (3)$$

Выражение (3) представляет собой закон Гука в обобщенной форме, где  $s_{ijkl}$  — коэффициенты упругой податливости кристалла. Этот закон может быть также записан в виде

$$t_{ij} = c_{ijkl} r_{kl} \quad (4)$$

где  $c_{ijkl}$  — коэффициенты упругой жесткости кристалла.

Коэффициенты  $s_{ijkl}$  и  $c_{ijkl}$  образуют тензоры четвертого ранга. Каждый коэффициент  $s_{ijkl}$  ( $c_{ijkl}$ ) имеет определенный смысл и численную величину для данной системы координат, связанной с кристаллом. Модуль Юнга  $E$ , характеризующий упругие свойства среды по какому-либо направлению, определяется отношением механического напряжения по этому направлению к величине деформации в этом же направлении и является величиной, обратной величине упругой податливости кристалла  $s_{ijkl}$ .

Для всех кристаллографических классов величина модуля Юнга характеризуется указательной поверхностью, наглядно демонстрирующей изменение модуля Юнга в зависимости от направления в кристалле. Зная симметрию кристалла и коэффициенты упругой податливости  $s_{ijkl}$  или коэффициенты упругой жесткости  $c_{ijkl}$ , можно найти направления, отвечающие экстремальным значениям модуля Юнга, и провести оценку предельных напряжений по формулам (1) и (2). Однако при этом следует заметить, что фигурирующий в формулах (1) и (2) температурный коэффициент расширения в кристаллах является тензорной величиной. Поэтому для интересующего нас экстремального значения модуля Юнга численные значения температурного коэффициента расширения для соответствующего направления необходимо рассчитывать дополнительно, с учетом особенностей его характеристической поверхности. Это позволяет корректно проводить оценку эксплуатационных напряжений ТЭМ на основе кристаллов различной симметрии.

**В** данной работе такая оценка была проведена для термоэлектрических материалов, широко используемых в приборостроении и относящихся к разным типам кристаллической решетки — кубической (PbTe), тригональной ( $Bi_2Te_3$ ) и ромбической (CdSb). При восстановлении характеристических поверхностей модуля Юнга для этих соединений ис-

пользовались экспериментальные значения коэффициентов упругой жесткости  $c_{ijkl}$  из [8, 9, 11], а коэффициенты линейного расширения  $\alpha_j$  — из [8; 12, с. 126]. Величины  $c_{ijkl}$  даны в единицах  $10^{11}$  дин/см<sup>2</sup> при  $T=293$  К в обозначениях Фойгта,  $\alpha_j$  — в единицах  $10^{-6}$  К<sup>-1</sup> и приведены в табл. 1.

С помощью общих соотношений, приведенных в [13, с. 82], были получены выражения для расчетов характеристических поверхностей модуля Юнга  $E$ . Исследуя их на экстремум, получаем выражения для направлений  $\theta$ , соответствующих экстремальным значениям модуля Юнга. (Подробное исследование сечений характеристических поверхностей модуля Юнга рассматриваемых кристаллов главными кристаллографическими плоскостями приведено в [8, 9].)

Зная экстремальные численные значения модуля Юнга можно провести оценку предельных напряжений для PbTe по формулам (1) и (2). Что касается  $Bi_2Te_3$  и CdSb, то коэффициент теплового расширения  $\alpha$  для них не является изотропным, а его характеристическая поверхность в общем случае является трехосным эллипсоидом. Поэтому для интересующего нас экстремального направления модуля Юнга необходимо дополнительно рассчитывать численное значение коэффициента теплового расширения  $\alpha$ . Для этого необходимо найти длину радиус-вектора в заданном направлении, который задается параметрически системой уравнений [14, с. 56] через полуоси эллипсоида в соответствующем сечении, и угол  $\varphi$ , задающий экстремальное направление модуля Юнга в соответствующем сечении характеристической поверхности. Наличие этой информации позволяет проводить оценку экстремальных эксплуатационных напряжений ТЭМ.

Для указанных расчетов численные значения коэффициентов упругой жесткости  $c_{ij}$  и температурного расширения  $\alpha_j$  взяты из табл. 1, а значения физико-химических параметров используемых материалов и геометрические размеры веток и слоев при этом выбирались следующими:

$$\alpha_{np} = 24,7 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}; E_{np} = 1,2 \cdot 10^4 \text{ МПа};$$

$$l_{np}^0 = 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}; l_{np}^{\max} = 0,9 \cdot 10^{-4} \text{ м}; l_{np}^{\min} = 0,1 \cdot 10^{-4} \text{ м};$$

$$l_T^0 = 14 \cdot 10^{-4} \text{ м}; l_T^{\max} = 14,8 \cdot 10^{-4} \text{ м}; l_T^{\min} = 13,2 \cdot 10^{-4} \text{ м}.$$

Разность температур между начальной и рабочей принималась равной  $T_2 - T_1 = 30$  К.

Результаты расчетов экстремальных значений модулей Юнга и соответствующих этим направлениям значений температурного коэффициента расширения и предельных напряжений в ветвях ТЭМ с односторонним  $\Sigma_{i-j}$  и двухсторонним  $\Sigma_i$  заземлением приведены в табл. 2.

Таблица 1

Материал	$c_{11}$	$c_{22}$	$c_{33}$	$c_{44}$	$c_{55}$	$c_{66}$	$c_{12}$	$c_{13}$	$c_{23}$	$c_{14}$	$\alpha_1$	$\alpha_2$	$\alpha_3$
PbTe	10,15	—	—	1,02	—	—	0,79	—	—	—	19,8	—	—
$Bi_2Te_3$	6,897	—	4,768	2,738	—	2,335	—	2,704	—	1,325	22,2	12,9	12,9
CdSb	7,97	9,50	8,40	1,26	2,98	1,88	1,38	1,09	1,91	—	21,5	2,60	7,40

Таблица 2

Материал	$E_T^{(\bar{n})}$ (МПа)	$\alpha_T^{(\bar{n})}$ ( $10^{-6}K^{-1}$ )	$\sum_a$ (МПа)	$\sum_b$ (МПа)	$\sum_c$ (МПа)	$\sum_{a-b}$ (МПа)	$\sum_{b-c}$ (МПа)	$\sum_{a-c}$ (МПа)
PbTe	$E_T^{\max} = 10,15$	$\alpha_T = 19,8$	40,934	55,0185	37,76	-14,0848	22,2585	8,1737
	$E_T^{\min} = 3,35$	$\alpha_T = 19,8$	18,07	19,5	16,864	-1,429	2,635	1,206
Bi <sub>2</sub> Te <sub>3</sub>	$E_T^{\max} = 6,85$	$\alpha_T = 22,2$	34,983	42,99	29,545	-8,007	13,445	5,438
	$E_T^{\min} = 2,335$	$\alpha_T = 12,9$	9,02	9,027	9,00616	-0,007	0,0208	0,0138
CdSb	(100) $E_{T \min}^{\theta=48^{\circ}32'} = 4,1$	$\alpha_T = 5,8043$	7,4832	7,2165	7,6964	0,2662	-0,4799	-0,2132
	(100) $E_{T \max}^{[010]} = 10$	$\alpha_T = 2,6$	8,2075	7,9104	8,3809	0,2971	-0,4697	-0,1726
	(010) $E_{T \min}^{\theta=39^{\circ}24'} = 7,1$	$\alpha_T = 17,27$	28,5	34,7196	24,3294	-6,2196	10,39	4,1706
	(010) $E_{T \max}^{[001]} = 8,3$	$\alpha_T = 7,40$	17,6092	15,2738	13,7982	-2,3354	3,811	1,4756
	(001) $E_{T \min}^{\theta=51^{\circ}9'} = 5,4$	$\alpha_T = 13,817$	19,1016	21,6097	17,2527	-2,5081	4,357	1,8489
	(001) $E_{T \max}^{[100]} = 9$	$\alpha_T = 21,5$	40,9017	53,5263	33,1948	-12,6246	20,33	7,7069

Анализ полученных результатов показал, что невзирая на кубическую симметрию анизотропия упругости PbTe выражается более резко, чем в кристаллах тригональной (Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>) и ромбической (CdSb) сингонии. Согласно [9] это может быть обусловлено наличием четко выраженной ковалентной связи в PbTe. Характерным для PbTe было также и то, что максимальные значения модуль Юнга принимает в направлениях [100], [010] и [001], а минимальные, соответственно, в [110], [101] и [011]. Это приводит к тому, что погрешность термопреобразователей на основе PbTe, обусловленная неточностью кристаллографической ориентации, резко возрастает и достигает примерно 6,7% при погрешности ориентации на 1°. Эта погрешность значительно превышает аналогичную погрешность для таких низкосимметричных кристаллов как CdSb и ZnSb.

Таким образом, при изготовлении термопреобразователей на основе PbTe необходимо особо тщательно учитывать точность ориентации и обработки этих материалов для получения минимальных разбросов выходных параметров преобразователей. Причиной этого, как следует из приведенных в табл. 1 данных, является широкий диапазон разброса предельных напряжений — как в случаях одностороннего, так и двухстороннего заземления ТЭМ.

Для тригональных кристаллов наблюдается поперечная изотропия температурного коэффициента расширения  $\alpha_T$  в плоскости, перпендикулярной направлению тригональной оси. Анализ результатов исследований для ветвей на основе таких кристаллов по-

казал, что в этом случае наблюдается сложная зависимость предельных механических напряжений от кристаллографической ориентации. При этом в отдельных направлениях наблюдалось даже изменение знака предельных механических напряжений, что свидетельствует о наличии в рассматриваемом диапазоне таких направлений, для которых суммарное действие напряжений приводит к эффекту, аналогичному случаю, когда температурный коэффициент расширения равен нулю. Подобная ситуация наблюдалась для кальцита [10] и известна как конус нулевого расширения.

Следует отметить, что с понижением симметрии отношение максимального значения модуля Юнга к минимальному уменьшается, а значения предельных механических напряжений для  $E_T^{\min}$  резко уменьшаются.

В табл. 2 приведены результаты исследований предельных механических напряжений в кристаллах CdSb в плоскостях (100), (010) и (001). В плоскости (100) минимум модуля Юнга наблюдается при  $\theta=48^{\circ}32'$  и составляет  $E_{T \min} = 4,1$  МПа. Соответствующее этому направлению значение температурного коэффициента расширения составило  $\alpha = 5,8043 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ . Здесь же приведены соответствующие этому случаю результаты расчетов предельных напряжений. Аналогичные расчеты проводились и для максимального значения модуля в этом сечении, а также и для двух остальных сечений в плоскостях (010) и (001).

Анализ полученных результатов показал, что при экстремальных направлениях в плоскостях (100) и (001) наблюдается резкий минимум модуля Юнга.

Принимая во внимание угловую зависимость тензора термического расширения, необходимо быть осторожным при использовании монокристаллов с указанной ориентацией в термоэлектрических приборах.

Таким образом, для повышения механической прочности ТЭМ необходима особо тщательная ориентация образцов, а также учет угловых зависимостей модуля Юнга и температурного коэффициента расширения.

**Выводы**

1. Установлена корреляция анизотропии термоупругих свойств с предельными механическими напряжениями термоэлектрических модулей и характером химической связи при анизотропии структуры в кристаллах кубической, тригональной и ромбической кристаллической решетки.

2. Суммарное действие модуля Юнга и температурного коэффициента расширения эквивалентно действию «эффективного тензора» предельных упругих напряжений со сложной угловой зависимостью от рассматриваемого направления в кристаллах.

3. В ТЭМ на основе рассмотренных в работе кристаллов существуют направления, для которых «эффективный» температурный коэффициент расширения равен нулю, что может быть использовано при конструировании приборов.

4. В кристаллах различной симметрии (даже кубических) погрешность, обусловленная кристаллографической разориентацией на 1°, может достигать 6,7%.

**ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ**

1. Ащеулов А. А., Добровольский Ю. Г., Романюк И. С. Технология изготовления термоэлектрических модулей Пельтье повышенной надежности // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2004.— № 4.— С. 57—60.

2. Ащеулов А. А., Добровольский Ю. Г., Романюк И. С. Механическая прочность ветвей ТЭМ Пельтье при их односторонней фиксации / Тез. докл. 18-го междунар. НТС по фотоэлектричеству и ПНВ.— Москва, НПО «Орион».— 2004.— С. 116—117.

3. Asheulov A. A., Romanyuk I. S., Shaiko-Shaikovsky A. G. Procedure for assessment as strength parameters of multi-stage thermoelectric coolers // J. of Thermoelectricity.— 1999.— N 4.— P. 57—62.

4. Шайко-Шайковский А. Г., Ащеулов А. А. Конструктивно-технологические пути повышения надежности термоэлектрической батареи // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2000.— № 5—6.— С. 8—10.

5. Ащеулов А. А., Романюк И. С., Добровольский Ю. Г. та ін. ТЕМ Пельтье підвищеної надійності // ФХТТ.— 2002.— № 2.— С. 57—77.

6. Шайко И. Л., Беликов А. Б., Казанская Л. Л. и др. Погрешность термопреобразователей на анизотропных термоэлементах, обусловленная неточностью кристаллографической ориентации // Измерительная техника.— 1976.— № 7.— С. 61—64.

7. Shaiko-Shaikovsky A. G. Methods for calculation of strength parameters of multi-stage thermoelectric coolers // J. of Thermoelectricity.— 1998.— N 4.— P. 90—97.

8. Анагичук Л. И., Михальченко В. П. Про анізотропію термодинамічних властивостей монокристалів CdSb // Термоелектрика.— 2001.— № 4.— С. 30—41.

9. Анагичук Л. И., Лусте О. Я., Михальченко В. П. Об анизотропии упругих свойств термоэлектрических материалов // Термоэлектричество.— 2003.— № 3.— С. 32—37.

10. Най Дж. Физические свойства кристаллов.— М.: Мир, 1967.

11. Балазюк В. Н., Грицюк Б. М., Драпак Л. С. та ін. Анізотропія пружності і мікротвердості монокристалів твердих розчинів системи CdS—ZnSb // Наук. вісник Чернівецького університету.— 2001.— Вип. 112. Фізика.— С. 71—74.

12. Новикова С. И. Тепловое расширение твердых тел.— М.: Наука, 1974.

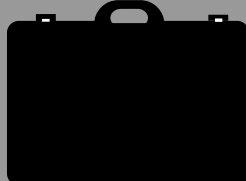
13. Сиротин Ю. И., Шаскольная М. П. Основы кристаллофизики.— М.: Наука, 1979.

14. Александров П. С. Лекции по аналитической геометрии.— М.: Наука, 1968.

**в портфеле редакции** **в портфеле редакции** **в портфеле редакции** **в портфеле редакции**

- Способ электродугового восстановления кремния. (Украина, г. Херсон)
- Интегральные схемы самосканируемых линейных фотоприемников для малогабаритных формирователей рентгеновских изображений в интроскопии и томографии. (Украина, г. Киев)
- Аналитические электронные весы с цифроаналоговым каналом компенсации. (Украина, г. Донецк)
- Особенности применения трендовых статистик при обработке данных в системах технической диагностики. (Украина, г. Одесса)
- Исследование анизотропных оптикотермоэлементов в случае различных оптических и тепловых режимов. (Украина, г. Черновцы)
- Применение наноструктурированных пленок AlN и ZnO в электронной технике. (Россия, г. Москва)
- Исследование фотоэлектрических свойств двухбарьерного Au-nSi-Al и модифицированного Au-nSi диодов с перекрытием металла. (Узбекистан, г. Ташкент)
- Контакт металл—полупроводник  $A_3V_5$ . (Грузия, г. Тбилиси)
- Организация и синтез кодеков в системах автоматизированной обработки данных. (Россия, г. С.-Петербург)
- Электрические свойства барьера Шоттки Pt-n-GaAs и Pt-p-GaAs. (Туркменистан, г. Ашхабад)
- Выращивание и оптическая однородность монокристаллов ниобата лития. (Украина, г. Львов)
- ГИС управления мощными высоковольтными МОП-инверторами с отсутствием тиристорного эффекта. (Украина, г. Винница)
- Особенности построения систем охранной сигнализации с использованием электромагнитного потока СВЧ-сигнала и фазообразующая среда. (Украина, г. Киев, Харьков)
- Нейросетевая аппроксимация термометрической характеристики диодного сенсора. (Украина, г. Киев)
- Оптимизация фотоэлектрических параметров InSe-гетероструктур гамма-облучением. (Украина, г. Черновцы)

**в портфеле редакции** **в портфеле редакции** **в портфеле редакции** **в портфеле редакции**



Д. ф.-м. н. Ю. М. ШВАРЦ, к. ф.-м. н. М. М. ШВАРЦ

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

Дата поступления в редакцию  
09.12 2004 г. — 08.04 2005 г.

Оппонент д. ф.-м. н. Я. И. ЛЕПИХ  
(ОНУ, г. Одесса)

## МИКРОЭЛЕКТРОННЫЕ ТЕРМОДИОДНЫЕ СЕНСОРЫ ЭКСТРЕМАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

*Физически обоснованы и реализованы кремниевые диодные сенсоры температуры с оптимизированными характеристиками. Сенсоры применены в ракетно-космической технике и атомной энергетике.*

Развитие ракетно-космической техники, термоядерной, атомной и криоэнергетики, физики и техники низких температур стимулировало разработку приборов, способных функционировать в условиях низких (вблизи гелиевых), высоких (около 200°C) температур, воздействия радиации (до 10 Мрад), магнитных полей (до 10 Тл), термических ударов или вибраций и т. д. Класс электронных приборов, предназначенных для работы в условиях таких внешних факторов и их комбинированного влияния, относят к экстремальной электронике [1]. Особый интерес для создания приборов экстремальной электроники представляют кремниевые структуры [2—4].

Целью наших исследований была разработка высокоточного кремниевого диодного сенсора температуры (ДСТ), способного работать в условиях факторов экстремальной электроники — низких температур, радиации, термоциклов. Исследуемые в работе ДСТ разработаны на базе планарной диффузионной промышленной технологии изготовления кремниевых диодных чипов.

Измерения термометрических характеристик (ТМХ) сенсоров (температурной зависимости падения напряжения  $U$  на сенсоре при пропускании через него постоянного прямого тока  $I$ ) выполнены на автоматизированном метрологическом стенде УГТ-А. Погрешность поддержания рабочего тока на заданном уровне не превышала  $\pm 0,1\%$ . Максимальное значение основной абсолютной ошибки измерения температуры  $T$  составляло  $\pm 0,03$  К в диапазоне температур 4,2—373 К и  $\pm 0,05$  К — в диапазоне 293—523 К. Точность калибровки сенсоров не хуже  $\pm 10$  мК в диапазоне 4,2—373 К и  $\pm 25$  мК в диапазоне 373—500 К.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодов измерены на автоматизированном стенде в интервале токов  $10^{-11}$ — $10^{-2}$  А и диапазоне температур 4,2—373 К. Термостатирование образцов осуществлялось в парах жидкого гелия с погрешностью поддержания температуры не хуже  $\pm 0,01$  К. Погрешность измерения напряжения не превышала  $\pm 5$  мкВ, тока —  $\pm 5\%$ .

Стабильность ДСТ исследована на оборудовании рабочего эталона единицы температуры ВЕТ-34-18-87 путем измерения напряжения на сенсоре при фиксированном значении прямого тока в реперных точках (тройная точка воды (0,01°C), температура плавления Ga (29,7646°C) и температура затвердевания In

(156,5985°C)) до и после 20 циклов нагрева до верхней границы эффективного температурного диапазона и, затем, охлаждения до нижней границы со скоростью примерно 8°C/мин.

### Предельная точность измерения

Для определения оптимального рабочего тока сенсора, который обеспечивает прецизионные измерения в криогенной области температур и отвечает предельным физическим возможностям чувствительного элемента, мы исходили из систематической погрешности измерения температуры  $\Delta T$ , обусловленной джоулевым разогревом  $\Delta T_J$  и тепловым  $\Delta T_N^{th}$  и дробовым  $\Delta T_N^{sh}$  шумами диода:

$$\Delta T = [(\Delta T_J)^2 + (\Delta T_N^{th})^2 + (\Delta T_N^{sh})^2]^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\Delta T_J = PR_{th}$ ;

$P$  — рассеиваемая тепловая мощность,

$P = I \cdot U(T, I)$ ;

$R_{th}$  — тепловое сопротивление между сенсором и средой, температура которой измеряется,

$R_{th} = l/S \cdot \lambda(T)$ ;

$l$  — расстояние от металлургической границы  $p$ - $n$ -перехода до внешней поверхности чипа;

$S$  — площадь диодной структуры;

$\lambda(T)$  — коэффициент теплопроводности.

Используя выражения для спектральной плотности флуктуаций напряжения, обусловленных тепловым и дробовым шумами [5], систематические погрешности  $\Delta T_N^{th}$  и  $\Delta T_N^{sh}$  можно представить в виде

$$\Delta T_N^{th} = [4k_B T r \Delta \omega]^{1/2} / |\alpha(T, I)|; \quad (2)$$

$$\Delta T_N^{sh} = [2q I \Delta \omega]^{1/2} r / |\alpha(T, I)|, \quad (3)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана;

$r = dU/dI$  — динамическое сопротивление диода;

$\Delta \omega$  — ширина спектральной полосы;

$\alpha(T, I)$  — чувствительность сенсора;

$q$  — заряд электрона.

Результаты расчета  $\Delta T_J$  и  $\Delta T_N = [(\Delta T_N^{th})^2 + (\Delta T_N^{sh})^2]^{1/2}$  для разных значений тока показали, что с увеличением тока вклад саморазогрева в  $\Delta T$  растет, а шума — снижается, и наоборот, при уменьшении тока роль шумов возрастает, а мощность рассеяния уменьшается. Таким образом, существует характеристический ток  $I = I_{\min}(T)$ , который минимизирует зависимость  $\Delta T = \Delta T(I)$  при данной температуре.

Температурная зависимость  $I_{\min}$ , найденная из условия  $\partial \Delta T(I) / \partial I = 0$ , имеет вид

$$I_{\min} \approx [q \Delta \omega / 2 R_{th} \alpha^2]^{1/3} [1 + (2k_B T / q U_T)^{1/2}]^{2/3}. \quad (4)$$

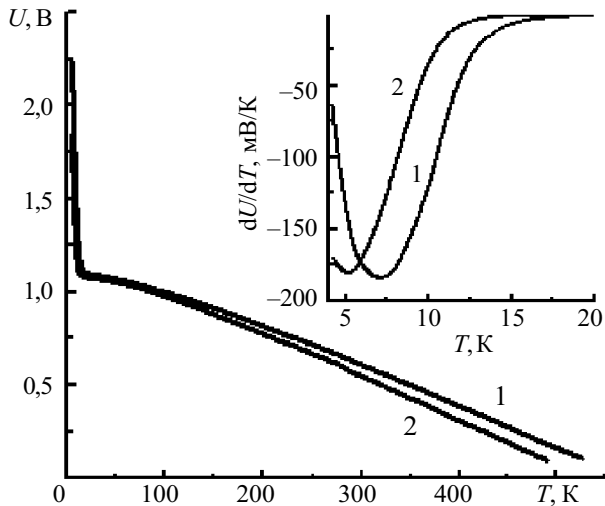


Рис. 1. Термометрические характеристики сенсора при различных значениях рабочего тока  $I$  (на вставке — температурные зависимости чувствительности сенсора):  $I$  —  $I=1$  мкА; 2 —  $I=0,1$  мкА

Для  $\Delta T_j \approx \Delta T_N$  оценки дают величину тока  $I_{\min}(T) \approx 0,1$  мкА, которая обеспечивает максимально высокую точность измерения — порядка нескольких десятков мкК. Как показал теплофизический расчет разработанного нами сенсора [6], выполненный с учетом температурных зависимостей удельной теплоемкости, плотности и коэффициента теплопроводности всех его конструктивных элементов, а также изменения с температурой доминирующего механизма токопереноса в чувствительном элементе, использование рабочего тока 1 мкА позволяет существенно снизить погрешность измерения в криогенной области температур.

Из представленных на рис. 1 термометрических характеристик диодного сенсора видно, что тепловая мощность рассеяния при гелиевых температурах не превышает 2,3 мкВт для рабочего тока 1 мкА и 0,2 мкВт для 0,1 мкА, тогда как в зарубежных аналогах ее значение составляет около 20 мкВт, что приводит к погрешности измерения до нескольких сотен мК [7—9].

Для рабочих режимов, которые позволяют снизить влияние саморазогрева и повысить точность измерения температуры, в разработанных ДСТ в области гелиевых температур наблюдается рекордно высокая чувствительность  $dU/dT \approx -180$  мВ/К (см. вставку на рис. 1), обусловленная неомической прыжковой проводимостью с переменной длиной прыжка в базе диодной структуры [10, 11].

**Радиационная стойкость**

Применяемые системы температурного контроля на основе стойких к влиянию облучения термопар и термометров сопротивления выходят из строя в радиационных полях даже невысокой интенсивности, поскольку из-за низкой чувствительности таких датчиков электронные усилители располагают в непосредственной близости от места их крепления для сохранения точности измерений. Применение же высокочувствительных диодных сенсоров позволяет располагать вторичную аппаратуру на расстоянии до 300 м без потери точности показаний [1]. Поэтому при раз-

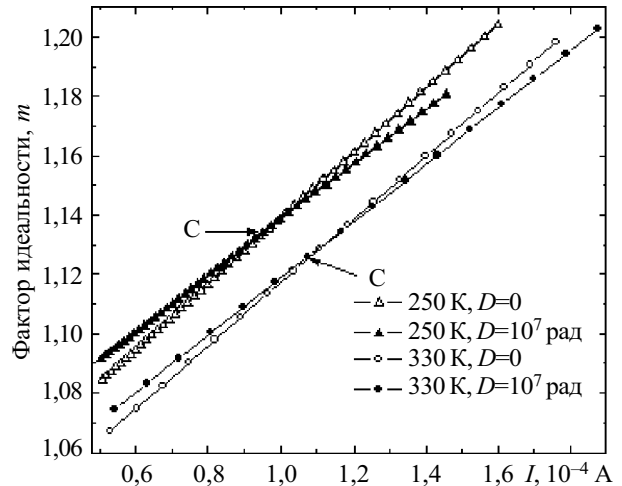


Рис. 2. Зависимости фактора идеальности  $m$  от тока  $I$  при температурах 250 и 330 К до и после гамма-облучения дозой  $D=10^7$  рад

работке высокочувствительных диодных температурных сенсоров параллельно решалась задача достижения необходимой стойкости к радиационным воздействиям.

Исследовалось влияние облучения на инжекционные явления в  $n-p$ -структурах Si. Структуры облучали  $\gamma$ -квантами  $Co^{60}$  в установке МРХ- $\gamma$ -25 М с мощностью дозы 200 рад/с при температуре 320 К.

Анализ полученных из экспериментально измеренных ВАХ токовых зависимостей дифференциального фактора идеальности  $m(I)$

$$m = (q/k_B T)(dU/d \ln I) \tag{5}$$

показал, что на ВАХ существует область токов, в которой зависимость  $m(I)$  носит линейный характер. Причем наклон  $m(I)$  больше для необлученных образцов по сравнению с облученными (рис. 2). Точка пересечения  $C$ , в окрестности которой фактор идеальности и дифференциальное сопротивление мало подвержены влиянию радиации, соответствует току  $I \approx 10^{-4}$  А.

Близость фактора идеальности  $m(I)$  к единице указывает на то, что доминирующим в смещенной в пропускном направлении диодной структуре является диффузионный механизм токопереноса с  $m=1$ . Для объяснения наблюдаемого отклонения от идеальности ВАХ в рассматриваемом диапазоне температур было учтено влияние рекомбинационного тока и тока псевдовысокого уровня инжекции, когда концентрация инжектированных носителей много меньше равновесной концентрации дырок, но значительно превышает равновесную концентрацию электронов в базе. В этом случае необходимо учесть перераспределение приложенного напряжения между падением напряжения на области пространственного заряда и на базе диода, а также модификацию распределения концентрации неосновных носителей в базе по сравнению с распределением носителей при идеальном диффузионном механизме токопереноса.

Чтобы получить явное выражение для ВАХ, было найдено пространственное распределение концентрации неосновных носителей  $n(x)$  в базе при диффузи-

онно-дрейфовом токопереносе [12]. Выражение для полного тока через диод имеет вид

$$I = I_{DS} \left[ 1 - \frac{2}{3} \beta(U) \right] \exp(qU/k_B T) + I_{RS} \left[ 1 - \frac{1}{3} \beta(U) \right] \exp(qU/2k_B T), \quad (6)$$

где  $I_{DS}$  и  $I_{RS}$  — диффузионный и рекомбинационный токи насыщения, соответственно;

$\beta(U)$  — параметр,  $\beta(U) = n_i^2 \exp(qU/k_B T) / p_{p0}^2 \ll 1$ ;

$p_{p0}$  и  $n_i$  — равновесная и собственная концентрация носителей, соответственно.

Оценка зависимости  $m(I)$  из (6) дает:

$$m(I) = 1 + \frac{I}{I_1} + \sqrt{\frac{I_2}{I}}, \quad (7)$$

где  $I_{1,2}$  — характеристические токи,  $I_1 = 3p_{p0}^2 I_{DS} / 2n_i^2$ ,  $I_2 = I_{RS}^2 / 4I_{DS}$ .

Сумма в правой части (7) разделяет идеальный диффузионный ток, ток псевдовысокой инжекции (второе слагаемое) и рекомбинационный ток (третье слагаемое). Из сравнения двух последних слагаемых видно, что с увеличением тока асимптотическое поведение  $m(I)$  дается линейной зависимостью  $m(I) \approx 1 + (I/I_1)$  с характеристическим наклоном  $\sim 1/I_1$ .

Расчет  $m(I)$  с использованием электрофизических и технологических параметров диодной структуры показал, что вследствие увеличения вклада рекомбинационной составляющей характеристический наклон после облучения несколько ниже, чем до облучения. Следовательно, должна существовать точка пересечения  $C$

кривых  $m(I)$  до и после облучения, что и наблюдается экспериментально. Рассчитанные значения тока и фактора идеальности, соответствующие точке  $C$ , показанной на рис. 2, равны:  $I_C = 1,1 \cdot 10^{-4}$  А,  $m_C = 1,13$ , что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Измерения термометрических характеристик для рабочего тока 100 мкА показали, что температурный сдвиг, вызванный гамма-облучением  $Co^{60}$  дозой до  $10^6$  рад, не превышает максимального значения основной абсолютной ошибки измерения температуры (рис. 3).

Как следует из данных метрологических исследований стабильности сенсоров для рабочего тока 100 мкА, температурные отклонения в реперных точках после облучения дозой  $10^6$  рад не превышают  $\pm 5$  мК (рис. 4). С увеличением дозы облучения до  $10^7$  рад величина  $\Delta T$  не превышает 0,5 К (рис. 3).

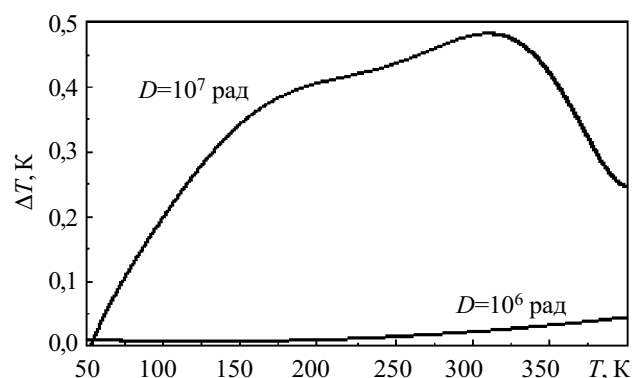


Рис. 3. Температурная погрешность, вызванная гамма-облучением  $Co^{60}$  дозой  $10^6$  и  $10^7$  рад

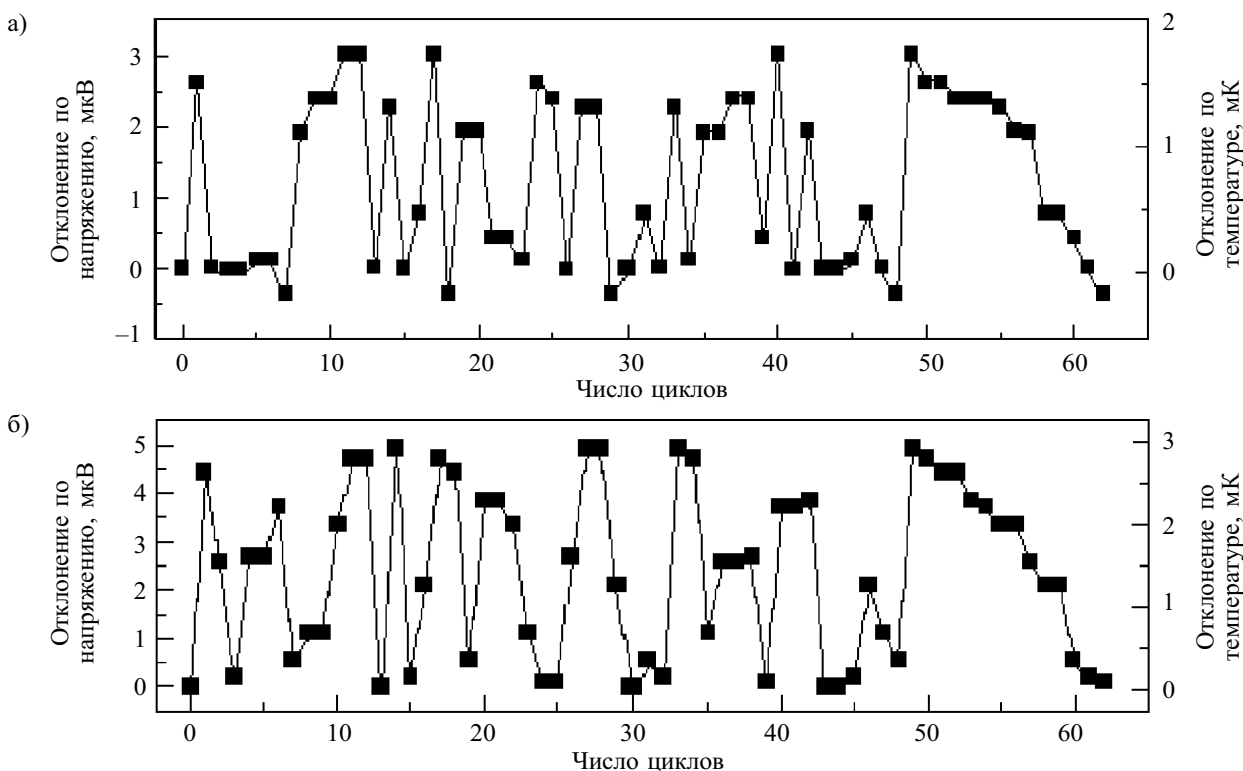


Рис. 4. Стабильность случайной выборки диодных сенсоров температуры после термоциклирования от температуры тройной точки воды к точке затвердевания индия (измерения выполнены при температуре тройной точки воды): а — до облучения; б — после облучения гамма-квантами  $Co^{60}$  дозой  $10^6$  рад

Таким образом, радиационная стойкость разработанных диодных сенсоров температуры существенно превосходит зарубежные аналоги, погрешность измерения которых, вызванная влиянием гамма-облучения, превышает 3 К уже для дозы  $10^6$  рад [9].

**Заключение**

На основе результатов комплексных физико-технологических и метрологических исследований нами разработаны диодные сенсоры температуры для применения в условиях влияния факторов экстремальной электроники. По сравнению с аналогичными типами сенсоров удалось понизить мощность теплового рассеяния на один-два порядка и, таким образом, существенно повысить точность измерения в области криогенных температур, достичь рекордно высокой чувствительности (порядка 180 мВ/К) в области гелиевых температур, повысить радиационную стойкость к гамма-облучению.

Разработанные сенсоры применены в условиях воздействия климатических факторов и облучения гамма-квантами  $Co^{60}$  для температурного мониторинга объекта “Укрытие” (IV блок ЧАЭС) на расстоянии точки измерения от системы регистрации примерно 300 м. При заправке ракет-носителей “Зенит-3SL” (в рамках проекта “Морской старт”) впервые в практике ракетно-космической техники в условиях влияния внешних факторов микроэлектронные датчики нового типа обеспечивают контроль температурных режимов заправки переохлажденного жидкого кислорода в баки ракеты с точностью измерения  $\pm 0,05$  К.

**ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ**

1. Шварц Ю. М. Фізичні основи напівпровідникових приладів екстремальної електроніки.— Дис. ... докт. фіз.-мат. наук.— К., ІФП НАНУ, 2004.

2. NASA/JPL Conference on Electronics for Extreme Environments: Pasadena (The USA), 1999: <http://extelect.jpl.nasa.gov/conference>.

3. Transducers'01. Eurosensors XV: Digest of technical papers of the 11th International Conf. on Solid-State Sensors and Actuators. Vol. 1, 2.— Munich (Germany): Springer.— 2001.

4. Transducers'03: Digest of the 12th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems.— Boston (USA): Springer.— 2003.

5. Buckingham M. J. Noise in electronic devices and systems.— New York: Ellis Horwood Ltd., 1983.

6. Круковский П. Г., Шварц Ю. М., Круковский С. П. Расчетный анализ погрешностей измерения кремниевого датчика температуры // Промышленная теплотехника.— 2002.— Т. 24, № 2–3.— С. 154—159.

7. Rubin L. G. Cryogenic thermometry: a review of progress since 1982 // Cryogenics.— 1997.— Vol. 37, N 7.— P. 341—356.

8. Dohrill B. C., Krause J. K., Swinehart P. R., Wang V. Performance characteristics of silicon diode cryogenic temperature sensor // Applications of Cryogenic Technology.— 1991.— Vol. 10, N 1.— P. 85—107.

9. Temperature Measurement and Control // Product Catalog and Reference Guide. Part 1 of 2.— Westerville, Ohio (USA): Published by Lake Shore Cryotronics, Inc.— 1999.

10. Shwarts Yu. M., Kondrachuk A. V., Shwarts M. M., Shpinar L. I. Non-ohmic Mott conductivity and thermometric characteristics of heavily doped silicon structures // Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics.— 2000.— Vol. 3, N 3.— P. 400—405.

11. Shwarts Yu. M., Shwarts M. M., Ivashenko A. M. et al. Simulation of low-temperature current flow and sensitivity in Si diode temperature sensors // Ukraine J. Physics.— 2004.— Vol. 49, N 10.— P. 1000—1005.

12. Shwarts Yu. M., Sokolov V. N., Shwarts M. M., Venger E. F. Radiation resistant silicon diode temperature sensors // Sensors and Actuators A.— 2002.— N 97–98.— P. 271—279.

**КОНФЕРЕНЦИЯ «СИЭТ-2005»**

[www.tkea.wallst.ru/konfer.html](http://www.tkea.wallst.ru/konfer.html)

23—27 мая 2005 г. в Одессе прошла ставшая уже традиционной шестая международная научно-практическая конференция “Современные информационные и электронные технологии” («СИЭТ-2005»). Как и в предыдущие годы, конференция была организована и проведена Одесским национальным политехническим университетом и редакцией журнала «Технология и конструирование в электронной аппаратуре». В работе конференции приняли участие представители Министерства промышленной политики Украины, руководители и главные специалисты ряда академических и отраслевых институтов, предприятий и вузов стран СНГ.

В Программу конференции вошли 384 доклада, подготовленных учеными, специалистами, аспирантами из Азербайджана, Белоруссии, Грузии, Иордании, Молдовы, России, Туркмени, Узбекистана и Украины. Среди соавторов докладов

были представители Австралии, Германии и США.

Конференция проходила на пленарных и секционных заседаниях. Работали секции:

Обработка сигналов. Схемотехника. Системотехника;

Информационные технологии. Компьютерные системы и сети;

Проектирование, конструирование, производство и контроль электронных средств;

Функциональная электроника.

Микро- и нанотехнологии;

Экологический мониторинг.

Наиболее интересными для журнала «ТКЭА» были последние три секции. Представленные доклады отразили достаточно широкий спектр проблем, которые решаются прикладной наукой на современном этапе. Вместе с тем организаторам конференции в основном удалось составить календарь таким образом, чтобы заседания в рамках секций носили характер тематических подсекций, что способствовало деловой атмосфере обсуждения сообщений.

**ВЫСТАВКИ. КОНФЕРЕНЦИИ**

По сравнению с конференцией «СИЭТ-2004» увеличилось количество представленных докладов. Выросла доля докладов отраслевых НИИ и КБ, что позволяет надеяться на возрастание интереса промышленности к конференции.

К сожалению, не все докладчики смогли прибыть для выступлений. А знакомство с рефератами докладов в Трудах конференции (и даже с представленными полными текстами докладов) не может заменить живого общения.

Однако в целом конференция удалась, чему, конечно, способствовала и прекрасная погода на протяжении всего времени ее проведения.

Очередная, VII конференция «СИЭТ» пройдет в 2006 году в последней декаде мая. К этому времени, надеемся, в журнале «ТКЭА» уже будут опубликованы материалы «СИЭТ-2005», заслуживающие внимания читателей.

*Г. т. н. Панов Л. И.*

Д. ф.-м. н. Я. И. ЛЕПИХ

Украина, Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова  
E-mail: ndl\_lepikh@mail.ru

Дата поступления в редакцию  
03.12.2004 г. — 01.03.2005 г.

Оппонент д. т. н. В. В. НОВИКОВ  
("Авангард-Элионика", г. С.-Петербург)

## АКУСТОЭЛЕКТРОННЫЕ СЕНСОРЫ ГАЗА СО СЛОИСТЫМИ СТРУКТУРАМИ

*Приведены результаты разработки и исследований слоистых акустоэлектронных сенсоров газа с адсорбционными пленками Ленгмюра–Блоджетт на поверхности звукопровода.*

Поиск новых перспективных принципов, материалов и эффективных методов создания микроэлектронных сенсоров газа остается актуальной задачей.

Исследованиям слоистых структур "адсорбционная пленка — пьезоэлектрический звукопровод элемента на поверхностных акустических волнах (ПАВ)" в последнее время уделяется повышенное внимание [1—3] в связи с возможностью создания на их основе сенсоров газа, отличающихся от аналогов не только высокими метрологическими параметрами, но и перспективами их интеллектуализации. Особенно многообещающими являются структуры с пленками Ленгмюра–Блоджетт (Л–Б) на поверхности пьезоэлектрических звукопроводов элементов на ПАВ.

**Техника эксперимента.** Исследовавшиеся газочувствительные сенсоры с элементами на ПАВ с бегущей волной представляли собой звукопровод с встречно-штыревыми преобразователями (ВШП) и нанесенной на рабочую поверхность пленочной структурой. Элементы на ПАВ изготавливались по тонкопленочной технологии, основными операциями которой являются вакуумное напыление и фотолитография. Исследовались резонансные и фильтровые системы ВШП. Использовались пьезокерамика системы ЦТС и пьезокварц различных срезов.

Фильтровая система ВШП элементов на ПАВ имела топологию аподизированных электродов, а целый элемент — классическую структуру: два ВШП, генерирующий и детектирующий ПАВ, которые вместе формировали АЧХ узкополосного фильтра. Такое построение элемента на ПАВ позволяет легко фиксировать изменение центральной (рабочей) частоты, амплитуды сигнала на центральной частоте либо в полосе пропускания фильтра, а площадь звукопровода между ВШП позволяет варьировать топологию адсорбирующей пленки. Геометрические параметры адсорбирующей пленки, наносимой на рабочую поверхность звукопровода, выбирались исходя из требований обеспечения стабильности распространения на поверхности только волны Рэлея и исключения ее трансформации в другие типы волн [4].

На рис. 1 показана структура элемента на ПАВ с адсорбирующей пленкой. Здесь же показаны возможные варианты трансформаций волны Рэлея 1 в дисперсионную волну Сезава 2 либо объемную сдвиговую волну Лява 3 в зависимости от соотношения геометрических размеров пленки и длины волны. Конструктивное решение элемента на ПАВ обеспечивает возможность использования одновременно и двух информативных параметров сигнала сенсора — частоту и амплитуду, что может существенно повысить метрологические характеристики сенсоров и обеспечить его интеллектуализацию с меньшей потерей информативности измерений вследствие меньшего числа этапов преобразования полезного сигнала.

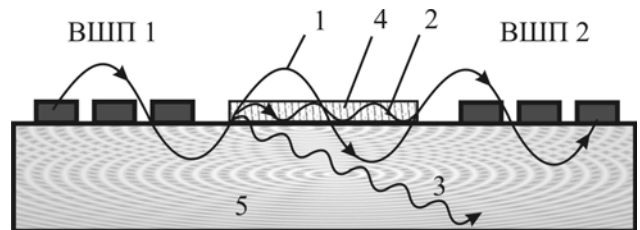


Рис. 1. Структурная схема сенсора газа с элементом на ПАВ и адсорбционной пленкой:

ВШП 1, ВШП 2 — соответственно генерирующий и детектирующий преобразователи ПАВ; 1 — волна Рэлея; 2 — волна Сезава; 3 — сдвиговая волна; 4 — сорбирующая пленка; 5 — звукопровод

Сорбционные пленочные структуры наносились на рабочую поверхность звукопровода различными способами — иголкой, кисточкой, центрифугированием, поливом и методом Ленгмюра–Блоджетт. В данной работе представлены результаты исследований сенсоров с элементами на ПАВ с фильтровой структурой и пленками Л–Б.

Для получения Л–Б-пленок использовалась установка типа УНМ-2 (НИОПИК). Определение момента образования монослоя амфифильных молекул на поверхности воды в ванне осуществлялось с помощью весов Вильгельми.

В качестве сорбционных материалов использовались различные полимеры, неорганические соединения, а также новый класс перспективных материалов — комплексонов германия [5]. Сенсорные свойства образцов исследовались в среде паров воды, паров аммиака (10%), изопропилового спирта (96%) и уксусной кислоты (50%).

**Результаты исследований и их обсуждение.** Результаты экспериментальных исследований показаны на примере сенсора с Л-Б пленкой из стеарата натрия  $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{17}\text{COONa}$ .

Исходя из актуальности задачи интеллектуализации сенсора, в качестве основного параметра выходного сигнала была принята частота сигнала, детектируемого выходным ВШП элементом на ПАВ. Такой подход обеспечивает более простое решение задачи сопряжения сенсора с ЭВМ.

На рис. 2 показан ПАВ-отклик сенсора с Л-Б-пленкой  $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{17}\text{COONa}$  на кратковременное ( $t$ ) действие паров аммиака. Видно, что сенсор обладает высокой чувствительностью по отношению к парам аммиака. Менее чем за 5 с передний фронт отклика возрастает до 2 кГц изменения ( $\Delta f$ ) рабочей частоты сенсора (10 МГц). После отключения источника паров аммиака сигнал резко снижается — примерно в два раза приблизительно за 1 с. Существенно, что десорбция газа из пленки происходит без подогрева.

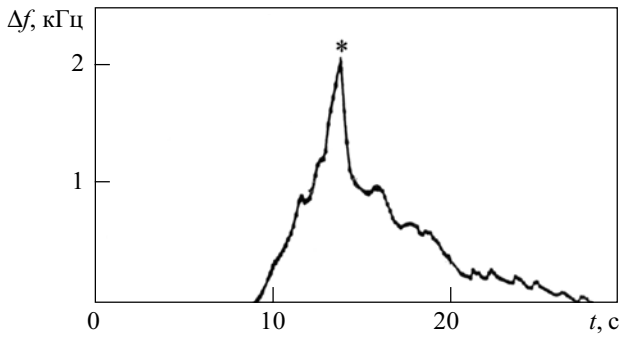


Рис. 2. ПАВ-отклик сенсора с Л-Б-пленкой  $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{17}\text{COONa}$  на пары аммиака:  
\* — момент отключения источника газа

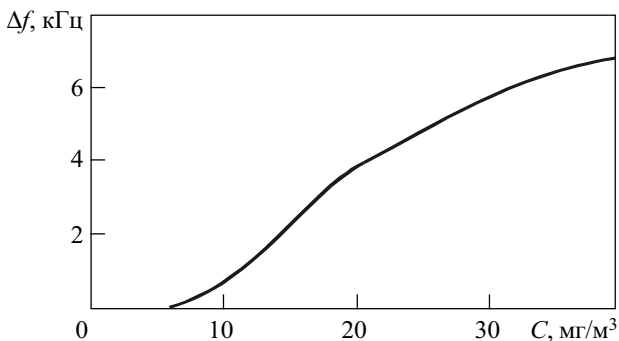


Рис. 3. Зависимость смещения рабочей частоты сенсора с Л-Б-пленкой  $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{17}\text{COONa}$  от концентрации аммиака  $C$

На рис. 3 приведена зависимость изменения рабочей частоты сенсора от концентрации газа. Столь высокие чувствительность и быстродействие сенсора определяются главным образом рецепторными свойствами Л-Б-пленки  $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{17}\text{COONa}$ , приводящими вследствие процесса сорбции-десорбции газа к изменению условий распространения ПАВ и, соответственно, к адекватному изменению рабочей частоты.

Изменением материала пленки на рабочей поверхности ПАВ можно достичь изменения «узнаваемости» иных молекул газа.

Как показывает анализ, характеристики сенсора таковы, что приборное решение измерений концент-

рации газов с применением микропроцессорной техники обеспечивает его работу в режиме on-line.

На характеристики сенсора в немалой степени влияют электрофизические параметры и акустические характеристики пьезоэлектрического звукопровода. Материалы, относящиеся к сильным пьезоэлектрикам, например пьезокерамика системы ЦТС (большое значение коэффициента электромеханической связи  $K_p$ ), обеспечивают, в частности, достижение более высоких значений чувствительности сенсора. Существенную роль в формировании характеристик сенсоров играют геометрические параметры адсорбционной пленки, соотношение значений акустических импедансов пленки и пьезоэлектрического звукопровода.

Одним из скрытых факторов негативного влияния на характеристики сенсоров, как указывалось выше, является трансформация ПАВ Рэлея в дисперсионные волны Сезава или сдвиговые волны (см. рис. 1). В данном сенсоре эти эффекты максимально учтены, что позволило обеспечить адекватность ПАВ-отклика изменению параметров газовой среды.

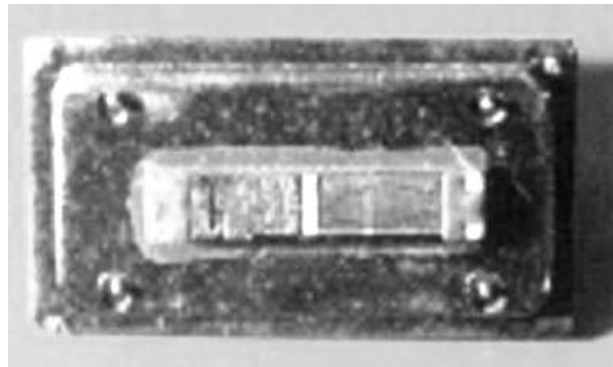


Рис. 4. Опытный образец сенсора газа

Конструктивно сенсор (рис. 4) выполнен в металлоглазном корпусе с отверстиями в крышке.

**Заключение.** Акустоэлектронные сенсоры газов со структурой "пленка Ленгмюра-Блоджетт — поверхность пьезозвукопровода" в силу высоких метрологических параметров являются весьма перспективным классом сенсоров. Особенность их еще и в том, что процесс адсорбции-десорбции происходит достаточно быстро без подогрева, чем обеспечивается возможность работы в режиме on-line.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Крышталь Р. Г., Кундин А. П., Медведь А. В. и др. Газовый датчик сорбционного типа на поверхностных акустических волнах, чувствительный к тепловым свойствам газов // Письма в ЖТФ.— 2002.— Т. 28, вып. 2.— С. 25.
2. Лепих Я. И., Хоменко М. В. Сенсоры на поверхностных акустических волнах с пленочными структурами / Тр. науч.-практ. конф. "СИЭТ-2003".— Одесса.— 2003.— С. 336.
3. Benetti M., Cannata D., D'Amico A. et al. SAW sensors on AlN/DLC/Si structures / Abstr. A Confer. of the IEEE Sensors.— Vienne, Austria.— 2004.— P. 168.
4. Lepikh Ya. I. The state and prospects of the sensors electronics based on acoustoelectronic phenomena // Sensor electronics and microsystem technologies.— 2004.— N 1.— P. 45—58.
5. Лепих Я. И., Смынгына В. А. Функциональные материалы на основе комплексных соединений германия // Письма в ЖТФ.— 2000.— Т. 26, вып. 4.— С. 72—74.

К. т. н. Н. Г. ЧЕРНЯК, к. т. н. А. Н. БОНДАРЕНКО,  
Г. А. СКРИПКОВСКИЙ, к. т. н. В. К. ЛОПУШЕНКО

Украина, НТУУ "Киевский политехнический институт"  
E-mail: sashbond@cisavd.ntu-kpi.kiev.ua

Дата поступления в редакцию  
02.02 2005 г.

Оппонент к. т. н. В. С. ГОЛУБ  
(НПФ VD MAIS, г. Киев)

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДАТЧИКА ДАВЛЕНИЯ С ПНЕВМОМЕХАНИЧЕСКИМ РЕЗОНАТОРОМ

*Испытан макет датчика давления с пневмомеханическим резонатором. Показана возможность построения датчиков для бортового оборудования с погрешностью менее 0,1%.*

Современные измерения требуют все более высоких точностей. В связи с этим постоянно растет спрос на прецизионные и повышенной точности датчики давления для бортового оборудования и контрольно-измерительной аппаратуры.

Датчики давления традиционных типов, к примеру, наиболее точные и практичные для бортового оборудования — с резонирующим цилиндром (разработка МПКБ «Восход», Россия или Solartron, Великобритания), достаточно сложны в реализации. Необходимой высокой стабильности собственной частоты резонаторов добиваются годами их старения, постоянным совершенствованием технологии изготовления и средств контроля технологических параметров резонатора, специальной термообработкой, подбором материала и другими сложными операциями.

Вместе с тем все большее внимание привлекают датчики на новых физических принципах действия. Такие датчики могут иметь более простую технологию изготовления, более низкую себестоимость при относительно высоких технических характеристиках. Одним из таких датчиков давления является датчик с пневмомеханическим резонатором.

Датчики давления с пневмомеханическим резонатором обладают высокой стабильностью метрологических характеристик, чувствительностью к измеряемой величине, технологичностью изготовления. Они используются как широкодиапазонные датчики в аэродинамических трубах (NASA-Ames, США [1]), барометрические высотометры (МПКБ «Восход» [2—4] и Solartron [5]), в лабораторных исследованиях («Fuji Elec. J.» [6]).

Авторами статьи были разработаны физико-технические основы построения датчиков давления с пневмомеханическим резонатором [7]. Полученные результаты подтверждаются зарубежными экспериментальными исследованиями. Однако экспериментальных данных для проверки результатов моделирования датчиков такого типа с нелинейным сопротивлением газообмену в пневмокамерах в научно-технической литературе недостаточно [1, 2]. Фактически

имеются некоторые результаты только для серийно изготавливаемого датчика с нелинейным пневмосопротивлением, созданного фирмой NASA-Ames. Такие датчики наиболее просты в изготовлении, имеют более высокий верхний предел измерения, чем другие датчики давления с пневмомеханическим резонатором.

Настоящая работа посвящена экспериментальным исследованиям датчиков с нелинейным пневмосопротивлением. Для исследований был разработан и изготовлен макет, прототипом которого был упомянутый ранее датчик фирмы NASA-Ames.

Пневмомеханический резонатор (ПМР) макета (рис. 1) состоит из резонирующего элемента (РЭ) 1 и пневмокамеры 3 между РЭ и газонепроницаемым экраном 5. Пневмокамера отделена от внешней среды нелинейным сопротивлением в виде узких щелей 7 типа отверстия в стенке, а именно двумя параллельными прямыми прорезями шириной  $\Delta$  в РЭ. Во время колебаний резонатора газ в пневмокамере 3 попеременно расширяется и сжимается, стараясь соответственно натечь или вытечь из пневмокамеры.

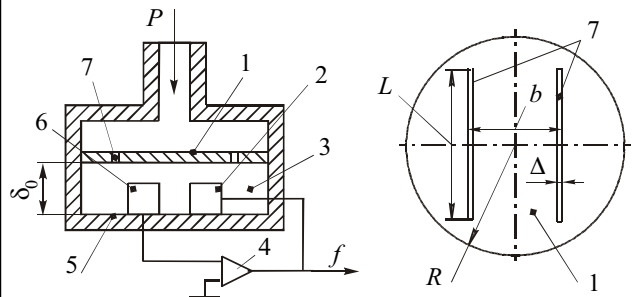


Рис. 1. Функциональная схема макета датчика давления

ПМР макета является частотоподающим элементом автоколебательной системы. Он включается в контур положительной обратной связи широкополосного усилителя 4 с помощью емкостной системы съема 6 и электромагнитной системы 2 возбуждения колебаний РЭ. Выходным параметром, который определяется измеряемым давлением  $P$ , является собственная частота колебаний резонатора  $f$  [7].

Электрод С1 (рис. 2) системы съема (6 на рис. 1) питается генератором, который состоит из компаратора на операционном усилителе (ОУ) DA1 и интегратора на ОУ DA3. Емкость С1 зависит от прогиба резонирующего элемента (1 на рис. 1) и определяет коэффициент преобразования усилителя на ОУ DA2.

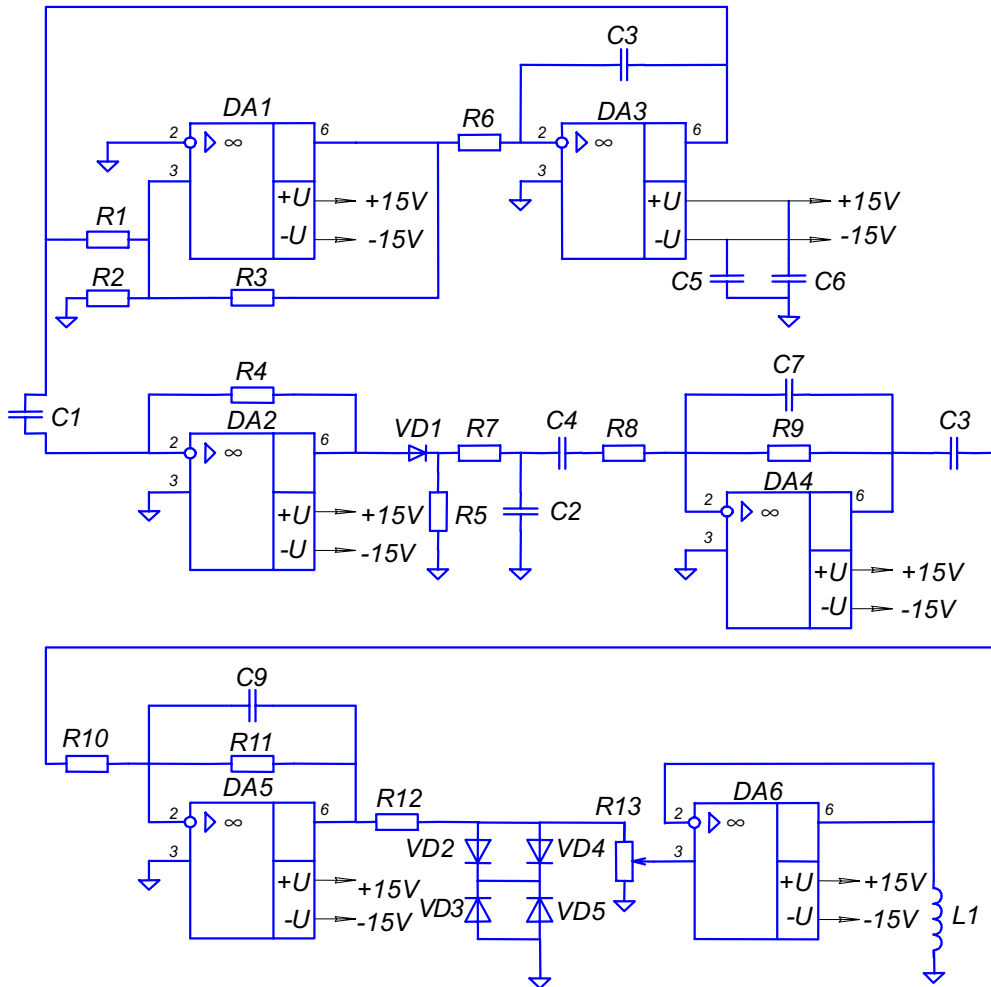


Рис. 2. Принципиальная электрическая схема макета:  
 L1 — катушка индуктивности; C1—C9 — конденсаторы; R1—R13 — активные сопротивления;  
 DA1—DA6 — операционные усилители; VD1—VD5 — диоды; U — напряжение питания

Переменная (с частотой колебаний РЭ) составляющая напряжения на выходе усилителя отделяется амплитудным детектором, который состоит из диода VD1, резисторов R5, R7 и конденсатора C2. Эта переменная составляющая усиливается в двухкаскадном усилителе на ОУ DA4, DA5. Оба каскада построены по одинаковой схеме фильтра, который имеет максимальный коэффициент усиления на частоте собственных колебаний РЭ.

Сигнал из выхода усилителя попадает на вход нелинейного элемента, построенного на резисторе R12

и на параллельно включенных диодах VD2—VD5. Такой элемент имеет коэффициент передачи для малых сигналов (меньших предела насыщения усилителя) близкий к единице, что способствует возникновению постоянных колебаний после включения питания датчика давления. При увеличении амплитуды колебаний коэффициент передачи нелинейного элемента уменьшается, что приводит к стабилизации амплитуды колебаний РЭ. Величина амплитуды колебаний РЭ регулируется с помощью потенциометра R13, из выхода которого напряжение идет к усилителю мощности на ОУ DA6. Нагрузкой последнего является катушка L1 электромагнитной системы возбуждения (7 на рис. 1) колебаний резонирующего элемента. Тем самым замыкается положительная обратная связь автоколебательной системы датчика.

Элементы макета приведены на рис. 3.

Макет функционирует как в режиме демпфирования колебаний газом в пневмокамере, так и в режиме, использующем упругость газа в пневмокамере. В режиме демпфирования [1] изменение собственной частоты  $f$  ПМП как колебательного звена в первом приближении пропорционально коэффициенту  $\xi \approx k_{\xi} P$  (см. таблицу) относительного демпфирования (при малых его значениях,  $\xi \ll 1$ ). Благодаря

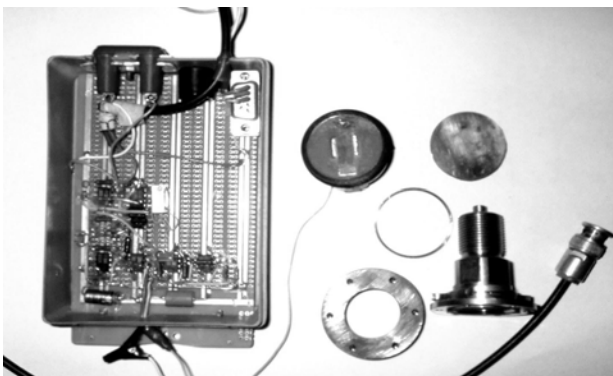


Рис. 3. Элементы макета датчика давления

Параметры	Числовое значение параметра		
	абсолютное	относительное, %	теоретическое
Коэффициент условия работоспособности $k_\delta$ $\delta_0 \geq k_\delta \frac{c_{зв}^2}{w_m (2\pi f_0)^2} \left( \frac{S_\Delta}{S_z} \right)^2$ , $S_\Delta=L\Delta$ , $S_z=\pi R^2$	6	—	$k_\delta = \frac{4}{0,87k_v \cdot 2,5}$ = 6,6, где $k_v=0,28$
Коэффициенты функций преобразования: $k_p$ , с использованием упругости газа, когда $f = \sqrt{f_0^2 + \frac{k_p P}{\rho h \delta_0}}$	0,19	—	$k_p = \frac{k_v^2 \gamma}{k_m} = 0,21$ , где $k_m=0,5$
$k_\xi$ , с использованием демпфирующего газа, когда $f \approx f_0(1-k_\xi P)$	$9 \cdot 10^{-7}$	—	$k_\xi \approx 0,85 \frac{\gamma}{c_{зв}^2} \left( \frac{Lb}{h\Delta} \right)^2 \frac{(k_v)^2 f_0 w_m}{\sqrt{k_m E \rho}} \approx 10^{-6}$
Выходная частота $f$ при $P=1$ атм: с использованием упругости газа с использованием демпфирующего газа	1035 Гц 843 Гц	—	917 Гц 717 Гц
Девиации частоты в диапазоне измерения давления $P=1...1,5$ атм: с использованием упругости газа с использованием демпфирующего газа	60 Гц 21 Гц	100 30	67 Гц 24 Гц
Температурная погрешность в диапазоне $-30...+60^\circ\text{C}$	6 Гц	5	6%
Нестабильность частоты: краткосрочная (до 1 мин) режимная (до 10 ч) долгосрочная (до 10 сут)	0,2 Гц 0,4 Гц 0,5 Гц	0,3 0,6 0,9	—

\* Здесь  $\delta_0$  — толщина пневмокамеры;  $c_{зв}$  — скорость звука газа в пневмокамере (332 м/с для воздуха);  $w_m$  — амплитуда колебаний РЭ;  $f_0$  — собственная частота колебаний РЭ в вакууме;  $L$  — длина РЭ;  $\Delta$  — ширина прорезей;  $R$  — радиус закрепления РЭ;  $k_v$  — коэффициент вытесненного объема РЭ;  $\rho$  — плотность материала РЭ;  $h$  — толщина РЭ;  $\gamma$  — коэффициент Пуассона;  $k_m$  — коэффициент эквивалентной массы РЭ;  $b$  — ширина РЭ;  $E$  — модуль упругости материала РЭ.

значительной величине пневмосопротивления зазора 7 (рис. 1) величина относительного демпфирования  $\xi$ , а значит, и изменения частоты ПМР, становится ощутимой. Поскольку коэффициент  $\xi$  зависит от давления  $P$ , то и собственная частота  $f$  ПМР зависит от давления  $P$ .

Для режима, использующего упругость газа, пневмосопротивления задавались еще большими, чтобы газ не успевал натекать в пневмокамеру (или вытекать из нее) за полупериод колебаний РЭ. Этот режим наступает, если выполняется условие работоспособности ПМР, представленное в таблице. Тогда газ в пневмокамере только расширяется (или сжимается), увеличивая суммарную жесткость и собственную частоту  $f$  колебаний ПМР:

$$f = f_0 \sqrt{1 + \frac{c_{пр}}{(2\pi f_0)^2 m_{ре}}}$$

где  $c_{пр}$  — присоединенная жесткость,  $c_{пр} = (k_s k_v)^2 \gamma P \delta_0$ ;  
 $k_s$  — коэффициент эффективной площади РЭ;  
 $m_{ре}$  — эквивалентная масса РЭ,  $m_{ре} = k_m \rho h S_{эф}$ ;  
 $S_{эф}$  — эффективная площадь РЭ.

Упругость газа и частота колебаний ПМР  $f$  зависят от измеряемого давления  $P$  (см. табл.). Переход из режима демпфирования в режим упругости газа практически осуществляется уменьшением ширины прорезей  $\Delta$  от 70 до 40 мкм (путем замены РЭ), увеличением толщины пневмокамеры  $\delta_0$  путем введения дополнительной прокладки толщиной 0,3 мм (рис. 3) и

увеличением амплитуды  $w_m$  колебаний РЭ почти вдвое. Контролировать амплитуду  $w_m$  можно по амплитуде  $U_m = 0,5...2,5$  В напряжения на электродах системы съема (6 на рис. 1).

Экспериментально определялись:

— выходные характеристики датчика (рис. 4) на задатчике воздушного давления АЗД-2,5Т16 с погрешностью 0,25% в диапазоне давлений  $P=1...1,5$  атм по прямому и обратному ходу и нормальной температуре ( $20^\circ\text{C}$ );

— температурные характеристики датчика в термокамере ТВТ-2 в диапазоне температур  $-30...+60^\circ\text{C}$  при нормальном давлении (1 атм) по прямому и обратному ходу термокамеры;

— коэффициент условия работоспособности по точке перелома характеристики зависимости выходной частоты  $f$  от амплитуды колебаний РЭ (амплитуды  $U_m$  переменного напряжения на электродах системы съема);

— нестабильность выходной частоты датчика в нормальных условиях (давление 1 атм и температура  $20^\circ\text{C}$ ) —

- кратковременная на протяжении 1 мин по 10 точкам,
- режимная на протяжении 10 ч по 10 точкам,
- долговременная на протяжении 10 сут по 10 точкам.

Обработка результатов экспериментальных исследований макета (см. табл.) показала, что они близки

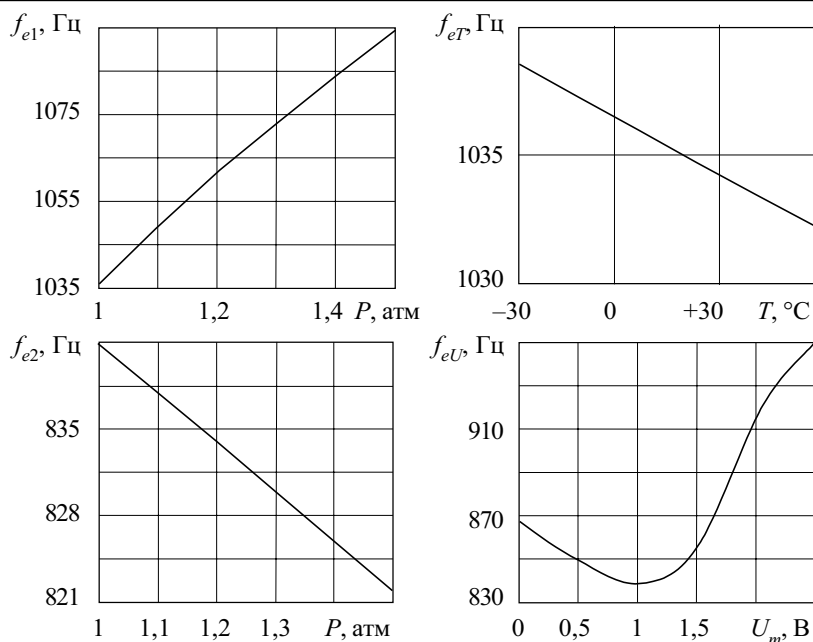


Рис. 4. Экспериментальные характеристики макета:

$f_{e1}$  и  $f_{e2}$  — выходные в режиме упругости и демпфирования газа;  $f_{eT}$  и  $f_{eU}$  — температурная и от амплитуды напряжения системы съема

тительными для измерения давления. Их выход частотный, как у большинства современных датчиков давления, удобный для дальнейшей (в том числе и цифровой) обработки сигнала; их резонатор обладает более высокой добротностью, а значит, более высокой стабильностью, сам датчик — меньшим энергопотреблением. Но рассмотренные датчики в режиме упругости могут измерять только абсолютное давление только сжимаемых сред (газов). Кроме того, для защиты элементов ПМР датчиков давления с нелинейным пневмосопротивлением обоих типов от воздействия агрессивных сред и загрязнений необходимо предусматривать специальные мероприятия, например, аналогичные предусмотренным в прототипе [1]: специальные покрытия, изоляция соединений, подбор материалов элементов конструкции и избавление от неметаллических частей, очистка подаваемого газа.

\*\*\*

к результатам предыдущих теоретических исследований, а отличие теоретических и эмпирических значений числовых коэффициентов не превышает в большинстве случаев 10%.

Экспериментальные исследования подтверждают приемлемость разработанной авторами теории построения датчиков давления с ПМР также и для датчиков с нелинейным пневмосопротивлением. Целесообразно ввести термокомпенсацию погрешностей датчика давления (по показаниям термодатчика с погрешностью 10%) и более качественно изготовить датчик выбранной конструкции. Это позволит уменьшить до уровня 0,1 Гц его нестабильность и до 0,1% — основную приведенную погрешность измерения.

Следует подробнее рассмотреть датчики, которые работают в режиме демпфирования. Полученные в пределах условий эксперимента характеристики для таких датчиков мало уступают характеристикам датчиков на упругости газа, однако в дальнейшем обязательно возникнут вопросы генерирования автоколебаний низкодобротного резонатора, повсеместно возникающие при исследованиях датчиков на поверхностных акустических волнах [8]. В датчиках с демпфированием колебаний РЭ лучше возбуждать вынужденные колебания резонатора и иметь амплитудный выход по току в цепи компенсации потерь энергии на поддержание заданной амплитуды колебаний резонатора, как это сделано в прототипе макета [1]. Результаты моделирования датчиков с ПМР в режиме демпфирования можно использовать для расчета контуров пневматического демпфирования пластинчатых чувствительных элементов измерителей разных физических величин (акселерометры, микромеханические датчики угловой скорости и др.).

Датчики с пневмомеханическим резонатором, использующие упругость газа, являются более предпоч-

Таким образом, разработанная авторами теория построения датчиков давления с пневмомеханическим резонатором нашла экспериментальное подтверждение для всех вариантов построения таких типов датчиков. Результаты исследований показывают перспективность пневмомеханических датчиков и возможность построения согласно выбранной для макетирования конструктивной схемы датчиков давления с основной погрешностью измерения менее 0,1%.

Разработанная конструкция существенно расширяет области использования датчиков давления с ПМР и в дальнейшем может обеспечить им конкурентоспособность на рынке бортового оборудования и контрольно-измерительной аппаратуры.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Dimeff J., Deboo G. J., Lane J. W., Hedlund R. C. A vibrating diaphragm pressure measuring system // *Instrum., Aerospace Ind.*— 1969.— Vol. 15.— P. 383—389.
2. А. с. 228992 СССР. Датчик давления с частотным выходом / И. А. Горенштейн.— 1968.— Бюл. № 32.
3. А. с. 757889 СССР. Частотный датчик давления / И. А. Горенштейн, В. Г. Кравцов.— 1980.— Бюл. № 31.
4. А. с. 798523 СССР. Частотный датчик давления / И. А. Горенштейн, В. Г. Кравцов.— 1981.— Бюл. № 3.
5. Пат. 1175664 Великобритании. Improvement in relating to methods of measuring the pressure of easily moving media / W. E. Abbotts.— 1969.
6. Vibrate vacuum-gauge. Fuji Elec. J. // *IEEE Transactions on Electron Devices.*— 1970.— Vol. 43.— N 8.— P. 782—787.
7. Черняк Н. Г., Бондаренко А. Н. Прецизионный датчик давления с пневмомеханическим резонатором для бортового оборудования ЛА // *Технология и конструирование в радиоэлектронной аппаратуре.*— 2001.— № 3.— С. 38—43.
8. Шитиков Г. Т. Стабильные автогенераторы метровых и дециметровых волн.— М.: Радио и связь, 1983.

К. т. н. Н. М. ВАКИВ, И. Р. ЗАВЕРБНЫЙ, д. ф.-м. н. Д. М. ЗАЯЧУК,  
к. т. н. С. И. КРУКОВСКИЙ, И. О. МРЫХИН

Украина, г. Львов, Научно-производственное предприятие "Карат",  
Национальный университет "Львовская политехника"  
E-mail: krukovsky@polynet.lviv.ua

Дата поступления в редакцию  
30.07 2004 г.

Оппонент д. т. н. Р. Л. ГОЛЯКА  
("Львовская политехника", г. Львов)

## УСТАНОВКА ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОГО ПРОФИЛИРОВАНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИРОВАНИЯ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР GaAs

*Описана разработанная установка и методика электрохимического профилирования многослойных эпитаксиальных структур n-GaAs.*

Определение профилей распределения концентрации свободных носителей заряда по глубине эпитаксиальных структур является одной из важнейших задач диагностики полупроводниковых материалов, которая на сегодня решается различными методами: послойного травления, косоугольного шлифа, ртутного зонда, электрохимического профилирования [1–4] и т. д.

В основу метода электрохимического профилирования положено практическое применение процессов, происходящих на границе раздела "электролит—полупроводник". Метод широко используется не только для определения концентрационных профилей свободных носителей заряда в "массивных" структурах микронных размеров, но и для исследования энергетического спектра квантоворазмерных структур с одиночными квантовыми ямами, сверхрешетками и самоорганизованными ансамблями квантовых точек [5, 6]. Широкие функциональные возможности метода позволяют ставить вопрос о создании универсальной установки, которая обеспечивала бы возможность диагностики разных полупроводниковых материалов на основании исследования характеристик барьера "электролит—полупроводник".

В данной работе нами представлено описание и результаты испытания разработанной и реализованной установки для электрохимического профилирования структур на основе GaAs, которая при надлежащем подборе соответствующих электролитов может быть использована для диагностирования любых других полупроводниковых структур.

### Теоретические основания методики

Принцип исследования координатного распределения концентрации свободных носителей заряда  $N(x)$  по толщине эпитаксиальных слоев полупроводников в методике электрохимического профилирования следует из основных положений теории барьера Шоттки и асимметричного  $p-n$ -перехода и базируется на определении зависимости емкости потенциального барьера "электролит—полупроводник" от напряжения обратного смещения. Основными рабочими формулами вольт-фарадного метода являются соотношения [1, с. 83; 2, с. 228]

$$N(x) = \frac{2}{e\epsilon\epsilon_0 A^2} \left[ \frac{d(C_6^{-2})}{dU} \right]^{-1} \quad (1)$$

или

$$N(x) = \frac{1}{e\epsilon\epsilon_0 A^2} \cdot \frac{C_6^3}{\frac{dC_6}{dU}}, \quad (2)$$

где  $N(x)$  — концентрация свободных носителей заряда в точке  $x$ ;  
 $e$  — заряд электрона;  
 $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная полупроводника;  
 $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная вакуума;  
 $A$  — площадь контакта "электролит—полупроводник";  
 $C_6$  — дифференциальная емкость потенциального барьера;  
 $dC_6/dU$  — ее производная по напряжению обратного смещения  $U$ .

Координата точки  $x$ , в которой определяется концентрация свободных носителей заряда  $N(x)$  в полупроводнике, задается в виде

$$x = \epsilon\epsilon_0 A / C_6 \quad (3)$$

и соответствует ширине области пространственного заряда (ОПЗ) при данном обратном смещении  $U$ . Ее минимальное значение  $x_{\min}$ , при котором результаты измерения  $N(x)$  согласно (1) или (2) еще принято считать корректными, соответствует наименьшему смещению  $U$ , которое обеспечивает полное обеднение свободными носителями заряда ОПЗ полупроводника. Максимальное значение  $x_{\max}$ , т. е. максимальное проникновение ОПЗ в полупроводник, ограничивается пробивным напряжением барьера.

Как правило, диапазон глубины сканирования полупроводника от  $x_{\min}$  до  $x_{\max}$  не превышает величины порядка 1 мкм. Чтобы устранить этот недостаток, в [4] был предложен метод электрохимического профилирования, в котором сканирование по толщине структуры осуществляется контролируемым электрохимическим травлением полупроводника под действием освещения. В этом методе электролит играет двойную роль: обеспечивает образование в полупроводнике ОПЗ для измерения концентрации свободных носителей заряда и — травление полупроводника на необходимую глубину при освещении для расширения диапазона профилирования.

Контакт "электролит—полупроводник" можно рассматривать аналогично барьеру Шоттки, дополнительно учитывая окислительно-восстановительные реакции на поверхности полупроводника, которые обеспечивают возможность травления последнего при освещении.

Электрохимическую окислительно-восстановительную реакцию, компоненты которой связаны между собой как



можно описать при помощи набора уровней энергии электрона — заполненных, которые соответствуют восстановленной форме *Red* (с наиболее вероятной энергией  $E_{Red}^0$ ), и свободных, которые соответствуют окисленной форме *Ox* (с наиболее вероятной энергией  $E_{Ox}^0$ ). В растворе электрону соответствует уровень электрохимического потенциала  $F_{RedOx}$ :

$$F_{RedOx} = F^0 - \frac{kT}{n} \ln \frac{C_{Ox}}{C_{Red}}, \quad (5)$$

где  $F^0$  — постоянная, стандартный электрохимический потенциал, который в простой модели равняется [7, с. 22]

$$F^0 = (E_{Red}^0 + E_{Ox}^0)/2;$$

$k$  — постоянная Больцмана;

$T$  — температура;

$n$  — количество электронов, которые принимают участие в реакции (4);

$C_{Ox}$ ,  $C_{Red}$  — концентрации окисленной и восстановленной форм.

Связь  $F_{RedOx}$  и обратимого электродного потенциала окислительно-восстановительной системы  $\phi^0$  выражается соотношением

$$F_{RedOx} = -e\phi^0 + \text{const}. \quad (6)$$

Значение  $\text{const}$  в уравнении (6), так называемого "абсолютного электродного потенциала", зависит от природы растворителя и выбранного электрода сравнения, относительно которого в электролитах измеряется потенциал  $\phi$ .

Если электрохимические потенциалы контактирующих фаз "растворитель-электрод" равны между собой, т. е.  $F_{RedOx} = F$  (где  $F$  — уровень Ферми электрона в полупроводнике (металле)), двухфазная система, благодаря протеканию реакции (4), находится в равновесии. Нарушение равенства  $F_{RedOx}$  и  $F$  может привести к катодному или анодному разложению полупроводника (что в нашем случае эквивалентно его травлению). Такое разложение можно рассматривать как необратимые окислительно-восстановительные реакции, которые протекают при участии соответственно электронов и дырок и описываются некоторыми уровнями электрохимического потенциала  $F_{dec,n}$  и  $F_{dec,p}$ , связанными с равновесными электродными потенциалами соотношениями типа (6).

Термодинамически анодное разложение возможно, если выполняется неравенство  $F < F_{dec,p}$  ( $\phi > \phi_{dec,p}^0$ ), катодное — когда неравенство имеет вид  $F > F_{dec,n}$  ( $\phi < \phi_{dec,n}^0$ ) [7, с. 50]. Такого состояния, в частности, можно достичь за счет освещения. Когда при освещении квазиуровень Ферми  $F_p$  опускается ниже  $F_{dec,p}$ , происходит анодное разложение полупроводника, что и было реализовано в разработанной установке электрохимического профилирования структур на основе GaAs.

#### Экспериментальная установка

Для практической реализации метода электрохимического профилирования эпитаксиальных структур на основе GaAs была сконструирована установка, состоящая из электронного блока (для измерения дифференциальной емкости перехода "электролит-полупроводник" и ее производной по напряжению и

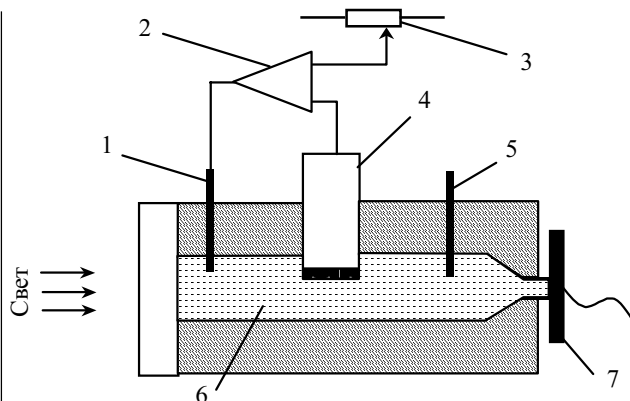


Рис. 1. Электрохимическая ячейка для профилирования полупроводниковых структур:

1 — графитовый электрод; 2 — усилитель; 3 — потенциометр, задающий напряжение смещения; 4 — электрод сравнения; 5 — платиновый электрод; 6 — электролит; 7 — полупроводник

для интегрирования по времени фототока через полупроводник, а также из электрохимической ячейки для создания контакта "электролит-полупроводник" и травления последнего.

Схема электрохимической ячейки показана на рис. 1. Ее конструкция обеспечивает герметичность ограничивающего контакта между полупроводником и электролитом с точно определенной площадью (достигается при помощи пластикового кольца заданного диаметра), осмотр и освещение контакта "электролит-полупроводник" и его промывку струей электролита. Источником света, который инициирует процесс травления полупроводника, служит галогенная лампа мощностью 150 Вт, излучение которой хорошо сколлимировано и пропускается через ИК-фильтр — 5-сантиметровую кювету с водой.

На качество травления влияют два фактора — напряжение смещения и интенсивность и однородность освещения.

Напряжение смещения определяет, главным образом, характер травления — селективный или полирующий. На барьере оно задается и поддерживается потенциостатом, который состоит из полупроводника (рабочий электрод), электрода сравнения и графитового электрода (вспомогательный электрод). Напряжение, заданное потенциометром, сравнивается с напряжением на электроде сравнения, введенном в цепь отрицательной обратной связи. На вспомогательный графитовый электрод усилитель подает такое напряжение, чтобы свести к нулю разность сравнения. Таким образом, на барьере поддерживается постоянное во времени напряжение смещения. Поскольку модулирующая частота низкая (30 Гц), постоянная времени потенциостата должна быть намного больше периода модулирующего напряжения, чтобы не компенсировать его.

Интенсивность освещения определяет скорость травления и интенсивность выделения газа на поверхности полупроводника. Последнее является нежелательным фактором, т. к. содействует образованию на поверхности нестравленных островков. Поэтому скорость травления следует выбирать малую (в случае GaAs, как показали наши исследования, — около 10 мкм/ч), а поверхность полупроводника необходимо периодически промывать струей электролита во время травления.

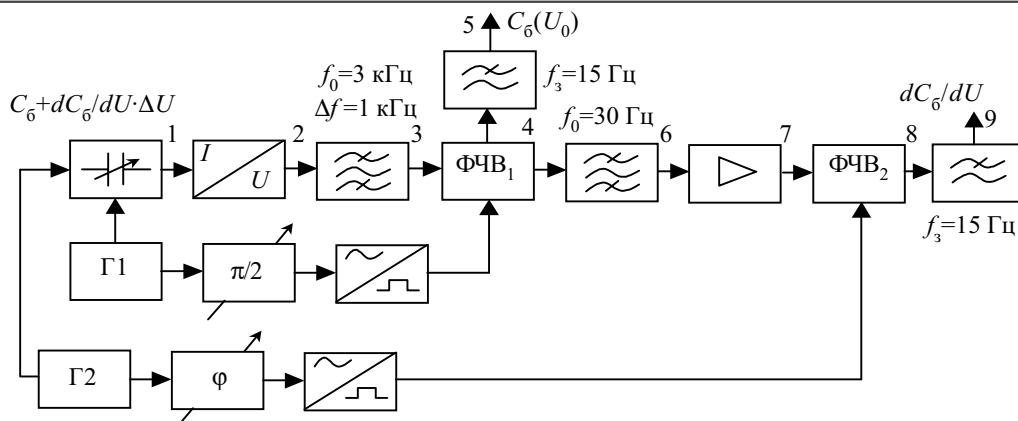


Рис. 2. Блок-схема измерительного тракта профилометра:

$f_0$  — резонансная частота;  $\Delta f$  — полоса пропускания

Глубина травления определяется из закона Фарадея:

$$h = \frac{M}{zFA\rho} \int I dt, \quad (7)$$

- где  $M$  — молярная масса;
- $z$  — зарядовое число (для GaAs равно 6);
- $F$  — постоянная Фарадея;
- $A$  — площадь контакта "электролит—полупроводник";
- $\rho$  — плотность полупроводника;
- $I$  — ток через полупроводник;
- $t$  — время травления.

Для определения дифференциальной емкости перехода "электролит—полупроводник" введен платиновый электрод, на который подается переменное напряжение. Блок-схема измерительного тракта установки показана на рис. 2. Дифференциальная емкость представлена в виде ряда

$$C(U_0 + \Delta U) = C_6(U_0) + \left. \frac{dC_6(U)}{dU} \right|_{U=U_0} \cdot \Delta U,$$

где  $\Delta U$  — отклонение от  $U_0$ .

В профилометре использована модуляционная методика определения  $C_6$  и  $dC_6/dU$ . Два сигнала с генераторов  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  с частотами  $\omega_1=30000$  Гц и  $\omega_2=30$  Гц и амплитудами  $A_1=0,05$  В и  $A_2=0,1$  В, соответственно, суммируются и подаются на нелинейную емкость барьера. Поскольку сигналы имеют малые амплитуды, то зависимость дифференциальной емкости от напряжения можно считать линейной. Тогда ток, проходящий через эту емкость, будет состоять из шести комбинационных частот (рис. 3).

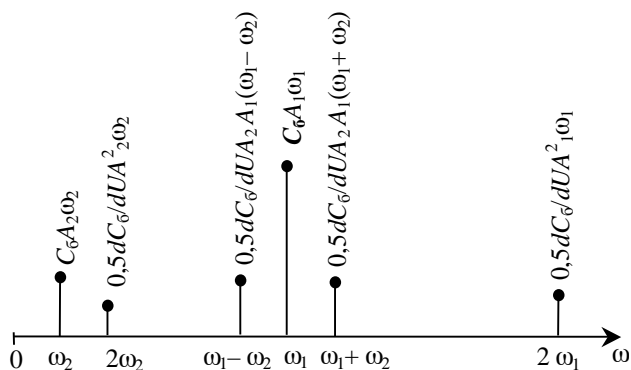


Рис. 3. Спектр тока, проходящего через дифференциальную емкость барьера "полупроводник—электролит"

Амплитуды сигналов с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_1 \pm \omega_2$  наиболее существенные и несут информацию о  $C_6$  и  $dC_6/dU$ . Для их детектирования ток через дифференциальную емкость преобразователем "ток—напряжение" преобразовывается в пропорциональное ему напряжение, полосовой фильтр пропускает только частоты  $\omega_1$  и  $\omega_1 \pm \omega_2$ , а дальше используются синхродетекторы. При первом синхронном детектировании фазочувствительным выпрямителем ФЧВ<sub>1</sub> (рис. 2) определяется дифференциальная емкость, и спектр тока сдвигается влево на  $\omega_1$ . При втором синхронном детектировании ФЧВ<sub>2</sub> определяется ее производная по напряжению. Зная коэффициенты пропорциональности преобразователя "ток—напряжение" и усиление фильтров фазочувствительных выпрямителей, можно вычислить  $C_6$  и  $dC_6/dU$ , учитывая коэффициенты пропорциональности (рис. 3), по формулам

$$C_6 = \frac{U_5}{\frac{2}{\pi} \cdot K_{12} \cdot K_{23} \cdot K_{34} \cdot K_{45} \cdot A_1 \cdot \omega_1}; \quad (8)$$

$$\frac{dC_6}{dU} = \frac{U_9}{\frac{4}{\pi^2} \cdot K_{12} \cdot K_{23} \cdot K_{34} \cdot K_{46} \cdot K_{67} \cdot K_{78} \cdot K_{46} \cdot A_1 \cdot A_2 \cdot \omega_1}, \quad (9)$$

где  $K_{12}, K_{23}, K_{46}, K_{34}, K_{78}, K_{45}, K_{89}, K_{67}$  — коэффициенты передачи преобразователя "ток—напряжение", полосовых фильтров, фазочувствительных выпрямителей, фильтров низкой частоты и усилителя напряжения.

Коэффициенты подобраны так, что измерение емкости разбивается на четыре диапазона — 0,2 нФ, 2 нФ, 20 нФ, 200 нФ. Диапазоны измерения производной от емкости по напряжению зависят от диапазона измерения емкости, поскольку они имеют общий множитель  $K_{12}$ , который определяет диапазон измерения емкости, и равны  $(20; 200; 2000; 20000) \cdot 10^{-n}$  нФ/В, где  $n$  — номер диапазона измерения емкости (соответственно 1, 2, 3 или 4).

Концентрация свободных носителей заряда вычисляется по формуле (2), где координата  $x$  относительно поверхности структуры, которой соответствует концентрация  $N$ , определяется как сумма глубины трав-

ления  $h$  и ширины ОПЗ, которая соответствует заданному напряжению обратного смещения.

**Профилирование тестовых структур**

При создании установки электрохимического профилирования эпитаксиальных структур на основе GaAs начальная задача состояла в том, чтобы: а) используя имеющиеся данные относительно электродных потенциалов разных сред, определить электролиты, наиболее подходящие для травления именно этих структур; б) определить диапазон напряжений смещения, для которых переход "избранный электролит — GaAs" хорошо описывается моделью Шоттки.

Анализ показал, что подходящими для создания барьера для определения концентрации свободных носителей заряда в структурах на основе GaAs могут быть электролиты, где растворителем является вода.

Для случая водных растворов необратимые реакции восстановления и окисления воды типа (4) имеют вид



Соответствующие им электрохимические потенциалы равны:  $F_{H_2/H_2O}^0 = -0,401$  эВ [8, с. 212],  $F_{H_2O/O_2}^0 = 0,828$  эВ [8, с. 216]. Таким образом, относительно стандартного водородного электрода стандартный электрохимический потенциал  $F^0 = 0,214$  эВ. Так как абсо-

лютный электродный потенциал водного водородного электрода равен  $-4,430$  эВ [7, с. 25], то  $F_{RedOx}$  воды равен  $-4,644$  эВ относительно вакуума. Средство к электрону GaAs  $\chi = 4,07$  эВ [9, с. 447]. Следовательно, для абсолютных значений  $\chi$  и  $F_{RedOx}$  справедливо неравенство  $\chi(GaAs) < F_{RedOx}(H_2O)$ , откуда следует, что на контакте "GaAs–водный раствор" в полупроводнике будет создаваться обедненный слой, т. е. *водные электролиты подходят* для определения концентрации свободных носителей заряда в  $n$ -GaAs.

Чтобы убедиться в правильности сделанных выводов, были проведены испытания двух водных электролитов — 2,0 М КОН и 0,1 М НСl.

Исследовались зависимости  $C_6(U)$  и  $dC_6/dU(U)$  барьеров, созданных такими электролитами и однородно легированными подложками  $n$ -GaAs. Напряжение измерялось относительно хлорсеребряного электрода сравнения.

В рамках модели Шоттки эти зависимости должны быть линейными в координатах  $[C_6^{-2}, U]$  и  $[(dC_6/dU)^{-3/2}, U]$ , что и наблюдалось при эксперименте (рис. 4) в диапазоне напряжений смещения от 0,250 до 0,820 В для раствора 2,0 М КОН и от  $-0,520$  до 0,100 В для раствора 0,1М НСl. Значения высоты потенциального барьера, которые определены по вольтовым зависимостям емкости и ее производной по напряжению, совпадали между собой с точностью

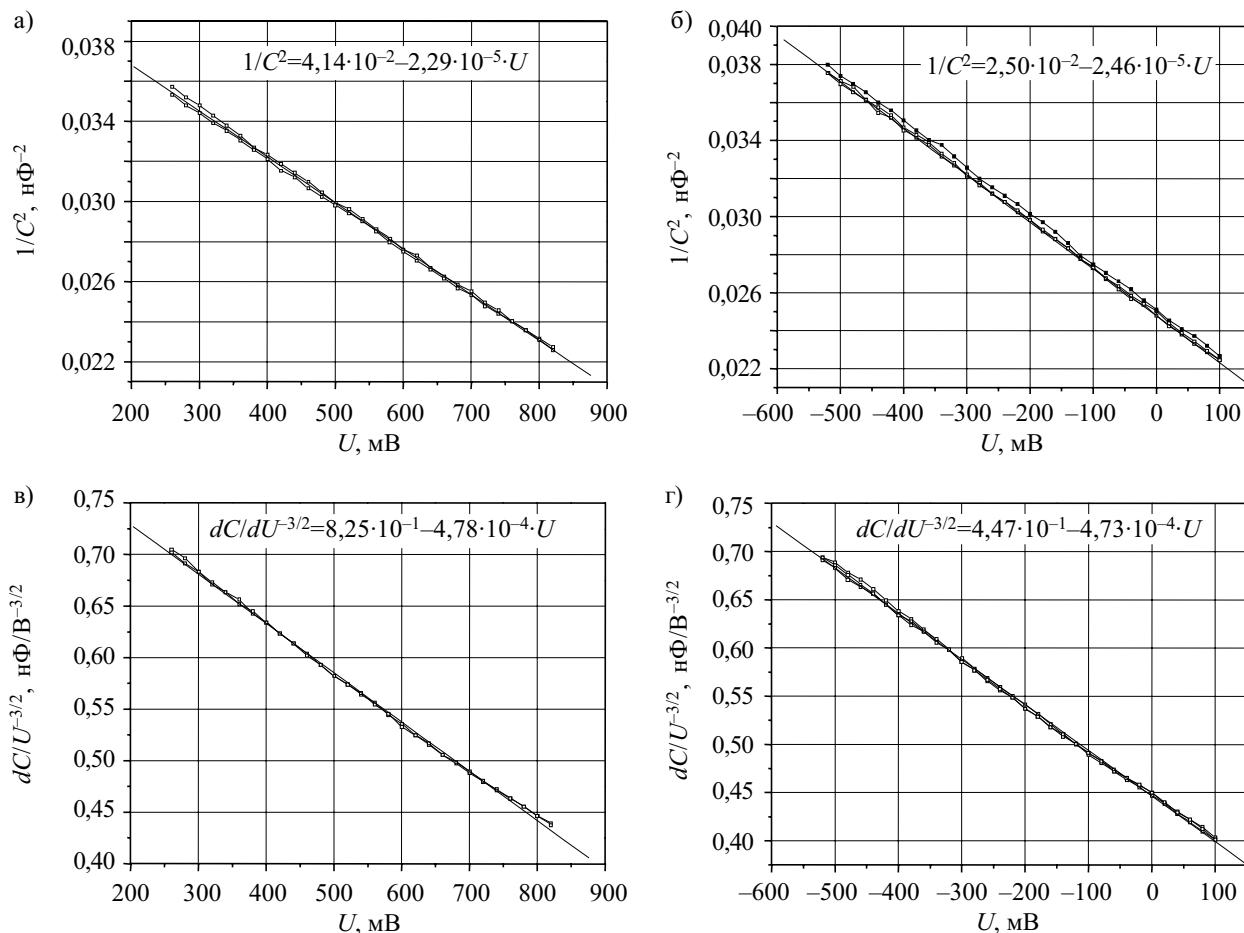


Рис. 4. Зависимости дифференциальной емкости (а, б) и производной дифференциальной емкости по напряжению (в, г) от напряжения смещения относительно хлорсеребряного электрода для разных электролитов: а, в — 2,0 М КОН; б, г — 0,1 М НСl

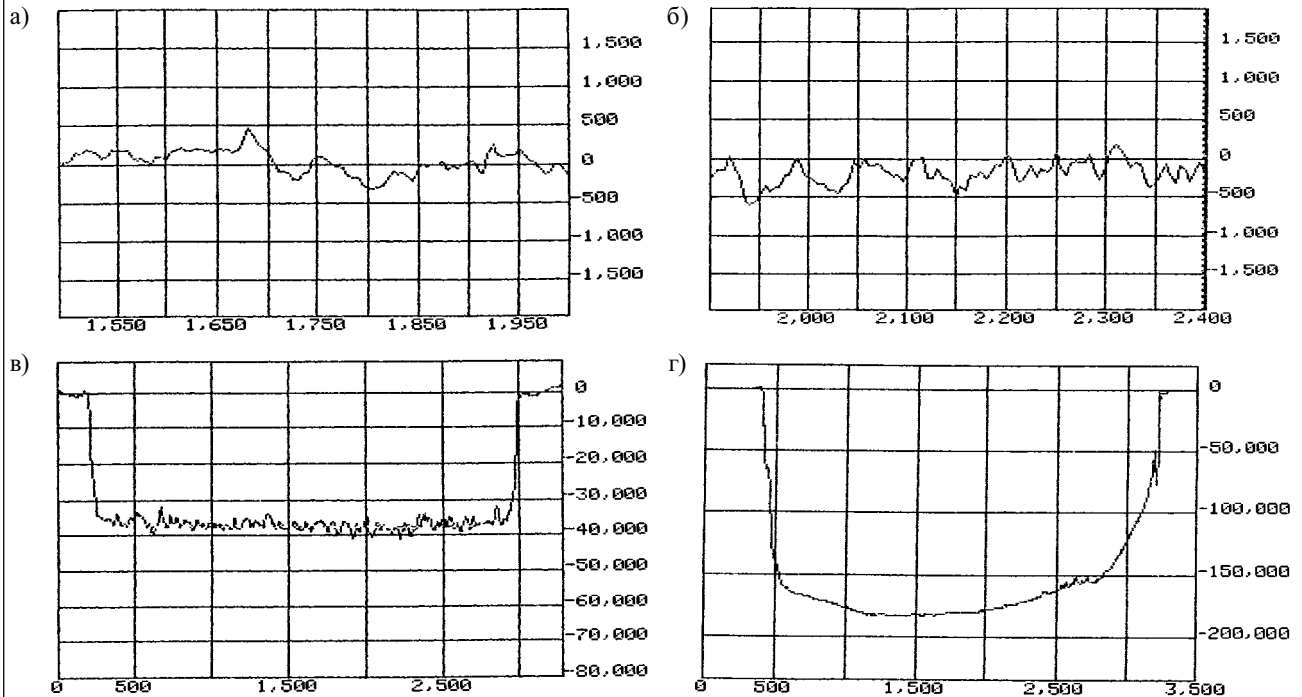


Рис. 5. Профили микрорельефа дна травления легированных подложек на разных глубинах: *a* — на глубине 0,2 мкм; *b* — на глубине 1 мкм; *v* — эпитаксиальный слой  $Al_{0,2}Ga_{0,8}As$  на глубине 4 мкм; *г* — на глубине 17 мкм

2,3 и 2,7% для растворов 2,0 М КОН и 0,1 М НСl, соответственно, и равны  $1,76 \pm 0,04$  и  $0,98 \pm 0,04$  эВ. При различных потенциалах смещения по значениям  $C_0$  и  $dC_0/dU$  с использованием формулы (2) была вычислена концентрация свободных носителей заряда в исследуемых подложках.

Результаты испытаний с использованием обоих электролитов совпали между собой с точностью  $\pm 4,3\%$ , т. е. не зависели от электролита. Это свидетельствует о том, что модель Шоттки хорошо описывает переход "водный раствор электролита — GaAs", и в эксперименте мы, действительно, измеряем емкость и производную от емкости по напряжению такого перехода, обусловленную наличием ОПЗ в полупроводнике.

Исходя из полученных результатов, а также учитывая, что раствор 2,0 М КОН обеспечивает полирующее травление арсенида галлия, он был избран в качестве рабочего электролита для профилирования структур на основе GaAs, а для измерения концентрации свободных носителей заряда напряжение смещения было выбрано равным 0,260 В, хотя при желании оно может быть выбрано любым из вышеуказанного диапазона.

Так как при травлении барьер работает как фотодиод, то его ток (а значит, и глубина травления) зависит линейно от интенсивности освещения. Поэтому для однородного травления нужно обеспечить однородное освещение поверхности контакта.

На рис. 5 показаны профили травления подложек GaAs на разные глубины от 1 до 17 мкм, которые были сняты при помощи профилометра Dektak II A. Использован электролит 2,0 М КОН, напряжение смещения 0,260 В относительно хлорсеребряного электрода. Значения по оси ординат приведены в ангстремах (например 10000 соответствует 1 мкм), а по оси абсцисс — в мкм (например 1500 — 1,5 мм).

Как видно из приведенных профилограмм, однородное освещение дает возможность равномерно травить структуры GaAs на глубину приблизительно до 10 мкм, при которых микрорельеф дна почти не изменяется (его шероховатость не превышает 0,05 мкм), а диаметр стравливаемой площадки остается практически постоянным. При больших глубинах травления диаметр начинает уменьшаться, что обуславливается, очевидно, недостаточной однородностью освещения. При использовании усовершенствованной системы освещения этот недостаток может быть устранен, а соответственно, и глубина профилирования может быть увеличена.

Точность измерений концентрации свободных носителей заряда при помощи разработанной установки проверялась сопоставлением данных профилирования с результатами исследований коэффициента Холла од-

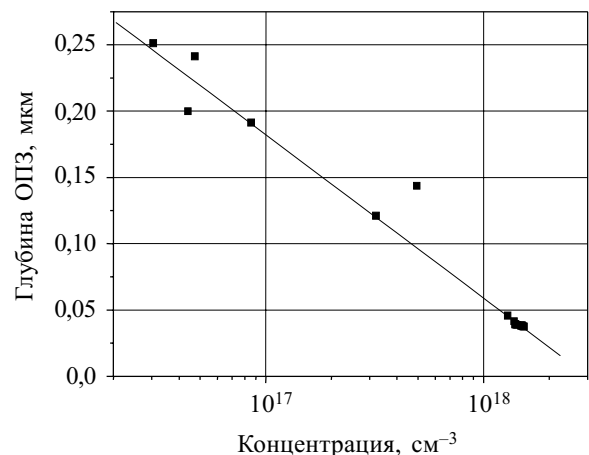


Рис. 6. Зависимость глубины ОПЗ от концентрации свободных носителей заряда в GaAs

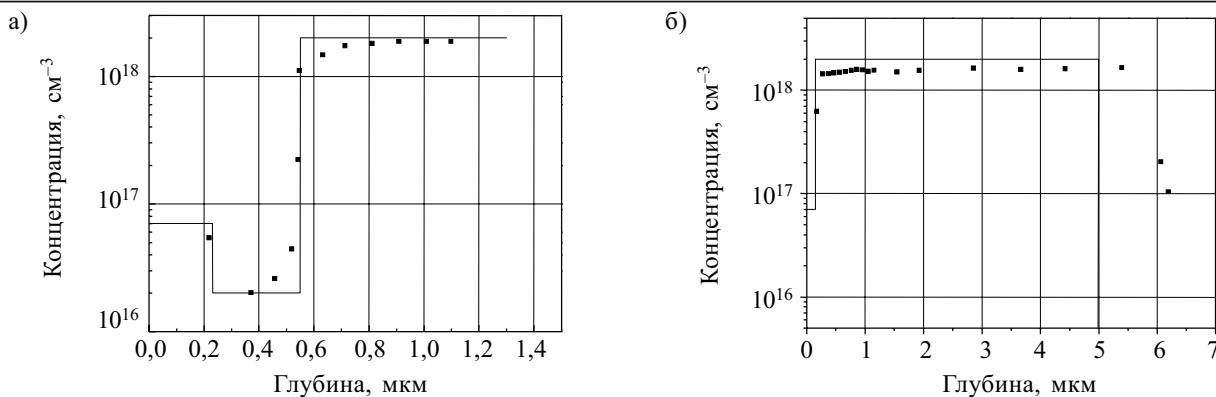


Рис. 7. Профили распределения концентрации свободных носителей заряда в эпитаксиальных структурах: а — САГ-4-0,23(7-16); б — САГ-197-2

нородно легированных подложек *n*-GaAs с концентрациями электронов в диапазоне  $10^{16}$ — $10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Как показали исследования, расхождения результатов измерений обоими методами не превышали 10%, что лежит в границах возможной погрешности, которую вносит неопределенность холл-фактора при расчете концентрации носителей заряда по значениям коэффициента Холла, а также возможные неточности в значениях коэффициентов усиления электронного блока установки и площади контакта "электролит—полупроводник". При глубинах травления до 10 мкм (однородно легированной подложки) колебания измеряемых значений *n* не выходили за пределы 5% от измеряемой величины. При больших глубинах травления ошибка начинала возрастать, что говорит о влиянии неоднородности дна травления по площади и подтравливании краев контакта.

Возможность профилирования сложнолегированных структур была проверена на нескольких тестовых структурах GaAs с заведомо известными распределениями концентрации свободных электронов по толщине. При таком профилировании важно знать ширину ОПЗ для оценки глубины, с которой начнется сканирование. На рис. 6 показана ее зависимость (рассчитанная по формуле (3)) от концентрации свободных носителей в структурах GaAs для электролита 2,0 М КОН и напряжения смещения 0,260 В относительно хлорсеребряного электрода.

Результаты концентрационного профилирования сложнолегированных структур на примере двух из них показаны на рис. 7 (сплошной линией показан профиль согласно ГОСТу на структуры; точки — экспериментальные данные). Как видим, совпадение между тестовыми и определенными нами характеристиками достаточно хорошее, что свидетельствует о высокой эффективности разработанной установки профилирования эпитаксиальных структур GaAs. Проблемными для такого профилирования являются первые 0,15—0,2-мкм-структуры — так называемая "мертвая зона" установок профилирования, работа ко-

торых базируется на использовании вольт-фарадных характеристик перехода "зонд—полупроводник". Она обусловлена минимальным значением ширины ОПЗ, которая возникает на таком переходе.

### Выводы

На основе метода электрохимического профилирования разработана установка для профилирования эпитаксиальных слоев полупроводниковых материалов. Тестирование сложнолегированных структур на основе GaAs показало, что установка обеспечивает достаточно высокую точность определения координатного распределения концентрации свободных электронов в пределах  $10^{16}$ — $10^{19}$  см<sup>-3</sup> на глубину до 10 мкм.

При надлежащем подборе соответствующих электролитов установка может быть использована для диагностирования любых других полупроводниковых структур.

### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Батавин В. В., Концевой Ю. А., Федорович Ю. В. Измерение параметров полупроводниковых материалов и структур.— М.: Радио и связь, 1985.
2. Джафаров Т. Д. Дефекты и диффузия в эпитаксиальных структурах.— Л.: Наука, 1978.
3. Kaniewska M., Slomka I. C-V profiling of GaAs using electrolyte barriers // Cryst. Res. Technol.— 2001.— Vol. 36.— P. 1113—1118.
4. Ambridge T., Stevenson J. L., Redstall R. M. Highly reproducible carrier concentration profiling of VPE "Hi-Lo" *n*-GaAs// Electrochemical Society.— 1980.— Vol. 127, N 1.— P. 222—228.
5. Карпович И. А., Горшков А. П., Левичев С. Б. и др. Фотоэлектрическая спектроскопия гетероструктур с квантовыми точками InAs/GaAs в системе полупроводник электролит // ФТП.— 2001.— Т. 35, № 5.— С. 564—570.
6. He X., Raseghi M. Well resolved room-temperature photovoltage spectra of GaAs—GaInP quantum wells and superlattices // Appl. Phys. Lett.— 1993.— Vol. 62.— P. 618—620.
7. Плесков Ю. В. Фотоэлектрохимическое преобразование солнечной энергии.— М.: Химия, 1990.
8. Лидин Р. А., Андреева Л. Л., Молочко В. А. Справочник по неорганической химии.— М.: Химия, 1987.
9. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 2.— М.: Мир, 1984.

А. Г. ЯЦУНЕНКО, В. М. КОВТОНЮК, В. Н. ИВАНОВ,  
к. т. н. Ю. Е. НИКОЛАЕНКО

Украина, г. Днепропетровск, Институт технической механики;  
г. Киев, Научно-исследовательский институт "Орион"  
E-mail: anatoly@ramed.dp.ua, nikol@industry.gov.ua

Дата поступления в редакцию  
16.05 2005 г.

Оппонент д. т. н. В. С. ГУДРАМОВИЧ  
(Ин-т технической механики, г. Днепропетровск)

## СЛАБОТОЧНЫЕ ДИОДЫ ГАННА НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ ДЛЯ КВЧ-АППАРАТОВ

*На основе специально разработанного слаботочного диода Ганна, работающего в диапазонах длин волн 42—53 ГГц и 56—65 ГГц, усовершенствованы аппараты КВЧ-терапии.*

Широкое применение в медицине для диагностики функционального состояния организма человека, а также при проведении профилактики и лечения различных заболеваний безмедикаментозными методами, находят аппараты, использующие электромагнитное излучение (ЭМИ) крайне высокой частоты (КВЧ) низкой интенсивности, так называемые КВЧ-аппараты [1].

Развитие работ по созданию перспективных КВЧ-аппаратов идет в направлениях:

- расширения функциональных возможностей аппаратов в целом (многоканальность, сочетание различных режимов работы);
- использования новых биологически активных частот КВЧ-сигнала и, что особенно важно, повышения его информационной значимости;
- миниатюризации (разработка миниатюрных генераторных модулей);
- автоматизации управления (например введение в конструкцию аппаратов однокристалльных микро-ЭВМ для обеспечения различных способов модуляции несущего сигнала).

Особое место занимает поиск и использование новых биологически активных резонансных частот КВЧ-диапазона и повышение их информационной значимости.

Повышение информационной значимости КВЧ-сигнала, на наш взгляд, можно обеспечить тремя способами. Первый — это обеспечение возможности доставки информации, заключенной в КВЧ-излучении, с минимальными искажениями и с максимально возможным использованием внутренних информационных каналов организма человека. Второй — это обеспечение поступления в организм специфической (для данного типа заболевания организма) информации путем наложения ее на КВЧ-сигнал. Третий — это сочетание возможностей первого и второго способов с использованием излучателей специальной формы и размеров для обеспечения попадания ЭМИ КВЧ непосредственно к органам или к труднодоступным биологически активным зонам организма (например, аурикулярные или ректальные зонды).

Подход к решению задач первого направления ясен — необходимо использовать воздействие на несколько биологически активных точек или зон одновременно, и современный научно-технический уровень позволяет это реализовать в виде устройств КВЧ пун-ктурной терапии.

Наиболее доступным и известным техническим приемом решения задач второго направления является амплитудная и частотная модуляция. Амплитудная модуляция используется, как правило, для наложения на КВЧ-сигнал низких частот (от десятых долей Гц до десятков Гц). Частотная модуляция используется для расширения полосы и изменения спектра КВЧ-сигнала.

Однако даже сочетание различных известных вариантов модуляции КВЧ-сигнала не всегда способно обеспечить возможность сообщения организму полезной, значимой для него информации. То есть имеется в виду такой сигнал, который был бы способен инициировать переход организма из одного, неблагоприятного, в другое — более благоприятное состояние. Поэтому работы по разработке новых устройств, принципов и методов повышения информационной значимости и полезности КВЧ-сигнала с учетом общих и индивидуальных особенностей конкретного человеческого организма не утратили своей актуальности и продолжают в настоящее время.

Изложенные соображения были учтены при разработке и изготовлении не имеющих аналогов многоканальных КВЧ-аппаратов серии «РАМЕД ЭКСПЕРТ» (Центр «Рамед», г. Днепропетровск), в одном из которых впервые была реализована возможность воздействия одновременно на шесть биологически активных точек (рис. 1). Эти аппараты прошли клинические испытания и подтвердили высокую эффективность и надежность. (Они позволяют частично решать и задачи второго и третьего направлений.)



Рис. 1. Шестиканальный многофункциональный аппарат "РАМЕД ЭКСПЕРТ-04"

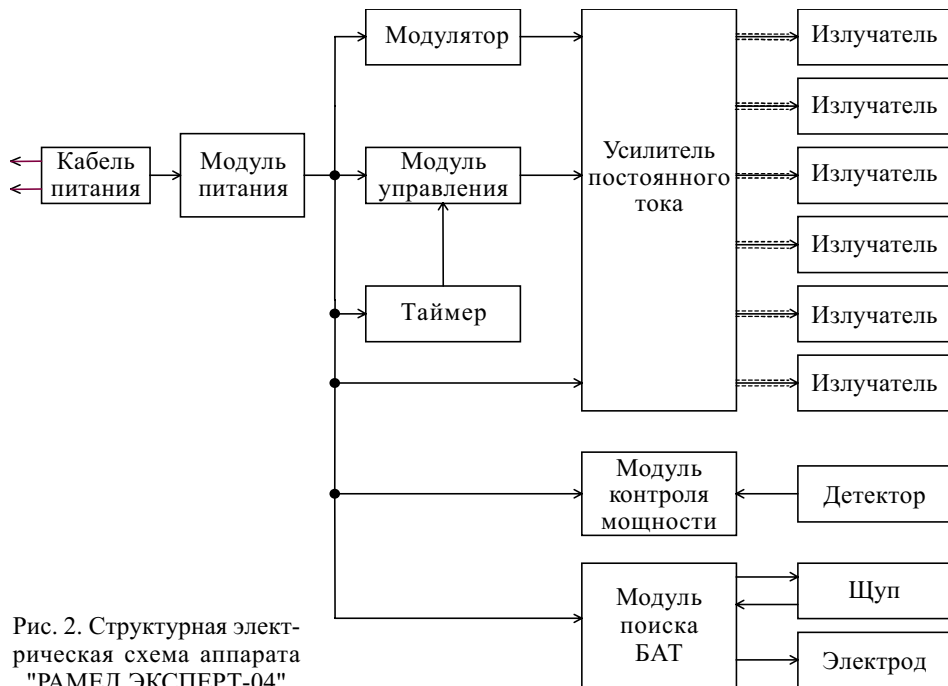


Рис. 2. Структурная электрическая схема аппарата "РАМЕД ЭКСПЕРТ-04"

Структурная схема шестиканального аппарата для КВЧ-терапии приведена на рис. 2.

Наиболее значимым функциональным блоком КВЧ-аппаратов является генераторный модуль, выполняющий функции излучателя ЭМИ КВЧ, а его основным функциональным элементом — генераторный диод.

В генераторных модулях первых моделей КВЧ-аппаратов использовались диоды Ганна российского производства (завод при НИИ ПП, г. Томск) на частоту 42,2 ГГц (одна из биологически активных резонансных частот). Неудовлетворительные к. п. д. и конструктивные особенности корпуса диода, затрудняющие процесс сборки модулей, явились вескими аргументами для разработки более совершенного и более надежного диода Ганна [2].

В НИИ «Орион» (г. Киев) разработаны слаботочные диоды Ганна УАА701А и УАА701Б на основе арсенида галлия (GaAs), которые могут работать на основной гармонике в пролетном режиме на частотах 42—53 ГГц и 56—65 ГГц. Рабочий ток при этом не превышает 120 мА, а рабочее напряжение — 3,2 В.

Конструкция диода Ганна (рис. 3) представляет собой латунное основание 1 с резьбой М2, покрытое слоем золота толщиной 3 мкм, на которое методом термокомпрессии приварена рубиновая втулка 3 диаметром 0,9 мм и толщиной 0,3 мм. На основание на-

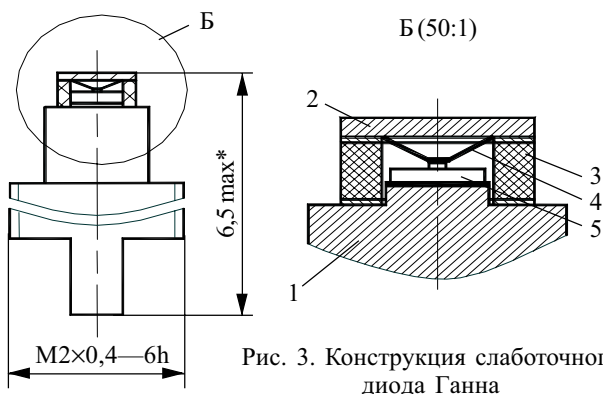


Рис. 3. Конструкция слаботочного диода Ганна

(500°C) в водороде слой AuGe сплавляется с поверхностью арсенида галлия. Слой TiB<sub>2</sub> служит антидиффузионным, препятствующим диффузии Ge, Au, Ga, As к поверхности контакта и верхнего слоя Au — к поверхности GaAs. На сформированный контакт гальванически наносится слой золота толщиной 3 мкм. Со стороны подложки производится утоньчение образца до 25 мкм химико-динамической полировкой в растворе (NH<sub>4</sub>)OH—H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>—H<sub>2</sub>O, формирование омического контакта, селективно-гальваническое осаждение золота толщиной до 60 мкм (термокомпенсирующий слой между латунным основанием и мезаструктурой из арсенида галлия при пайке кристалла). Методом фотолитографии изготавливаются мезаструктуры диаметром 60 мкм.

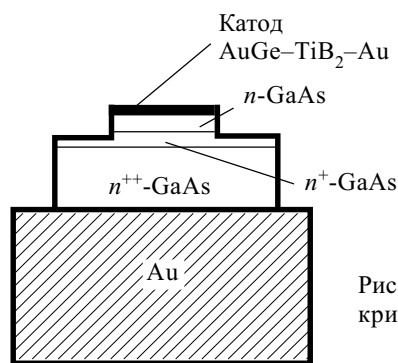


Рис. 4. Кристалл GaAs на кристаллодержателе из золота

На катодном контакте диода Ганна формируется барьер, который ограничивает ток инжекции основных носителей в активную область и сообщает дополнительную энергию электронам для перехода в боковую долину зоны проводимости. Существование барьера на катодном контакте легко определяется по вольт-амперной характеристике, когда подается напряжение, обратное рабочему выше порога. В этом случае наблюдается инжекция неосновных носителей в активный слой диода и наблюдается лавинный пробой.

паян кристалл 5, к верхнему контакту которого приварен золотой ввод 4, соединяющий кристалл с верхней кромкой рубиновой втулки. Все это закрыто медной крышкой 2, покрытой слоем золота толщиной 3 мкм, которая приварена к верхней кромке рубиновой втулки термокомпрессией.

На рис. 4 представлен кристалл диода Ганна на кристаллодержателе из золота. Кристалл изготавливается из эпитаксиальной структуры арсенида галлия типа n-n<sup>+</sup>-n<sup>+</sup>. В качестве контактов используется многослойный металлический слой из AuGe—TiB<sub>2</sub>—Au. При термической обработке

По зависимости изменения вольт-амперной характеристики от температуры, когда она из линейной при комнатной температуре переходит в выпрямляющую при температуре жидкого азота, было определено, что катодный контакт содержит барьер Шоттки с относительно низкой высотой.

Рассматриваемые кристаллы отличаются от кристаллов, изготовленных из типичных эпитаксиальных структур типа  $n^+-n-n^+$ , тем, что позволяют производить диоды Ганна, работающие в диапазоне длин волн 5 и 4 мм на основной гармонике с эффективностью преобразования постоянного напряжения в СВЧ-колебания более 2%. К тому же удельное сопротивление таких диодов выше, а это позволяет увеличить диаметр мезаструктуры с 20 мкм для кристаллов из типичных структур до 60 мкм, что значительно облегчает установку кристалла в корпус и позволяет уменьшить индуктивность ввода.

СВЧ-параметры диодов измерялись в генераторе с низкодобротным резонатором, что позволяет перестраивать рабочую частоту диода в широких пределах. Генератор представляет собой отрезок волновода прямоугольного сечения, короткозамкнутый с одной стороны подвижным поршнем. Питание на диод подается через НЧ-фильтр.

Внешний вид генераторов, а также типичные зависимости СВЧ-мощности от частоты, представлены на рис. 5 и 6. Аналогичные зависимости получены для диодов УАА701Б в диапазоне частот 58—67 ГГц (диоды с омическим контактом в этом диапазоне не работали). Максимальная мощность для диодов

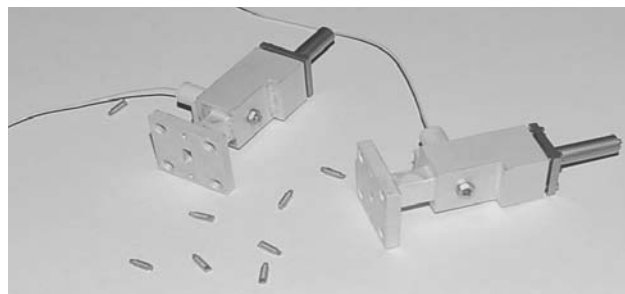


Рис. 5. Диоды и генераторы, перестраиваемые на 4- и 5-мм диапазоны длин волн

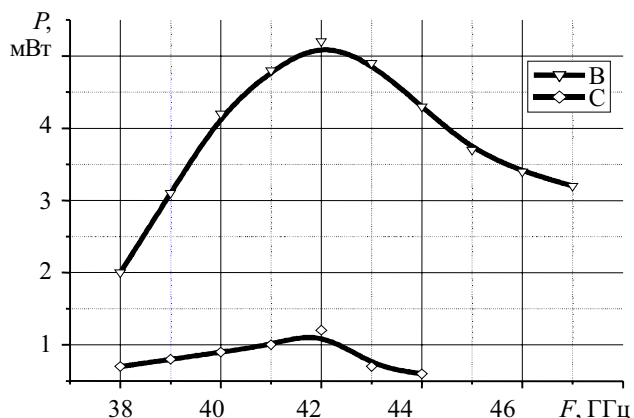


Рис. 6. Зависимости выходной мощности  $P$  от частоты  $F$  диодов УАА701А с различными катодными контактами: В — катодный контакт с ограниченной инжекцией тока; С — катодный омический контакт

УАА701А на частоте  $42 \pm 0,5$  ГГц достигала 10 мВт. Как показали исследования, изменяя индуктивность ввода диода УАА701А можно смещать максимум мощности в диапазоне частот 42—53 ГГц примерно на 2,5 ГГц.

Диоды, изготовленные по разработанной технологии, работают при малых плотностях токов за счет существования барьера на катодном контакте. При этом рабочему току 120 мА соответствует диаметр мезаструктуры 60 мкм. Существует возможность (при сохранении выходной мощности в требуемом диапазоне) за счет уменьшения диаметра мезаструктуры до 20—30 мкм уменьшить рабочий ток диодов до 40—50 мА. Это обстоятельство позволит разработать генераторные модули нового класса, питающиеся от автономных малогабаритных источников, не связанных проводами с общим источником питания, что намного повысит эксплуатационные характеристики аппаратуры и расширит ее функциональные возможности.

Технические характеристики аппаратов для КВЧ-терапии "РАМЕД ЭКСПЕРТ-01—06", генераторные модули которых изготовлены на основе разработанных диодов Ганна, таковы:

— несущая частота электромагнитных колебаний излучателей, МГц	42194±20
— полоса девиации частоты электромагнитных колебаний излучателей, МГц	20—200
— частота модуляции в аппаратах "РАМЕД ЭКСПЕРТ-01, -02, -03", Гц	10±0,1
— частота модуляции в аппаратах "РАМЕД ЭКСПЕРТ-04, -06", Гц	от 1 до 10
с дискретностью, Гц	1
— плотность потока энергии на выходе излучателей	от 5 мкВт/см <sup>2</sup> до 0,5 мВт/см <sup>2</sup> .

**Выводы**

1. В НИИ «Орион» (г. Киев) разработаны диоды Ганна, генерирующие колебания на одной из биологически активных резонансных частот в полосе 42—53 ГГц и 56—65 ГГц с эффективностью преобразования постоянного напряжения в СВЧ-колебания более 2% и рабочими токами менее 120 мА. При этом выходная мощность генераторного модуля на частоте  $42 \pm 0,5$  ГГц, как правило, составляла 10 мВт, что позволило использовать в каждом из модулей сверхмалогабаритную развязку по высокой частоте 20 дБ с потерями не более 3 дБ.

2. На основе разработанных диодов Ганна Центр «Рамед» (г. Днепропетровск) усовершенствовал не имеющие аналогов аппараты КВЧ-терапии серии «РАМЕД ЭКСПЕРТ», в которых впервые было реализовано воздействие одновременно не менее чем на шесть биологически активных точек на одной из биологически активных резонансных частот — как в диапазоне 42—53 ГГц, так и в диапазоне 56—65 ГГц.

**ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ**

1. Яцуненко А. Г., Ковтонюк В. М., Иванов В. Н., Николаенко Ю. Е. Использование электромагнитного излучения в медицине и требования к построению КВЧ-аппаратов // Технология и конструирование в электронной аппаратуре.— 2005.— № 2.— С. 41—42.  
 2. Заявка 20041210387 України. Напівпровідниковий надвисокочастотний діод Ганна з арсеніду галію / В. М. Иванов, В. М. Ковтонюк, Ю. Е. Ніколаєнко.— 2004.

Д. т. н. Н. А. ФИЛИНЮК, А. М. КУЗЕМКО

Дата поступления в редакцию  
01.10 2004 г.

Украина, Винницкий национальный технический университет  
E-mail: Filinyuk@vstu.vinnica.ua

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

## СХЕМОТЕХНИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И СИНТЕЗ АКТИВНЫХ СВЧ-ФИЛЬТРОВ НА ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ ШОТТКИ

*Разработаны схемы активных СВЧ-фильтров, пригодных для исполнения в виде гибридной или полупроводниковой микросхемы.*

Непрерывный процесс усложнения радиоэлектронных устройств и их применение на сверхвысоких частотах (СВЧ) поставил перед разработчиками аппаратуры две задачи первостепенной важности — повышение надежности и уменьшение габаритных размеров при сохранении высоких электрических параметров. При решении этих задач наиболее значительные трудности возникли на этапе создания частотно-избирательных фильтров в интегральном исполнении. Частотная избирательность фильтров зависит от добротности их элементов. С повышением частоты добротность реактивных элементов уменьшается, что ведет к ухудшению избирательности. Особенно сильно уменьшается добротность катушек индуктивности.

В низкочастотном диапазоне частот эти трудности успешно преодолены путем создания активных РС-фильтров [1, 2]. Область применения этих фильтров ограничена частотами, на которых можно пренебречь частотной зависимостью коэффициента передачи тока транзистора (до сотен килогерц).

В диапазоне СВЧ миниатюрные высокоизбирательные фильтры строятся на основе микрополосковых линий, волноводов, спиральных резонаторов, ферритов, диэлектрических резонаторов и сегнетоэлектрических элементов, использующих поверхностные акустические волны (ПАВ) [3—6]. Каждая из этих групп фильтров обладает своими специфическими достоинствами. Например, фильтры на микрополосковых линиях и спиральных резонаторах являются наиболее стабильными; фильтры на ферритах и сегнетоэлектриках могут электрически перестраиваться в широком диапазоне частот; фильтры на основе ПАВ имеют амплитудно-частотную характеристику с высокой крутизной скатов; фильтры на основе волноводов и диэлектрических резонаторов имеют большую добротность. Однако все эти фильтры имеют два недостатка — зависимость добротности от геометрических размеров и наличие потерь энергии в полосе пропускания. Например, собственная добротность полого резонатора  $Q_0$  пропорциональна отношению его объема к площади поверхности. Это указывает на принципиальную трудность миниатюризации коакси-

альных и полосковых фильтров. Аналогичные трудности возникают и при миниатюризации других видов пассивных фильтров.

Следовательно, для миниатюризации фильтров СВЧ-диапазона целесообразно использование методов и средств построения фильтров, электрические параметры которых (прежде всего добротность) не зависят бы от геометрических размеров элементов. Таким требованиям отвечают активные фильтры, создаваемые на основе транзисторных обобщенных преобразователей иммитанса (ОПИ). Это направление относится к области функциональной электроники, использующей отрицательное сопротивление различных твердотельных структур.

При создании активных СВЧ-фильтров используется частотная зависимость коэффициента передачи тока транзистора и влияние обратных связей в транзисторе. Это позволяет в широком диапазоне частот использовать транзистор как ОПИ для синтеза высокодобротных реактивных и отрицательных активных динамических сопротивлений. По сравнению с пассивными СВЧ-фильтрами активные фильтры обладают большей добротностью, лучшими массогабаритными характеристиками и расширенными функциональными возможностями. Важным преимуществом этих фильтров является возможность реализации их не только в виде гибридных микросхем, но и в виде полупроводниковых микросхем на базе GaAs-структур с затвором Шоттки.

Целью работы является использование полевого транзистора Шоттки для синтеза высокодобротных реактивных и отрицательных активных динамических сопротивлений и активных СВЧ-фильтров на их основе.

### Моделирование и исследование активных СВЧ-фильтров

Наиболее высокочастотной униполярной многоэлектродной полупроводниковой структурой является полевой транзистор Шоттки (ПТШ). Предельная частота таких транзисторов достигает 50—80 ГГц. Преимуществом этих структур является их планарный характер, что обеспечивает изготовление на их основе информационных устройств в виде полупроводниковых СВЧ-микросхем. Это характеризует перспективность реализации на основе ПТШ высокоэффективных информационных устройств.

Для исследования ПТШ в качестве ОПИ необходимо представить его в виде эквивалентной схемы.

Процедура нахождения параметров эквивалентной схемы при малом сигнале должна привести к частотно-независимым параметрам [7]. С увеличением частоты, однако, часто уменьшается действительная часть выходной проводимости  $G_{ds}$ , которая может стать отрицательной. Поэтому в отличие от эквивалентной схемы, описанной в [8], в работе [9] предлагается расширенная эквивалентная схема с отрицательным сопротивлением  $R_{dv}$  в выходной цепи транзистора.

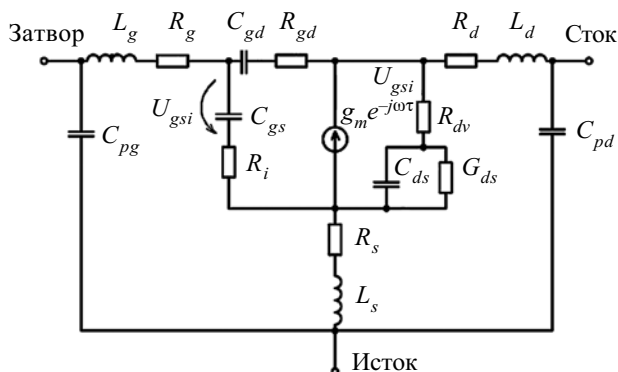


Рис. 1

Результаты сравнения экспериментальных данных и данных моделирования трех эквивалентных схем, представленных в [10], по критерию максимального приближения к экспериментальным данным показали, что наиболее точной является физическая эквивалентная схема, показанная на рис. 1.

На этой схеме  $g_m$  — крутизна транзистора;  $C_{pg}$ ,  $C_{pd}$  — емкости между выводами транзистора;  $L_g$ ,  $L_d$ ,  $L_s$  — индуктивность выводов транзистора;  $R_d$ ,  $R_s$  — омические сопротивления эпитаксиального слоя соответственно между затвором и истоком и между затвором и стоком, которые не контролируются напряжением затвора, включая сопротивление омических контактов стока и истока;  $R_g$  — сопротивление металлизации затвора;  $C_{gd}$ ,  $C_{gs}$  — емкости сток-затвор и затвор-исток;  $R_i$  — дифференциальное сопротивление непокрытой части канала между истоком и затвором транзистора;  $C_{ds}$  — емкость сток-исток через высокоомную подложку;  $R_{gd}$  — омическое сопротивление затвор-сток;  $G_{ds}$  — дифференциальная выходная проводимость транзистора;  $\tau$  — время пролета электронов через неомическую часть канала;  $R_{dv}$  — сопротивление домена Ганна;  $\omega$  — угловая частота;  $U_{gsi}$  — управляющее напряжение исток-затвор.

В таблице представлены параметры эквивалентной схемы, полученные в [10] при смещении  $U_{ds}=3,5$  В,  $I_d=14,4$  мА,  $U_{gs}=0,25$  В.

$C_{pg}$	10,2 фФ	$R_s$	15,1 Ом	$g_m$	14,9 мСм
$C_{pd}$	10,2 фФ	$R_d$	21,5 Ом	$\tau$	3,34 пс
$L_g$	39,9 нГн	$C_{gs}$	121,6 фФ	$G_{ds}$	57 мОм <sup>-1</sup>
$L_s$	0 нГн	$R_i$	3,3 Ом	$C_{ds}$	11,7 фФ
$L_d$	24,4 нГн	$C_{gd}$	4,8 фФ	$R_{dv}$	-134,4 Ом
$R_g$	2,9 Ом	$R_{gd}$	1,1 кОм		

При рассмотрении ПТШ в качестве обобщенных преобразователей иммитанса необходимо определить диапазон частот, в котором схема может иметь отрицательное дифференциальное сопротивление. С этой целью используется инвариантный коэффициент устойчивости, предложенный в [11, с. 119]:

$$K_{yb} = \frac{2 \operatorname{Re} W_{11} \operatorname{Re} W_{22} - \operatorname{Re}(W_{12} W_{21})}{|W_{12} W_{21}|}, \quad (1)$$

где  $W_{11}$ ,  $W_{12}$ ,  $W_{21}$ ,  $W_{22}$  — элементы обобщенной матрицы  $W$ -параметров, которая инвариантна к любой  $Y$ -,  $Z$ -,  $h$ - или  $g$ -системе параметров четырехполюсника.

При  $K_{yb} < 1$ , четырехполюсник является потенциально неустойчивым, что говорит о возможности реализации на его основе отрицательного дифференциального сопротивления.

Результаты моделирования зависимости инвариантного коэффициента устойчивости от частоты сигнала, полученные для физической эквивалентной схемы ПТШ, представленной на рис. 1, и при параметрах, приведенных в таблице, изображены на рис. 2.

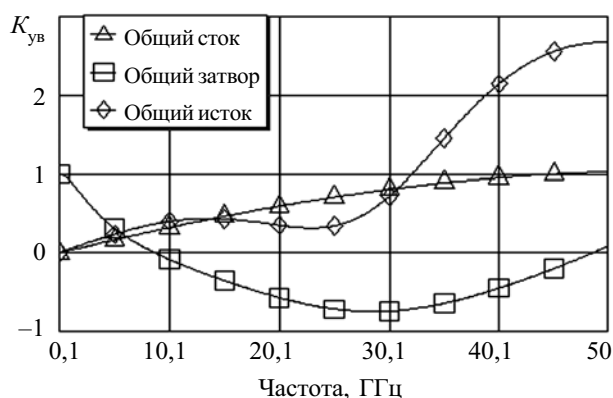


Рис. 2

Анализ результатов моделирования показывает, что наиболее широкой областью потенциальной неустойчивости обладают схемы включения полевого транзистора с общим стоком (ОС) и общим затвором (ОЗ), что определяет целесообразность использования этих схем в качестве ОПИ при создании активных СВЧ-фильтров.

Схема с общим стоком, согласно [12, с. 32], является конвертором иммитанса. На рис. 3 представ-

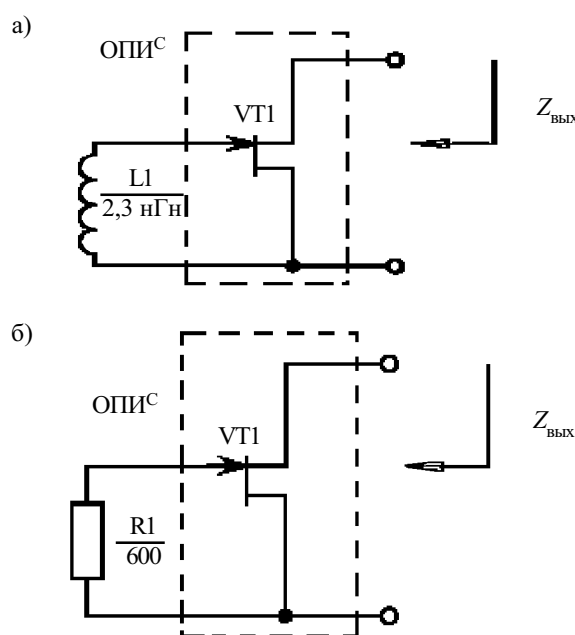


Рис. 3

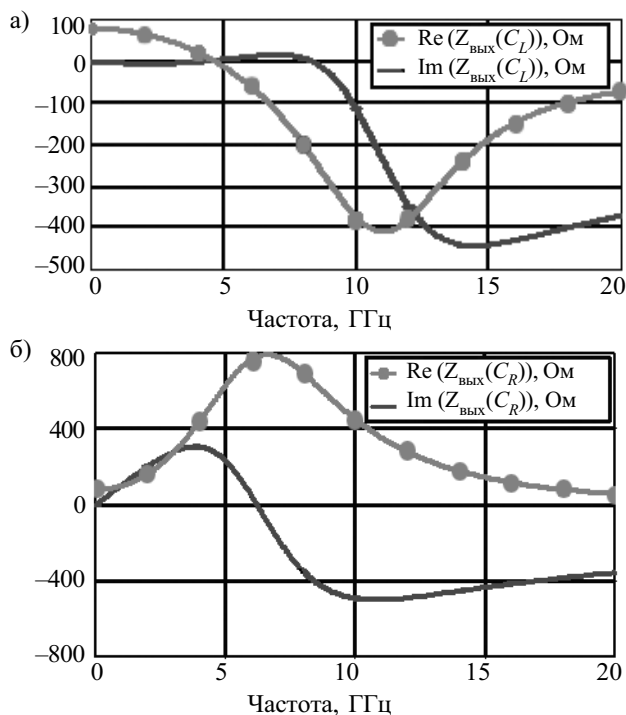


Рис. 4

лены схемы ОПИС с индуктивным L1 (а) и активным R1 (б) сопротивлением, включенным на входе ОПИ. Зависимости выходного сопротивления  $Z_{\text{вых}}$  таких нагруженных четырехполюсников от частоты сигнала представлены на рис. 4.

Анализ результатов моделирования показывает, что схема ОПИС с включенным на входе индуктивным сопротивлением (рис. 3, а) позволяет реализовать индуктивный элемент с отрицательным выходным сопротивлением  $\text{Re}Z_{\text{вых}}$  до  $-400$  Ом на частоте 12 ГГц. Схема ОПИС с включенным на входе активным сопротивлением (рис. 3, б) позволяет реализовать аналог низкодобротной ( $Q \approx 1$ ) индуктивности.

Каскадное включение этих двух схем дает возможность реализовать транзисторный аналог высокодобротной катушки индуктивности, в котором отсутствуют индуктивные элементы, что позволяет выполнить его в виде полупроводниковой микросхемы. Результат объединения двух схем и результаты моделирования выходного сопротивления такой объединенной схемы показаны на рис. 5. Как видно из полученных графиков, схема рис. 5, а в диапазоне частот 10–16 ГГц обладает индуктивным и отрицательным дифференциальным сопротивлением.

Использование схем рис. 3, а и рис. 5, а обеспечивает построение полосно-пропускающих и полосно-заграждающих СВЧ-фильтров, пригодных к выполнению в виде гибридной или полупроводниковой микросхемы.

Примером, в котором реализуется принцип преобразования низкодобротной катушки индуктивности в активную высокодобротную индуктивность, являются схемы разработанных полосно-пропускающих (ППФ) (рис. 6, а и рис. 7, а) и полосно-запирающих (ПЗФ) (рис. 8, а и рис. 9, а) фильтров. В этих фильтрах в качестве индуктивного элемента используется микрополосковая индуктивность с добротностью не более 10 единиц.

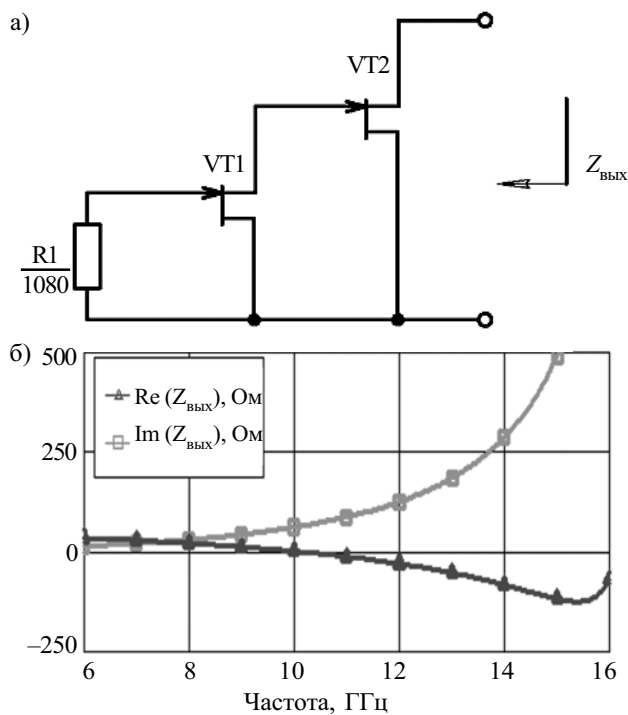


Рис. 5

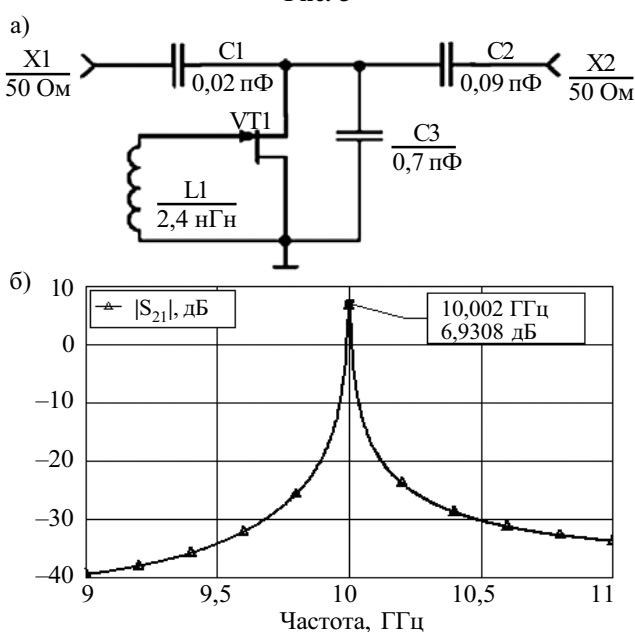


Рис. 6

Результаты моделирования коэффициента передачи по напряжению показывают (рис. 6, б; 7, б; 8, б; 9, б), что использование таких низкодобротных индуктивностей в комплексе с ОПИС дает возможность реализовать значительное затухание за пределами полосы пропускания ( $-40$  дБ и  $-60$  дБ соответственно для однорезонаторного и двухрезонаторного полосно-пропускающего фильтра) и небольшое усиление сигнала в полосе пропускания. Для однорезонаторного ПЗФ затухание в полосе запираения составляет  $-42$  дБ, для двухрезонаторного ПЗФ —  $-73$  дБ. Эти фильтры предназначены для реализации в виде гибридной микросхемы.

Использование индуктивного элемента в виде каскадного соединения двух транзисторов, включенных

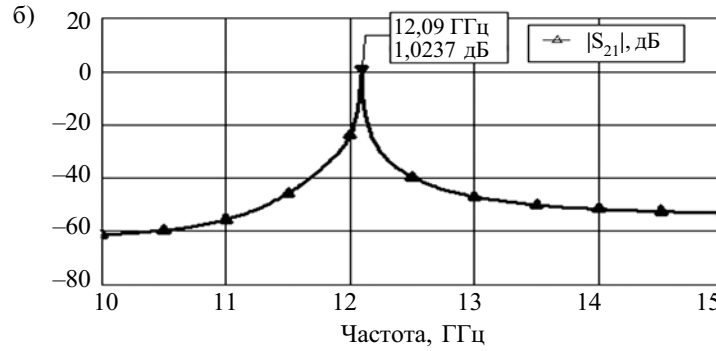
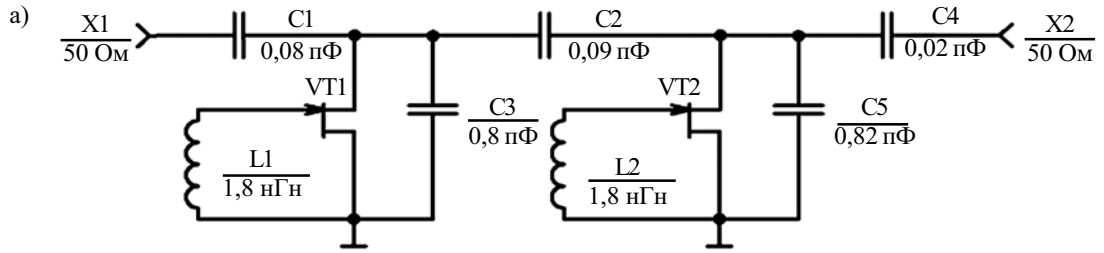


Рис. 7

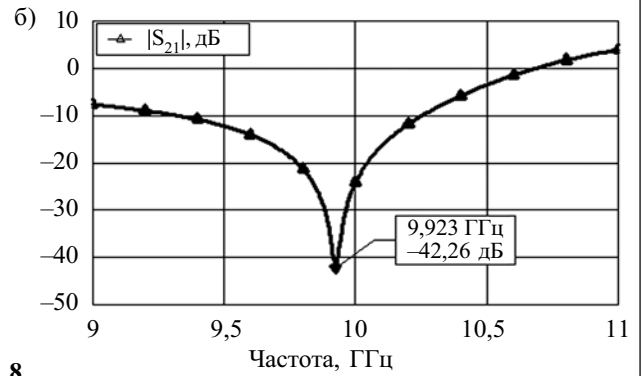
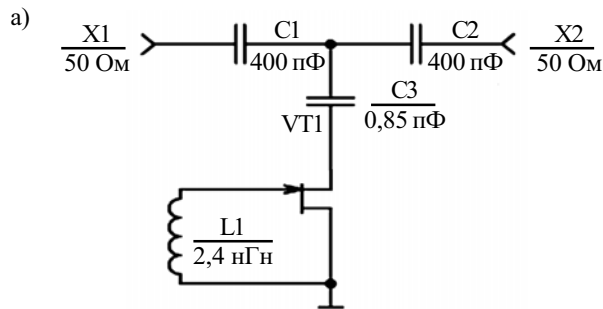


Рис. 8

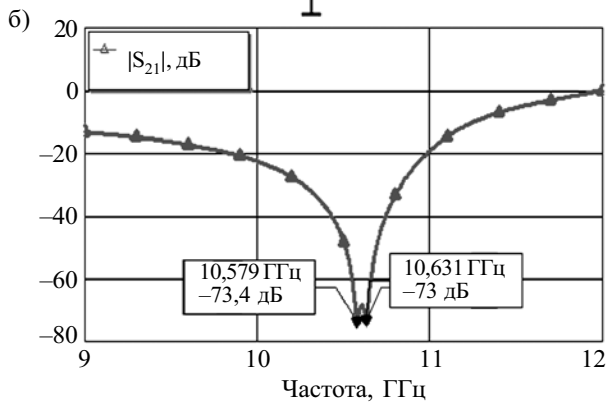
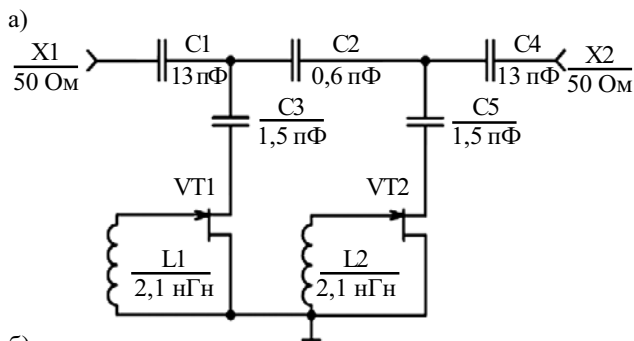


Рис. 9

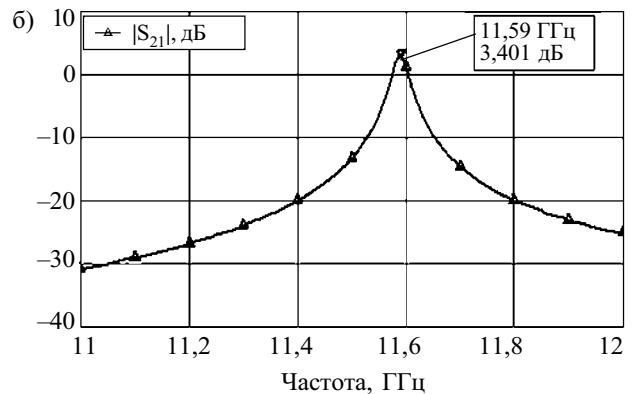
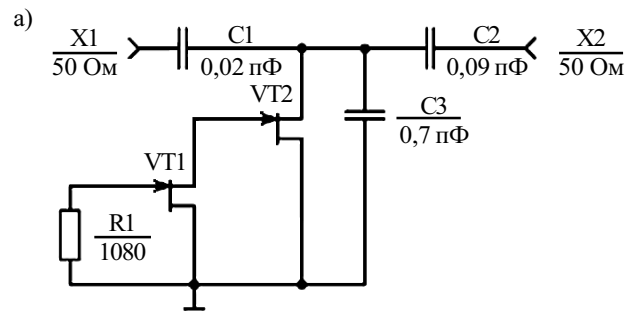


Рис. 10

по схеме с общим стоком и активным сопротивлением, включенном на входе, позволяет построить активные ППФ (рис. 10, а и 11, а) и ПЗФ (рис. 12) со следующими параметрами: для однорезонаторного ППФ затухание за пределами полосы пропускания составляет -30 дБ, для двухрезонаторного -60 дБ; для однорезонаторного и двухрезонаторного ПЗФ затухание составляет -24 дБ и -47 дБ, соответственно (рис. 13).

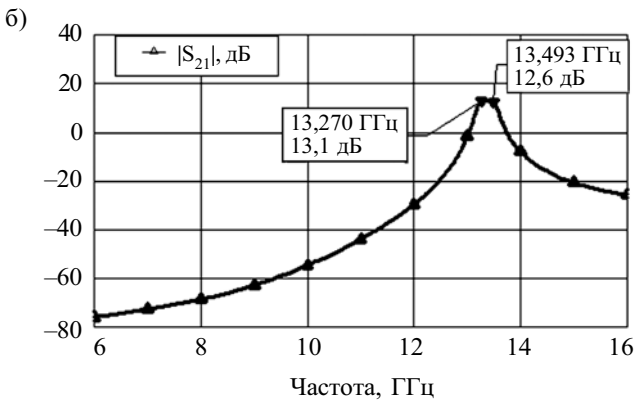
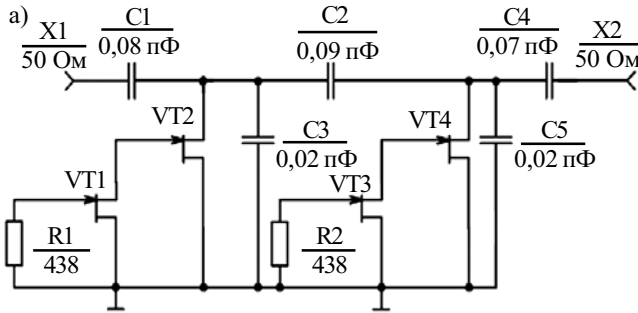


Рис. 11

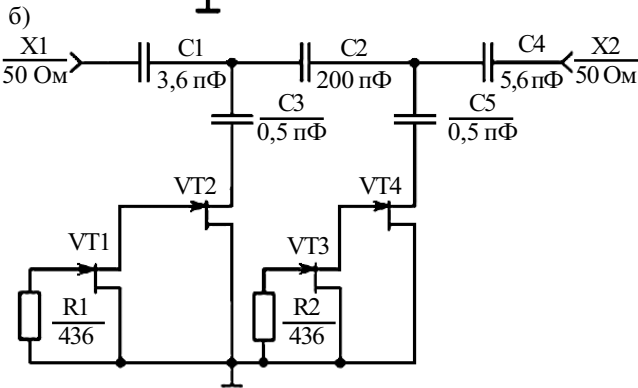
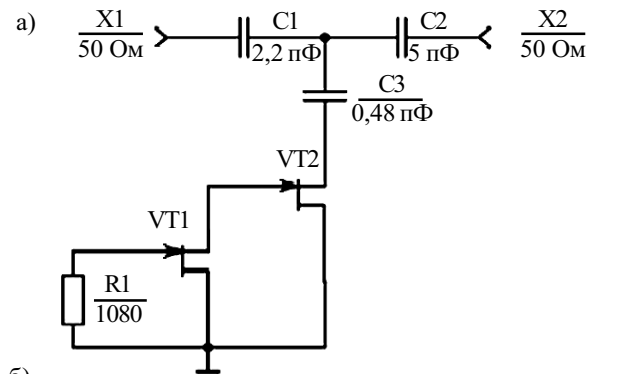


Рис. 12

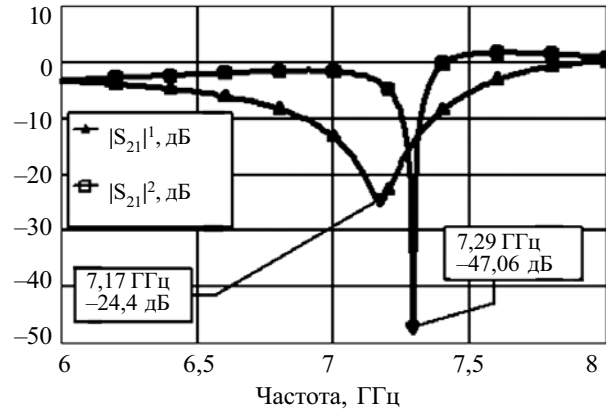


Рис. 13

Анализ результатов дает возможность говорить о перспективности развития безындуктивных активных аналогов катушек индуктивности и возможности реализации на их основе активных СВЧ-фильтров в виде как гибридных, так и полупроводниковых микросхем высокой степени интеграции.

**Выводы**

Экспериментальные исследования схем включения полевого транзистора Шоттки по критерию устойчивости позволили выбрать схему с общим стоком в качестве базовой схемы обобщенного преобразователя иммитанса для активных СВЧ-фильтров как наиболее высокочастотную и обладающую свойствами конвертора иммитанса.

Моделирование выходного сопротивления для схемы с общим стоком с включенным на входе индуктивным и активным сопротивлением дало возможность реализовать на их основе аналоги высокодобротной ( $Q \gg 1$ ) и низкодобротной ( $Q \approx 1$ ) индуктивности. Результатом синтеза этих схем стал аналог высокодобротной активной индуктивности без индуктивных элементов.

Проведенное исследование обобщенного преобразователя иммитанса на базе полевого транзистора Шоттки позволило реализовать на основе ОПИС схемы полосо-пропускающих и полосо-запирающих активных СВЧ-фильтров, пригодных для исполнения в виде гибридных или полупроводниковых микросхем.

В результате моделирования получены следующие параметры:

— для фильтров с индуктивными элементами — для однорезонаторного полосо-пропускающего фильтра затухание за пределами полосы пропускания -40 дБ, для двухрезонаторного -60 дБ; для однорезонаторного полосо-запирающего фильтра затухание в полосе запираения составляет -42 дБ, для двухрезонаторного -73 дБ;

— для фильтров без индуктивных элементов — для однорезонаторного ППФ затухание за пределами полосы пропускания -30 дБ, для двухрезонаторного -60 дБ; для однорезонаторного ПЗФ затухание -24 дБ, для двухрезонаторного -47 дБ.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Ионкин П. А., Миронов В. Г. Синтез RC-схем с активными невязанными элементами. — М.: Энергия, 1976.

2. Маклюков М. И. Инженерный синтез активных RC-фильтров низких и инфранизких частот.— М.: Энергия, 1971.  
 3. Богданов Г. Б. Частотно-избирательные системы на ферритах и применение их в технике СВЧ.— М.: Сов. радио, 1973.  
 4. Ильченко М. Е., Мелков Г. А., Мирских Г. А. Твердотельные СВЧ фильтры.— Киев: Техника, 1977.  
 5. Знаменский А. Е., Попов Е. С. Перестраиваемые электрические фильтры.— М.: Связь, 1979.  
 6. Маттей Д. А., Янг Л., Джонс Е. М. Т. Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи.— М.: Связь, 1971.  
 7. Dambrine G., Carpy A., Heliodore F., Playez E. A new method for determining the FET small-signal equivalent circuit // IEEE Trans. Microwave Theory Tech.— 1988.— Vol. MTT-36.— P. 1151—1159.

8. Rohde U. L. Improving noise modeling of GaAs FETs. Part 1: Using an enhanced equivalent circuit technique // Microwave Journal.— 1991.— Vol. 34.— P. 87—101.  
 9. Magerko M. A., Chang K. Modeling of Gunn domain effects in the output conductance of the high-frequency small-signal GaAs MESFET equivalent circuit // Microwave and Optical Technology Letters.— 1992.— Vol. 5.— P. 748—752.  
 10. Lenk F., Doerner R., Heymann P. Negative resistance in GaAs MESFET nonlinear modelling // IEEE Trans. Microwave Theory Tech.— 1996.— Vol. MTT-40.— P. 2258—2266.  
 11. Куликовский А. А. Устойчивость активных линеаризованных цепей с усилительными приборами новых типов.— М.: Госэнергоиздат, 1962.  
 12. Филинюк Н. А. Активные СВЧ-фильтры на транзисторах.— М.: Радио и связь, 1987.

К. ф.-м. н. Г. К. НИИДЗЕ, к. ф.-м. н. С. П. ПАВЛЮК,  
 к. ф.-м. н. Л. В. ИЩУК, В. В. КУШНИРЕНКО

Украина, Киевский национальный университет  
 им. Тараса Шевченко  
 E-mail: pps@univ.kiev.ua

Дата поступления в редакцию  
 18.01 2005 г.

Оппонент к. ф.-м. н. В. Л. ПЕРЕВЕРТАЙЛО  
 (Институт микроприборов, г. Киев)

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КНИ-ТРАНЗИСТОРА В КАЧЕСТВЕ ГЕНЕРАТОРА КОЛЕБАНИЙ НАПРЯЖЕНИЯ

*Предложено использование транзистора, изготовленного по технологии "кремний-на-изоляторе", в качестве генератора релаксационных и квазигармонических колебаний регулируемой частоты и амплитуды.*

В последние годы большое внимание привлекают к себе полупроводниковые приборы, изготовленные по технологии "кремний-на-изоляторе" (КНИ) [1], в том числе и транзисторы — одни из ключевых элементов, которые используются в генераторах колебаний.

Обычно КНИ-транзисторы исследуются или в режиме малых токов, или в подпороговом режиме работы. В отличие от такого подхода, в [2] впервые проведены исследования поведения КНИ-транзистора при протекании экстремально больших токов стока. При этом транзисторы питались от генератора напряжения. В этих условиях в электрической цепи наблюдались колебания тока большой частоты и амплитуды, причем форма и частота этих колебаний почти не зависели ни от величины напряжения на стоке  $U_c$ , ни от напряжения смещения между подложкой и каналом транзистора  $U_{п}$ .

В [3] описаны результаты исследования этих же транзисторов при их питании от генератора тока. Изменение способа питания позволило впервые обнаружить S-образные участки на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) КНИ-транзисторов, а также зарегистрировать одновременно с колебаниями тока через транзистор колебания напряжения на нем.

Целью данной работы было исследование вида колебаний тока и напряжения на транзисторах, которые питаются в режиме, близком к генератору тока, и определение частотных, амплитудных и модуляционных характеристик в зависимости от протекающего тока  $I$  и потенциала подложки  $U_{п}$ .

### Конструкция КНИ-транзистора и методика измерений

На рис. 1 приведено схематическое изображение исследуемого транзистора и схема включения его в электрическую цепь. Представленные в работе результаты получены на транзисторах, в которых длина пленки кремния  $n$ -типа составляла 10 мкм, ширина — 50 мкм. Планарные размеры пленки на полученные результаты существенно не влияли. Толщина кремниевой пленки, встроенного оксида кремния и кремниевой подложки составляла соответственно 0,4, 1 и 400 мкм.

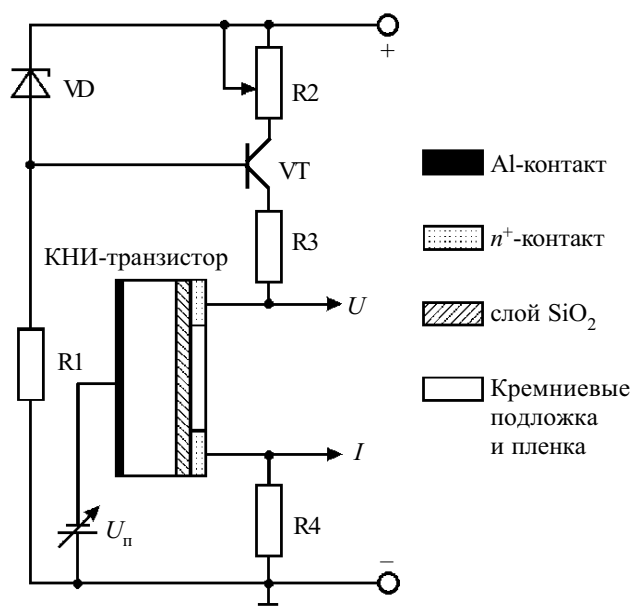


Рис. 1. КНИ-транзистор и схема его включения в измерительную цепь

Исток транзистора был всегда соединен с "землей" через малое сопротивление R4. Роль затвора транзистора при приведенном на рис. 1 включении играла подложка. Между ней и "землей" можно было прикладывать смещение  $U_{\text{п}}$  любой полярности, а также заземлять ее.

В схеме питания VT — это транзистор, регулирующий величину протекающего в цепи тока. Цепочка, состоящая из диода VD и резистора R1, обеспечивает рабочую точку транзистора, резистор R2 задает ток в цепи КНИ-транзистора, R3 — ограничительный резистор. С резистора R4 снимался сигнал, пропорциональный току, протекающему через КНИ-транзистор.

**Колебания тока и напряжения**

На рис. 2 (кривая 1) приведена стационарная ВАХ КНИ-транзистора при закороченных подложке и истоке ( $U_{\text{п}}=0$ ).

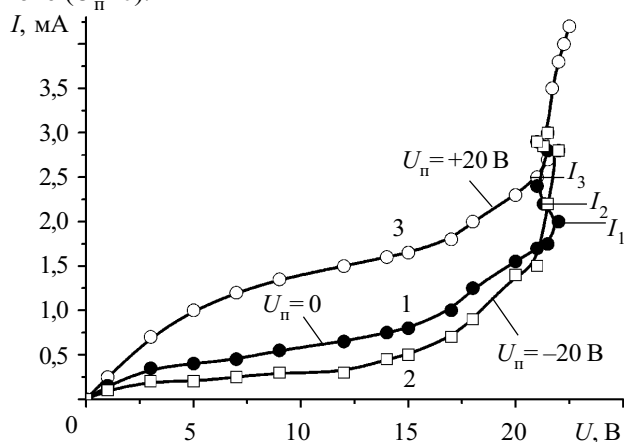


Рис. 2. ВАХ КНИ-транзистора при различном смещении на подложке относительно истока транзистора

Участок ВАХ со значениями токов в диапазоне от 0 до  $I_1$  является классической ВАХ полевого транзистора [4, т. 2, с. 13–21]. Вначале она линейна, а с увеличением тока наблюдается насыщение, связанное с образованием области обеднения вблизи стока транзистора.

Начиная от токов  $I > I_1$  на ВАХ наблюдался S-образный участок, на котором одновременно возникали колебания тока и напряжения на транзисторе. Для построения этого участка использованы средние значения тока  $I$  и напряжения  $U$ , полученные путем электрического интегрирования колебаний тока и напряжения.

Подача смещения между истоком и подложкой вызывала смещение ВАХ, не изменяя качественного характера зависимостей. При подаче на подложку напряжения  $U_{\text{п}} = -20$  В (кривая 2) при одних и тех же значениях  $I$  ВАХ смещалась в сторону больших значений  $U$  по сравнению со случаем  $U_{\text{п}} = 0$ , а при подаче  $U_{\text{п}} = +20$  В — в сторону меньших значений.

Согласно определению идеального генератора тока заданный ток в нем не может меняться при изменении нагрузки. Колебания тока в использованном источнике связаны с очень быстрым изменением ( $< 1$  мкс) сопротивления исследуемого транзистора. Транзистор VT (рис. 1) не успевал своевременно обрабатывать эти изменения, и на S-образном участке ВАХ источник питания работал в гибридном режиме.

Частота, форма и амплитуда колебаний были целиком воспроизводимы при изменении тока  $I$  в ин-

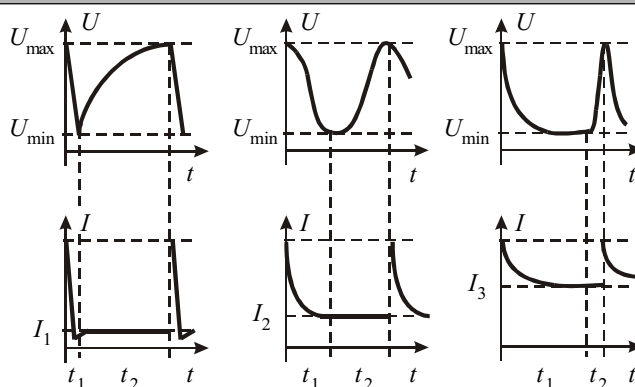


Рис. 3. Осциллограммы колебаний напряжения и тока в КНИ-транзисторе при различных токах источника питания  $I_1 < I_2 < I_3$

тервале значений от  $I_1$  до  $I_3$ . Существенное превышение значения  $I_3$  приводило к необратимому изменению свойств прибора. Поэтому все приведенные далее результаты получены при условии, что ток через транзистор практически не превышал значения  $I_3$ .

На рис. 3 приведены осциллограммы колебаний тока  $I$ , протекающего через транзистор, и напряжения  $U$  на его стоке, полученные при разных значениях заданного тока  $I_1, I_2, I_3$  (см. рис. 2) и  $U_{\text{п}} = 0$ .

Увеличение тока  $I$  сопровождалось изменением формы колебаний. При токе  $I_1$  на структуре возникают колебания  $U(t)$  релаксационного типа; за время  $t_1$  напряжение  $U(t)$  быстро уменьшается от максимального значения  $U_{\text{max}}$  до  $U_{\text{min}}$ , после чего за время  $t_2$  почти по экспоненте растет до исходного значения  $U_{\text{max}}$ . При этом  $t_1 \ll t_2$ .

Увеличение тока  $I$  от  $I_1$  до  $I_2$  сопровождалось увеличением  $t_1$ , уменьшением  $t_2$  и приближением к соотношению  $t_1 \approx t_2$ . При этом колебания  $U(t)$  становились квазигармоническими. Дальнейший рост тока от  $I_2$  до  $I_3$  вновь превращал колебания  $U(t)$  в релаксационные и приводил к неравенству  $t_1 \gg t_2$ . Превышение тока  $I$  сверх  $I_3$  приводило к срыву колебаний. Заметим, что при изменениях тока в диапазоне  $I_1 < I < I_3$  колебаниям  $U(t)$  сопутствуют колебания тока  $I(t)$  в виде пиков (рис. 3), которые обычно наблюдаются при перезарядке RC-цепочек ( $R$  — сопротивление,  $C$  — емкость).

Увеличение тока  $I$  через транзистор приводило к изменению частоты колебаний  $f$ , амплитуды напряжения  $\Delta U = U_{\text{max}} - U_{\text{min}}$ , коэффициента модуляции  $M = (U_{\text{max}} - U_{\text{min}}) / U_{\text{max}}$ . Эти зависимости показаны на рис. 4 при  $U_{\text{п}} = 0$  кривыми 1. Как видим, частота возникающих при  $I > I_1$  колебаний (рис. 4, а), которые носят релаксационный характер, вначале растет с увеличением  $I$  и становится максимальной ( $\approx 1$  МГц) при  $I_2$ , когда колебания приобретают квазигармонический характер. Затем частота вновь падает, и колебания становятся релаксационными, исчезая при  $I > I_3$ .

На рис. 5 представлены результаты исследования стабильности частоты возникающих колебаний напряжения на КНИ-структуре при различных токах источника питания. Видно, что с ростом тока от  $I_1$  к  $I_3$  стабильность колебаний во времени существенно ухудшается.

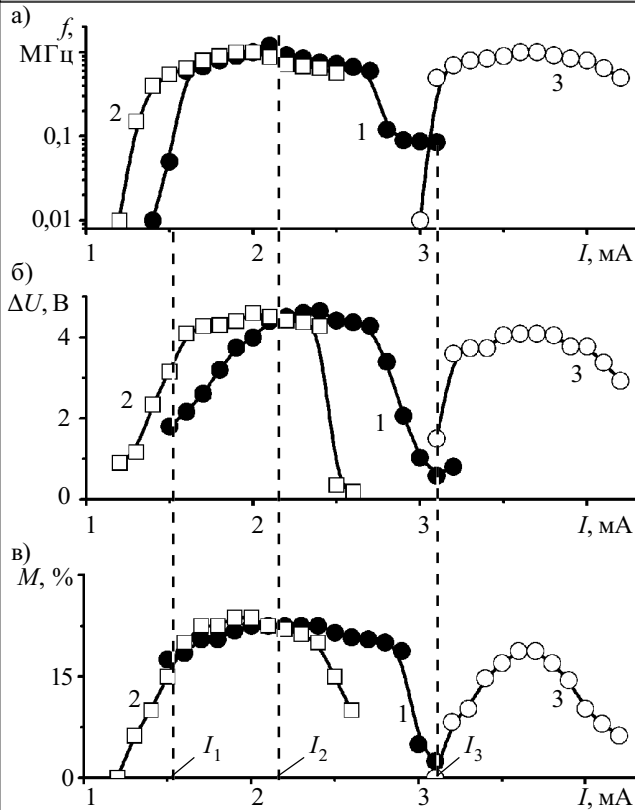


Рис. 4. Зависимости частоты  $f$  (а), амплитуды колебаний напряжения  $\Delta U$  (б) и коэффициента модуляции  $M$  (в) от тока, протекающего через КНИ-транзистор, при различном смещении на подложке относительно истока транзистора  $U_{г}^{\pm}$ : 1 — 0 В; 2 — -20 В; 3 — +20 В

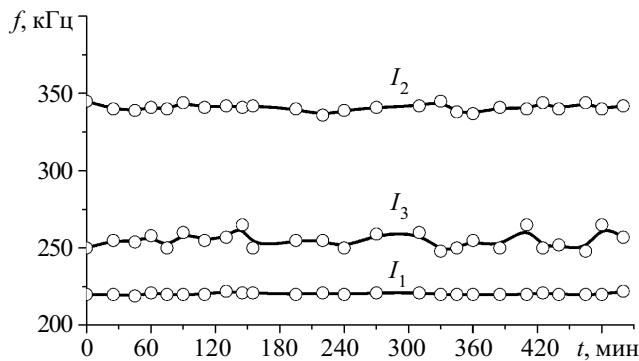


Рис. 5. Стабильность частоты генератора во времени при различных токах источника питания ( $I_1 < I_2 < I_3$ )

Поведение амплитуды колебаний напряжения  $\Delta U$  (рис. 4, б) и коэффициента модуляции  $M$  (рис. 4, в) при  $U_{г} = 0$  (кривые 1) аналогично поведению частоты при изменении протекающего в транзисторе тока (рис. 4, а) — вначале их значения возрастают, достигают наибольших значений при возникновении квазигармонических колебаний, а затем снова уменьшаются.

Подача смещения между истоком и подложкой не вызывает изменения качественной картины, но максимумы зависимостей  $f(I)$ ,  $\Delta U(I)$ ,  $M(I)$  смещаются в сторону меньших токов при приложении отрицательного смещения (рис. 4, кривые 2) и в сторону больших токов — при приложении положительного (рис. 4, кривые 3).

**Обсуждение результатов**

Для объяснения полученных результатов нами была предложена модель, в которой возникновение колебаний связано с периодическим возникновением и исчезновением шнура тока. Шнур тока образуется в обедненной носителями заряда области, которая возникает у стока транзистора за счет эффекта поля [4, т. 1, с. 338]. При увеличении тока, который протекает через структуру, обедненная область постепенно расширяется. Такую область можно представить в виде конденсатора, который заряжается током генератора. При зарядке напряжение на конденсаторе возрастает. Появляются условия [5, с. 262—267] для возникновения шнура тока.

Образование шнура тока приводит к шунтированию обедненной области и разрядке конденсатора. При этом напряжение на структуре падает до величины, которая определяется протекающим током  $I$  и сопротивлением балластной (не обедненной) части структуры.

Эквивалентная схема структуры, которая объясняет предложенный механизм образования колебаний, приведена на рис. 6. Соответствие эквивалентной схемы и КНИ-транзистора следующее:  $C$  — емкость обедненной области близ стока транзистора;  $R_0$  — сопротивление этой же области (внутреннее сопротивление емкости);  $R_{ш}$  — сопротивление шнура тока;  $P$  — разрядник;  $R_6$  — сопротивление балластной части структуры, т. е. сопротивление структуры за пределами высокоомной области.

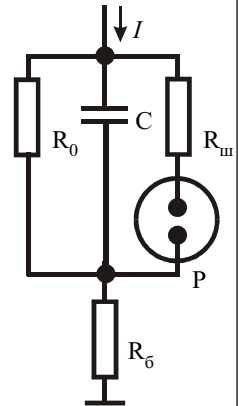


Рис. 6. Эквивалентная схема КНИ-транзистора

Разряд емкости  $C$  приводит к исчезновению шнура тока, поскольку напряжение на структуре резко уменьшается до  $U_{min}$  и становится недостаточным для поддержания условий существования шнура (рис. 3). Исчезновение шунтирующего канала вновь приводит к появлению обедненной области с емкостью  $C$ . Емкость опять начинает заряжаться проходящим током, напряжение на структуре снова возрастает до величины  $U_{max}$  (рис. 3), которая достаточна для возникновения шнура тока, и цикл колебаний напряжения повторяется.

Дальнейшее увеличение тока приводит к уменьшению времени  $t_2$  заряда емкости  $C$  (см. рис. 3). Время заряда  $t_2$  определяется величиной  $C$  и суммой сопротивления балластной части  $R_6$  (рис. 6) и внутреннего сопротивления генератора тока  $R_i$  (на рис. 6 не приведено). Время разряда  $t_1$  определяется величиной  $C$  и сопротивлением самого шнура тока  $R_{ш}$ . Поскольку величина емкости  $C$  и сопротивления шнура тока  $R_{ш}$  изменяются незначительно, то время разряда  $t_1$  сначала также почти не изменяется. Так как  $R_i + R_6 \gg R_{ш}$ , то время заряда значительно больше времени разряда. При  $I_1 < I < I_2$  такое условие выполняется, и форма колебаний имеет релаксационный характер.

С увеличением протекающего тока  $I$  постепенно уменьшается время заряда, а время разряда увеличи-

вается, и при некотором  $I$  возникает ситуация, когда  $t_1 \approx t_2$ . При этом колебания имеют вид, близкий к периодическим синусоидальным колебаниям.

Дальнейшее увеличение тока приводит к существенному разогреву канала шнура тока. Каждый следующий цикл колебаний “помнит” предшествующий цикл. Канал не успевает остыть за период разрядки емкости, и время  $t_1$  существования шнура увеличивается. Шнур существует до момента остывания канала за счет отвода тепла в подложку [2].

Чем больше ток, тем дольше существует шнур. Частота колебаний уменьшается, поскольку время заряда  $t_2$  уменьшается, а время разряда  $t_1$  увеличивается за счет увеличения протекающего тока.

При токе, превышающем  $I_3$ , колебания исчезают. Шнур тока не исчезает, а существует стационарно за счет протекающего тока. Перегрев транзистора в месте локализации шнура приводит к необратимым изменениям КНИ-транзистора.

По данным рис. 5 была оценена нестабильность частоты  $\Delta f/f$  генерируемых колебаний для разных токов, протекающих через транзистор. Для тока  $I_1$  она не превышала  $8 \cdot 10^{-3}$ , для  $I_2$  —  $1 \cdot 10^{-2}$ , для  $I_3$  —  $4 \cdot 10^{-2}$ . Безусловно, эти значения значительно уступают параметрам кварцевых генераторов ( $10^{-6}$  [6, с. 157]), однако достаточно близки к параметрам стабилизированных параметрических генераторов ( $10^{-4} \dots 10^{-3}$  [6, с. 156]).

Совместимость технологии КНИ с существующими технологиями изготовления полупроводниковых приборов [1, с. 6—9] делает возможным создание функционального генератора на основе КНИ-транзистора.

#### Заключение

1. Экспериментально показано, что в электрической цепи, содержащей КНИ-транзистор, можно без

внешнего периодического воздействия получить незатухающие колебания напряжения и тока и изменять их частоту и амплитуду (в широких пределах), а также характер колебаний (от релаксационных до квазигармонических) изменением протекающего тока или потенциала подложки.

2. Предложен физический механизм, объясняющий возникновение колебаний напряжения на КНИ-структуре периодическим возникновением шнура тока в обедненной области вблизи стока транзистора.

3. Полученные результаты позволяют говорить о возможности использования КНИ-транзистора в качестве генератора колебаний напряжения в широких пределах (0,1—1 МГц). При этом то, что он находится в гибридном режиме питания, не является существенным.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Cristoloveanu S., Li S. S. Electrical characterisation of silicon-on-insulator materials and devices.— Boston: Kluwer Academic Publishers, 1995.

2. Dobrovolsky V. N., Ishchuk L. V., Ninidze G. K. et al. High-amplitude high-frequency oscillations of temperature, electron-hole pair concentration and current in the silicon-on-insulator structures // Journal of Applied Physics.— 2000.— Vol. 88, N 11.— P. 6554—6559.

3. Добровольский В. М., Ишук Л. В., Нинидзе Г. К., Павлюк С. П. Випромінювання світла термічно генерованою електронно-дірковою плазмою в польовому КНІ-транзисторі // Укр. фіз. журн.— 2002.— Т. 47, № 5.— С. 495—499.

4. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. В 2 томах.— М.: Мир, 1984.

5. Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках.— М.: Наука, 1972.

6. Ред Э. Справочное пособие по высокочастотной схемотехнике.— М.: Мир, 1990.

#### НОВЫЕ КНИГИ

НОВЫЕ КНИГИ

#### **Чумаков А. И. Действие космической радиации на интегральные схемы.— М.: Радио и связь, 2004.— 320 с.**

Описываются основные радиационные эффекты в полупроводниковых приборах и интегральных схемах при воздействии радиационных факторов космического пространства. Кратко приведены сведения по физике взаимодействия ионизирующего излучения с веществом и методам оценки уровней радиационных воздействий на изделия электронной техники, располагающиеся внутри космического аппарата. Рассмотрены основные доминирующие радиационные эффекты (структурные повреждения, поверхностные и локальные) в элементах интегральных схем. Впервые в отечественной литературе с единых позиций проанализированы отказы и сбои, вызываемые отдельными ядерными частицами, и обобщены методы защиты от них.

Для специалистов, разрабатывающих интегральные схемы и электронную аппаратуру космических аппаратов; может быть полезна аспирантам и студентам вузов.

#### **Кузнецова С. А., Несперенко А. В., Афанасьев А. О. OrCAD 10. Проектирование печатных плат.— М.: Горячая линия-Телеком, 2005.— 454 с.**

Рассмотрены вопросы схемотехнического проектирования радиоэлектронной аппаратуры и проектирования печатных плат с использованием пакета программ OrCAD 10. Приведены подробные описания основных модулей программы Capture и Layout. Освещены вопросы работы с этими подсистемами: описание среды проекта, работа в графических редакторах, получение сопутствующих отчетов, создание и ведение библиотек условно-графических образов и посадочных мест. Отдельная глава посвящена особенностям работы с внешними и встроенными базами данных в подсистеме Capture CIS.

Книга написана на основе технической документации и опыта работы авторов с данной системой и составлена таким образом, что может служить руководством пользователю при работе с различными версиями программы от OrCAD 7 до OrCAD 10.

Для инженерно-технических работников; может быть полезна студентам и аспирантам, специализирующимся в области разработки и конструирования электронной аппаратуры.



К. т. н. Г. В. КУЦЕНКО

Украина, г. Киев, НТК "Импульс"  
E-mail: ntkimpuls@ukr.net

Дата поступления в редакцию  
28.01 2005 г.

Оппонент Л. И. САМОТОВКА  
(Институт микроприборов, г. Киев)

## СХЕМНОЕ РЕШЕНИЕ ПОСТРОЕНИЯ МАТРИЧНОГО РЕГИСТРА

*Экономичный матричный регистр сочетает в себе регистр приема последовательного кода и счетчик времени и может быть рекомендован для реализации в виде микросхемы.*

Последние достижения в области совершенствования технологии изготовления интегральных схем, а также совершенствование элементной базы, позволили получить новые качественные характеристики интегральных схем. Однако прогресс в области микроэлектроники зависит не только от совершенства технологии, но и от умения разработчика находить нетрадиционные схемотехнические решения.

Анализ устройств с последовательным вводом двоичной информации способствовал выделению структурного варианта построения регистра, обеспечивающего предельные частоты ввода двоичной информации при одновременном повышении информационной емкости и снижении потребляемой мощности. Увеличение быстродействия и снижение аппаратных затрат достигается за счет двойного применения нетрадиционного алгоритма последовательного сдвига [1].

Примером устройства с последовательным вводом двоичной информации является преобразователь последовательного кода в параллельный на базе сдвигового регистра. В потенциальной системе элементов он предполагает использование двух триггеров на один разряд устройства. Такие преобразователи находят применение, например, в контроллерах последовательного синхронного приема [2, с. 180, 181]. В таких контроллерах входная информация поступает непрерывно, а время ее съема определяется счетчиком тактов.

Существует устройство [1], представляющее собой сочетание регистра сдвига и счетчика, при этом затраты оборудования при сохранении быстродействия эквивалентны затратам (по триггерам) классического регистра с двухтактным управлением; счетчик тактов в этом устройстве отсутствует, его роль выполняет регистр управления. Кроме того, при условии непрерывного поступления информации общее количество переключений при сдвиге уменьшается на 75% в сравнении с классическим сдвигом, что эквивалентно увеличению частоты в пределе в 4 раза [3] при условии одинакового тепловыделения. Счи-

таем, что такое устройство реализовано на логических элементах с использованием БиМОП (или БиКМОП) технологии и состоит из двух регистров. Один регистр принимает входную информацию, а другой управляет ее приемом и отсчитывает время; при такой реализации устройства на один разряд информационного регистра приходится один разряд регистра управления.

С целью дальнейшей экономии элементов (при сохранении остальных характеристик устройства) предлагается *матричный регистр*, реализация которого возможна на базе программируемых логических интегральных схем (ПЛИС). В [4], как пример, показана возможность реализации на ПЛИС многоразрядного сдвигового регистра в составе цифрового фильтра.

На **рис. 1** приведена схема матричного регистра, на **рис. 2** — временные диаграммы работы, на **рис. 3** — алгоритм работы.

Предложенное устройство содержит регистр управления приемом последовательного кода 1, регистр управления приемом параллельного кода 2, последовательный информационный регистр приема входного кода 3, информационные регистры приема параллельного кода 4 (регистры собраны на триггерах 5 с вентилями записи единицы 6 и вентилями записи нуля 7), триггер фиксации приема последнего разряда входного кода последовательным информационным регистром 8, триггер управления регистром управления приемом последовательного кода 9, триггер управления регистром управления приемом параллельного кода 10, триггер фиксации приема последнего разряда последовательного кода матричным регистром 11, шины входного парафазного кода 12, шины системы тактовых импульсов T1, T2 13 и 14, выходные шины парафазного кода второго регистра приема параллельного кода 19, 20, 21, 22, цепь единичного выхода триггера фиксации приема последнего разряда последовательного кода матричным регистром 23, выходные цепи первого, второго и третьего триггеров регистра управления приемом параллельного кода 24, 25, 26, соответственно, цепь единичного выхода триггера фиксации приема последнего разряда входного кода последовательным информационным регистром 27. В устройстве использованы потенциальные элементы положительной логики (считаем, что триггер 5 находится в состоянии 1, когда на его выходе Q высокий потенциал).

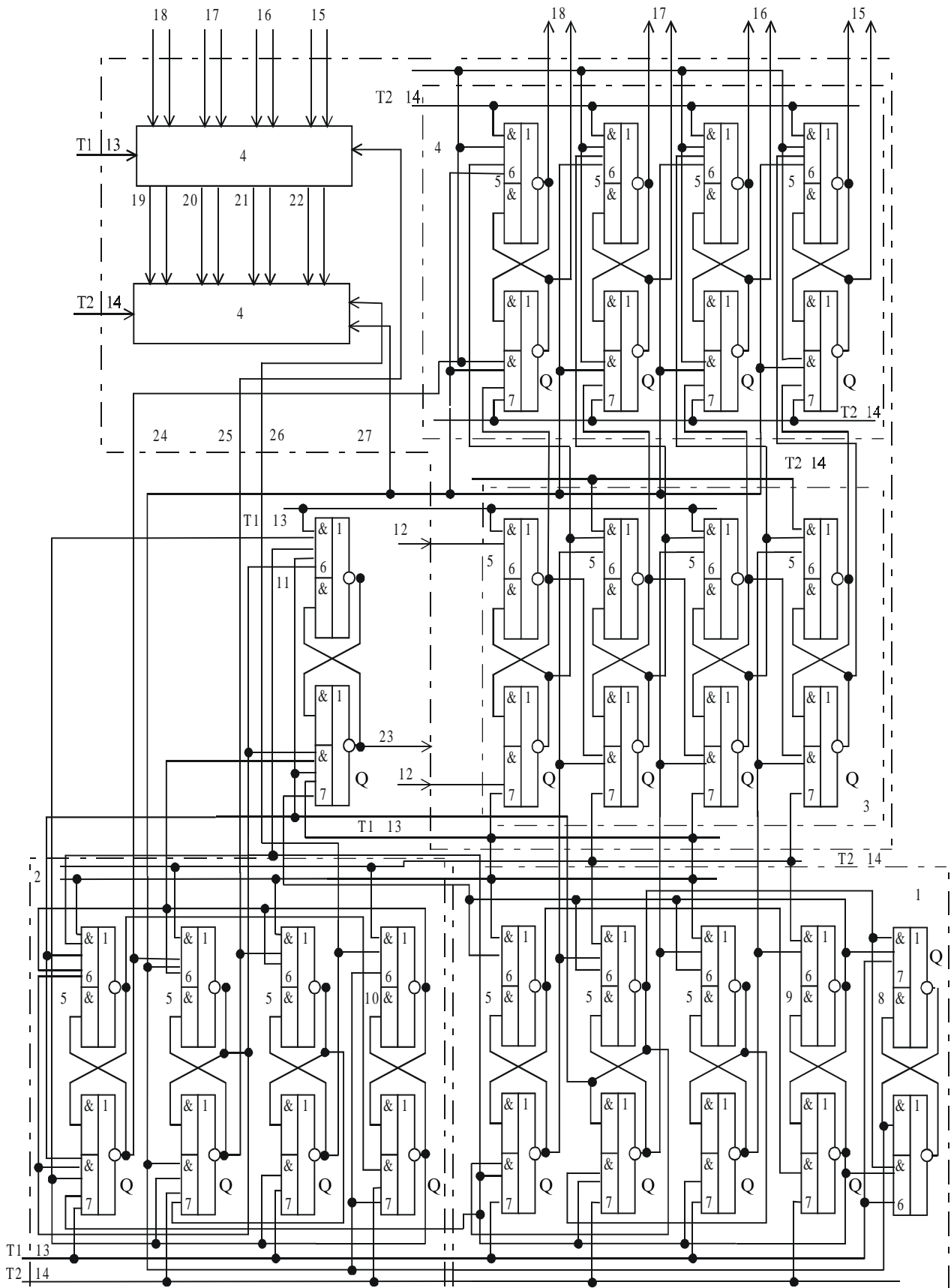


Рис. 1. Матричный регистр

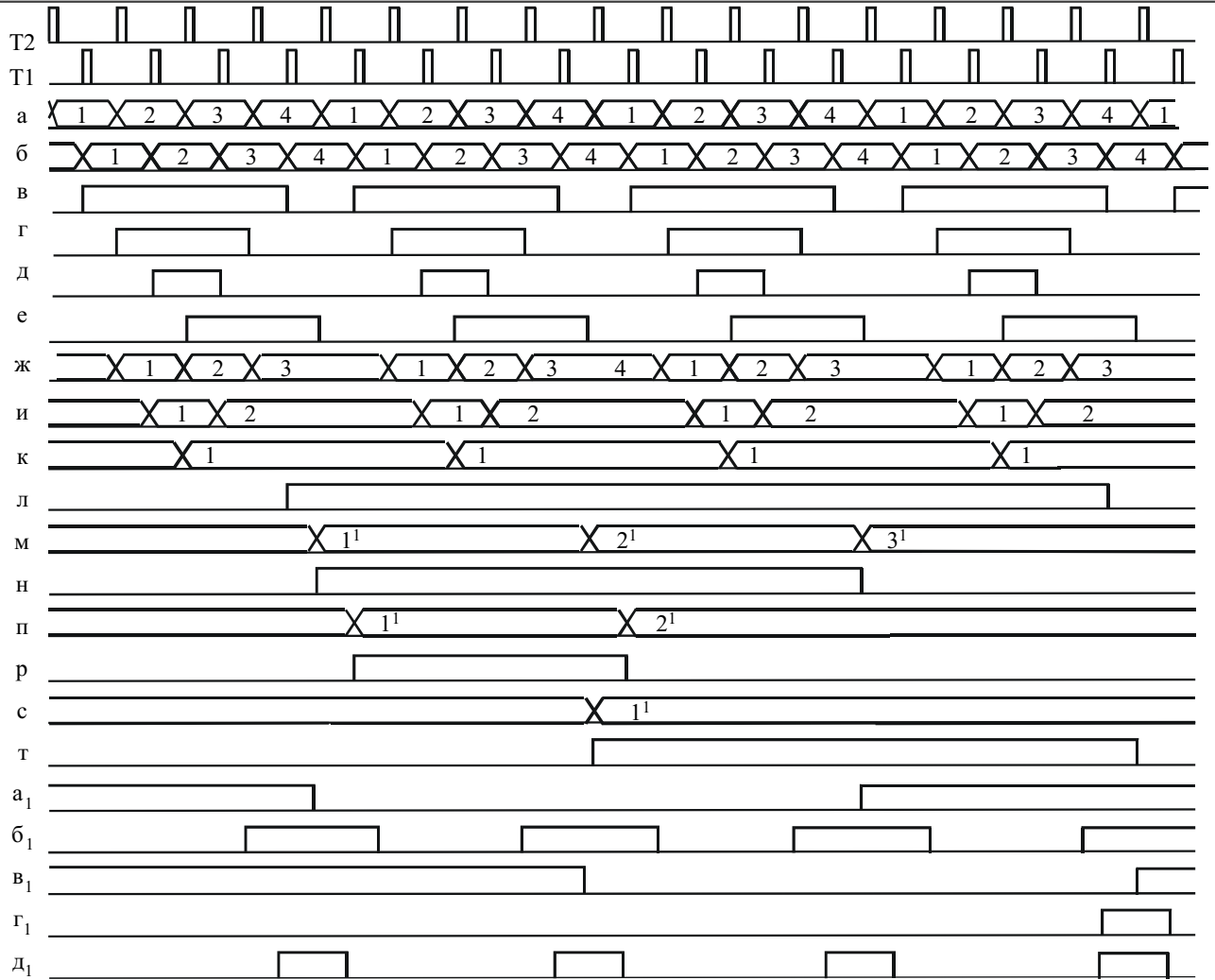


Рис. 2. Временные диаграммы работы матричного регистра

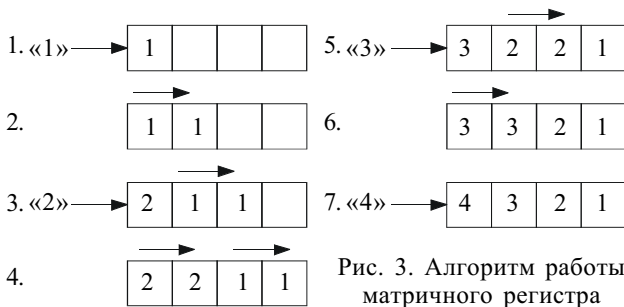


Рис. 3. Алгоритм работы матричного регистра

На рис. 2 приведены временные диаграммы работы матричного регистра; все сигналы привязаны к Q-выходу:

- а — входной последовательный код;
- б — код, принятый первым триггером последовательного информационного регистра;
- в, г, д — выходные сигналы соответственно первого, второго и третьего триггеров регистра управления приемом последовательного кода;
- е — выходной сигнал триггера управления регистром управления приемом последовательного кода;
- ж, и, к — выходные сигналы триггеров соответственно второго, третьего, четвертого разрядов последовательного информационного регистра приема входного кода;

л, н, р — выходные сигналы соответственно первого, второго и третьего триггеров регистра управления приемом параллельного кода;

м, п, с — условно показаны моменты приема параллельных чисел  $1^1, 2^1, 3^1$  первым, вторым, третьим информационными регистрами приема параллельного кода, соответственно;

т, в<sub>1</sub> — выходные сигналы, соответственно прямой и инверсный, триггера управления регистром управления приемом параллельного кода;

а<sub>1</sub>, б<sub>1</sub> — выходные инверсные сигналы триггеров вторых разрядов регистров управления приемом параллельного кода и последовательного, соответственно;

г<sub>1</sub> — выходной сигнал триггера фиксации приема последнего разряда последовательного кода матричным регистром;

д<sub>1</sub> — выходной сигнал триггера фиксации приема последнего разряда входного кода последовательным информационным регистром.

Информационный  $n$ -разрядный регистр представлен в виде матрицы  $m \times k$ , где  $m$  — число строк, а  $k$  — число разрядов в строке. Числа  $m$  и  $k$  связаны отношением  $n = m \times k$ .

Регистр управления разрядностью  $n$  также разбит на два регистра разрядностью  $m$  и  $k$ . Один регистр

управляет поразрядным приемом входного последовательного кода, а другой — параллельным приемом. При такой организации устройства экономятся триггеры регистра управления. Так, для случая построения 32-разрядного регистра экономия в регистре управления составит 20 триггеров.

Устройство работает следующим образом.

Входные сигналы парафазного кода по шине 12 (рис. 1), диаграмма а (рис. 2), принимаются первым триггером 5 последовательного информационного регистра приема входного кода 3 с помощью вентилях б и 7 в такты Т1, диаграмма б (рис. 2). Каждый входной разряд всегда сопровождается тактом Т1 внешнего устройства. В такт Т2 информация из первого триггера переписывается во второй триггер, в следующий такт Т1 информация вновь принимается первым триггером, а из второго триггера переписывается в третий. Следующим тактом Т2 информация из первого триггера переписывается во второй, а из третьего — в четвертый триггер; далее первый триггер принимает вновь поступившую информацию, информация из второго триггера переписывается в третий, принятая информация четвертым триггером не изменяется. В последний момент (такт Т1) входная информация принимается только первым триггером, принятая информация вторым, третьим и четвертым триггерами не изменяется.

Разрешение и запрет на подачу таких управляющих сигналов осуществляется единичными Q-выходами триггеров 5 регистра управления приемом последовательного кода 1, как показано на рис. 2, диаграммы в, г, д. Режим работы этих триггеров определяется триггером управления регистра приемом последовательного кода 9 (рис. 2, диаграмма е), а его циклический режим определен введением связи из нулевого выхода первого триггера регистра 1 на вход вентиля записи нуля в триггер 9. Таким образом реализован прием последовательного кода в соответствии с алгоритмом, приведенным на рис. 3.

К моменту приема первого четырехразрядного числа 1<sup>1</sup> (разряды 1, 2, 3, 4, рис. 2) подготавливается цепь его приема единичным выходом первого триггера регистра управления приемом параллельного кода 2, диаграмма л. В такт Т2 происходит параллельный прием принятого последовательного числа 1<sup>1</sup>. Дальнейший прием принятых чисел 2<sup>1</sup>, 3<sup>1</sup> осуществляется по тому же алгоритму, как и в случае принятия числа поразрядно (рис. 2, диаграммы м, п, с), а разрешение и запрет на прием чисел осуществляется единичными Q-выходами триггеров регистра управления приемом параллельного кода (диаграммы л, н, р, цепи 24, 25, 26).

Режим работы этих триггеров определен триггером управления регистром управления приемом параллельного кода 10, диаграмма т. В формировании сигналов переключения триггеров регистра управления 2, а также в формировании сигналов приема параллельного кода в регистрах 4, участвует выходной сигнал триггера фиксации приема последнего разряда входного кода последовательным информационным регистром 8 (диаграмма д<sub>1</sub>); момент приема последнего разряда четвертого принятого числа фик-

сируется триггером 11, выходная цепь 23 которого является выходом устройства.

Этот сигнал определяет момент съема принятой информации, например, в контроллерах последовательного приема для записи ее в буферный регистр [2].

Рассмотрим более подробно условия параллельного и последовательного сдвига в матричном регистре и проведем качественную и количественную его оценку. При непрерывном сдвиге (условие работы регистра в контроллере) с использованием классического регистра с двухтактным управлением каждый разряд регистра, как основной, так и вспомогательный, за время прохождения одного последовательного *n*-разрядного числа переключается *n* раз. За это время общее число переключений в регистре составит  $2n^2$ . Считаем, что следует чередующаяся последовательность нулей и единиц, так называемая «шахматка». Построение регистра с применением приведенного на рис. 3 алгоритма позволяет уменьшить число переключений до  $\frac{n+1}{2}n$ , рассчитывается как сумма членов арифметической прогрессии.

На рис. 4 для наглядности и сравнения приведена совмещенная временная диаграмма переключений 16 разрядов регистра, работающего по алгоритму рис. 3 с наложенными импульсами сдвига матричного регистра («темные» импульсы). Разница импульсов от совмещения представлена «светлыми» импульсами. Импульсы сдвига для классического сдвига на рис. 4 не показаны (они заполнили бы все поле рисунка в пределах проведенных линий).

Подсчитаем количество импульсов переключения для матричного регистра. Число регистров, принимающих параллельный код, равно  $m-1$ , т. к. первый регистр принимает код последовательно; число переключений при этом составит

$$N_1 = \frac{(m-1)(m-1+1)}{2}k = \frac{n(m-1)}{2}, \quad (1)$$

где  $n=m \times k$ .

Число переключений при последовательном сдвиге

$$N_2 = \frac{mk(k+1)}{2} = \frac{n(k+1)}{2}. \quad (2)$$

Суммарное количество импульсов переключения для матричного регистра

$$N_3 = \frac{n(m-1)}{2} + \frac{n(k+1)}{2} = \frac{n(m+k)}{2}. \quad (3)$$

Динамическая мощность *n*-разрядного матричного регистра [3]

$$P_m \cong k_o \frac{n(m+k)}{2} f_m, \quad (4)$$

где  $k_o$  — обобщенный коэффициент;

$f_m$  — частота работы матричного регистра.

Динамическая мощность классического регистра

$$P_k \cong k_o 2n^2 f_k, \quad (5)$$

где  $f_k$  — частота работы классического регистра.

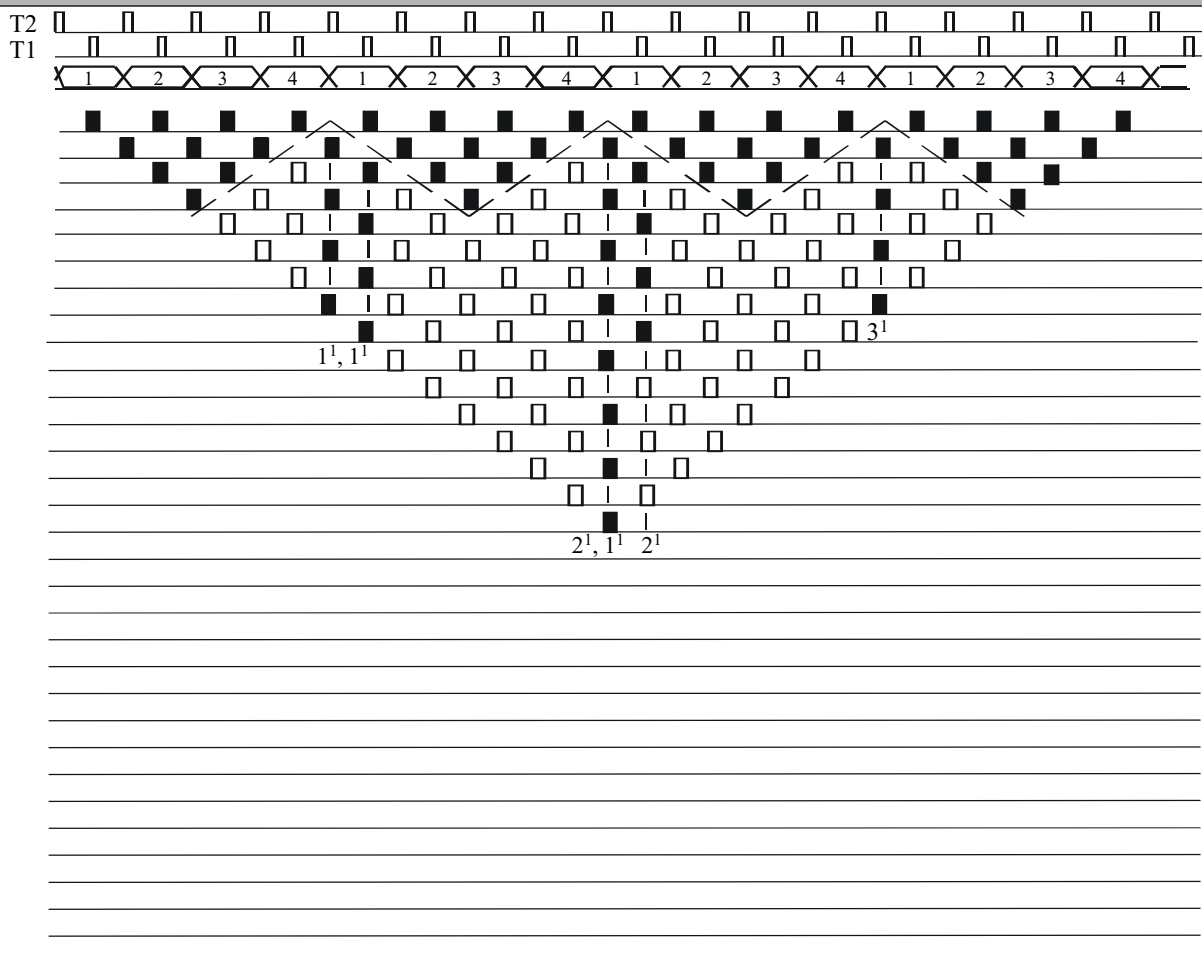


Рис. 4. Совмещенная временная диаграмма

Определим зависимость между частотами  $f_M$  и  $f_K$  при условии выделения одинаковой мощности:

$$k_0 2n^2 f_K = k_0 \frac{n(m+k)}{2} f_M; f_M = f_K \frac{4n}{m+k}. \quad (6)$$

Для 16-разрядного регистра

$$f_M = f_K \frac{4 \cdot 16}{4+4} = 8f_K. \quad (7)$$

Таким образом, для матричного 16-разрядного регистра предельную рабочую частоту можно увеличить в 8 раз.

Динамическая мощность для регистра, работающего по алгоритму рис. 3,

$$P_A \cong \frac{k_0 n(n+1)}{2} f_A, \quad (8)$$

где  $f_A$  — частота работы регистра, работающего по алгоритму рис. 3.

При условии  $P_A = P_M$

$$\frac{k_0 n(m+k)}{2} f_M = \frac{k_0 n(n+1)}{2} f_A;$$

$$f_M = f_A \frac{n+1}{m+k}. \quad (9)$$

Для 16-разрядного матричного регистра

$$f_M = f_A \frac{16+1}{8} \cong 2f_A. \quad (10)$$

Таким образом, для матричного 16-разрядного регистра, кроме экономии 8 триггеров, увеличивается предельная рабочая частота в 2 раза. Из рис. 4 видно, что число переключений триггеров в каждый момент времени меньше, чем в регистре с классическим сдвигом, что повышает помехоустойчивость матричного регистра [5, с. 268].

**Выводы**

Приведенная схема матричного регистра обладает, в сравнении с классическим регистром, следующими преимуществами:

- экономится оборудование;
- повышается предельная частота работы;
- уменьшается статическая мощность;
- уменьшается динамическая мощность;
- повышается помехоустойчивость.

**ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ**

1. А. с. 337825 СССР. Параллельно-последовательный сдвигающий регистр / В. П. Тесленко-Пonomаренко. — 1972. — Бюл. № 15.
2. Майоров С. А., Кириллов В. В., Приблуда А. А. Введение в микроЭВМ. — Л.: Машиностроение, 1988.
3. Куценко Г. В. Схемное решение построения каскадного регистра сдвига // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. — 2004. — № 6. — С. 52—55.
4. Малахов В. П., Ситников В. С., Ядвичук П. В. Реализация элементов быстродействующего цифрового фильтра на ПЛИС // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. — 2004. — № 4. — С. 3—8.
5. Наумов Ю. Е. Интегральные логические схемы. — М.: Сов. радио, 1970.

А. В. КРАВЧЕНКО, к. ф.-м. н. С. В. ПЛАКСИН,  
к. ф.-м. н. И. И. СОКОЛОВСКИЙ

Украина, г. Днепрпетровск, Ин-т технической механики,  
Ин-т транспортных систем и технологий  
E-mail: svp@westa-inter.com

Дата поступления в редакцию  
14.02 2005 г.

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

## АКТИВНОЕ ТЕРМОСТАТИРОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЧ-ГЕНЕРАТОРОВ

*Представлена реверсивная схема непрерывного терморегулирования волноводных генераторов на диодах Ганна на базе термоэлектрических микроохладителей на эффекте Пельтье.*

Параметры радиотехнических систем диапазона сверхвысоких частот напрямую зависят от стабильности частоты источников сигнала. Степень использования полупроводниковых источников СВЧ-сигнала (на лавинно-пролетных диодах, на диодах Ганна), пришедших на смену вакуумным приборам, зависит в первую очередь от того, удастся ли решить задачу температурной стабилизации частоты, а обеспечение температурной стабилизации параметров полупроводникового генератора является задачей не менее значимой, чем обеспечение кратковременной стабильной частоты или требуемого уровня СВЧ-сигнала на выходе устройства [1, 2].

Указанная задача может быть решена методом термокомпенсации и методом активной термостабилизации. Первый метод основан на использовании температурной зависимости диэлектрической проницаемости материала вкладышей специальных форм, вводимых в резонансную систему. Например, в [3] предложен способ термокомпенсации диодного СВЧ-генератора, согласно которому внутри резонатора размещается диэлектрический компенсатор эксцентрической формы. При вращении компенсатора вследствие неравномерности электромагнитного поля в резонаторе изменяется доля включения его в резонатор, что позволяет плавно регулировать температурный коэффициент частоты (ТКЧ) генератора механизмом подстройки.

При конструировании анализ системы "диод—резонатор" рекомендуется выполнять на основе теории малых возмущений. Однако поле в окрестности диода распределено крайне неравномерно, механизм контролирующего влияния СВЧ-поля в резонаторе на процессы в диодах Ганна и в лавинно-пролетных диодах сложен и до конца еще не изучен, и практическая реализация такого подхода при построении перестраиваемых генераторов с заранее заданными параметрами затруднена. Экспериментальным путем подобрать форму компенсатора и место его включения в резонаторе (даже на заданной частоте генерации или в узком диапазоне частот) довольно сложно. В силу сложной час-

тотной зависимости как реактивной, так и активной составляющей проводимости генераторных СВЧ-диодов, при перестройке частоты эта компенсация разрушается и восстановление компенсации может быть достигнуто только заменой компенсатора одной формы на компенсатор другой формы. Естественно, что такой подход к обеспечению температурной стабильности нельзя признать продуктивным.

Типичные значения ТКЧ генератора на диоде Ганна с использованием составных диэлектрических резонаторов составляют  $6 \cdot 10^{-6} 1/^\circ\text{C}$ , а с использованием в составе колебательной системы стабилизирующих цилиндрических объемных резонаторов из термостабильных сплавов (инвара) —  $(1...3) \cdot 10^{-6} 1/^\circ\text{C}$ . Для ряда применений, например для построения конверторов частоты в необслуживаемых радиорелейных линиях связи [4], такая стабильность частоты является недостаточной.

Зарубежная и отечественная практика обеспечения температурной стабильности полупроводниковых СВЧ-генераторов показала, что более эффективным средством решения указанной задачи является активная термостабилизация с применением термоэлектрических охладителей на эффекте Пельтье. В этом случае при разработке схем термостабилизации СВЧ-генераторов следует учитывать специфику применения этих схем. Так, широко известные схемы позиционного регулирования температуры и тиристорные схемы терморегуляторов [5] не в состоянии обеспечить высокую точность поддержания температуры и, кроме того, являются источником дополнительных помех. Вследствие этого использование таких схем при термостатировании высокочувствительных схем затруднено, а иногда и полностью исключено (например при разработке генераторов с низким уровнем АМ- и ЧМ-шумов, когда второе обстоятельство приобретает существенное значение).

С учетом приведенных выше обстоятельств нами была разработана реверсивная схема с однополярным питанием для непрерывного термостатирования генераторных модулей, прошедшая тщательную проверку в процессе разработки и испытаний блока местных гетеродинов РЛС миллиметрового диапазона.

На рисунке приведена принципиальная электрическая схема устройства для активной терморегуляции. Мостовой усилитель постоянного тока выпол-

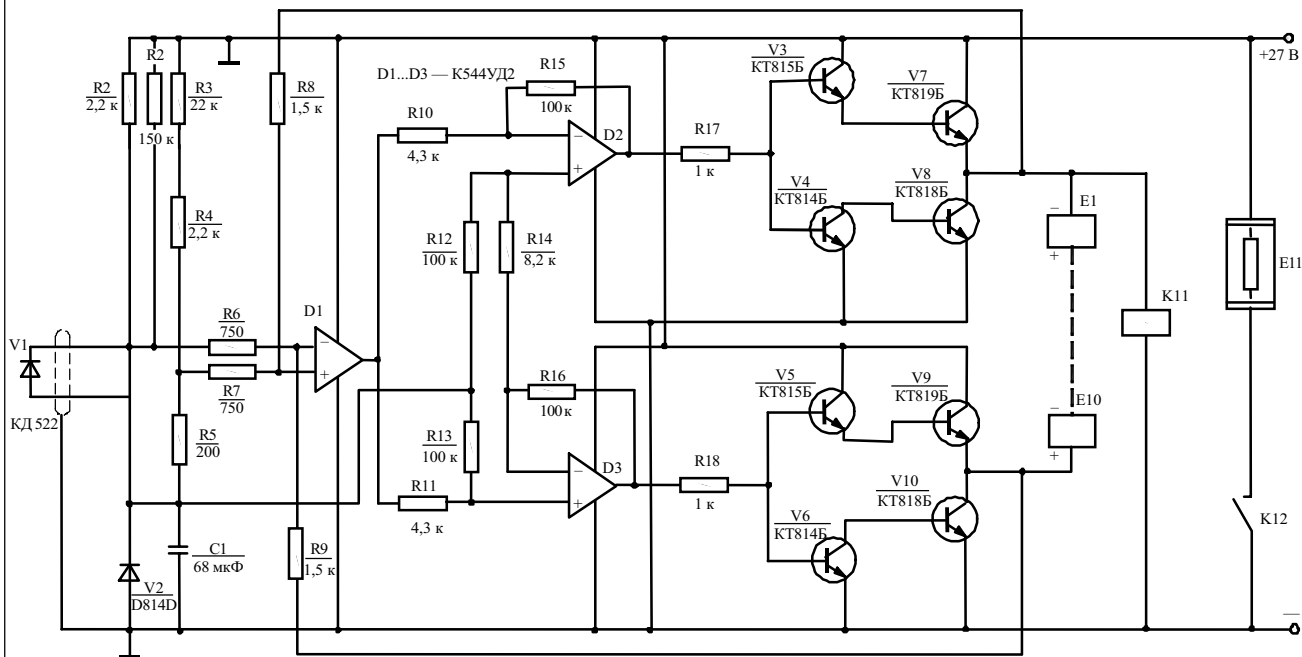


Схема активного термостатирования

нен на трех микросхемах типа К544УД2 с усилителем мощности на составных транзисторах V3—V10. Измерительный мост собран на резисторах R2—R5. В качестве термодатчика использован полупроводниковый диод КД503А, который размещен вблизи генераторного диода (непосредственно на корпусе камеры). При этом использован принцип Понселе. Генераторный модуль помещен в термостат, образованный металлическим корпусом, одной из стенок которого являлся радиатор, а все остальные стенки снабжены теплоизолятором (из пенопласта). Температура термостата устанавливается при помощи подстроечного резистора R3 и составляет  $20 \pm 1^\circ\text{C}$ . Для повышения устойчивости работы усилителя он охвачен глубокими отрицательными связями посредством резисторов R8, R9.

В качестве активного элемента (охладителя) использованы восемь последовательно соединенных термоэлектрических микроохладителей типа ТЭБ-023.

В приведенной схеме предусмотрена возможность повышения скорости выхода генератора на режим за счет форсированного подогрева нагревательным элементом E11, включенным через реле K11 (РЭН-34). Транзисторы КТ818Б при полярности, указанной на схеме, являются дополнительным нагревателем и благоприятствуют более быстрому выходу блока в заданный режим. Для блока с шестью генераторными модулями волноводной конструкции на диодах Ганна, построенными с использованием опорных стабилизирующих цилиндрических резонаторов, возбуждаемых на волне типа  $H_{01n}$ , скорость выхода на режим в температурном интервале от  $-70^\circ\text{C}$  до  $+60^\circ\text{C}$  составляет не более 7 мин. Общая масса блока 4,1 кг.

Рассмотренная схема активного термостатирования обеспечивает поддержание температуры термостата с точностью до  $0,03^\circ\text{C}$ , оцениваемой нами по уходу частоты генерации. Использование схемы активного термостатирования позволяет достигнуть ТКЧ около  $10^{-7}$   $1/^\circ\text{C}$ . При этом выходная мощность

увеличивается на 20—25% по сравнению с неохлаждаемым модулем в области положительных температур окружающей среды. Одновременно улучшается амплитудно-частотная характеристика модуля.

Эквивалентная шумовая мощность, измеренная в режиме генерирующего преобразователя [6], составляет величину менее  $5 \cdot 10^{-17}$  Вт/Гц на расстояниях 3—8 ГГц от несущей и около  $10^{-18}$  Вт/Гц на расстояниях 30—60 МГц от несущей в диапазоне частот 32—37 ГГц, что более чем на порядок меньше эквивалентной шумовой мощности неохлаждаемых генераторов в этом диапазоне частот в области положительных температур окружающей среды.

Таким образом, активное термостатирование СВЧ-генераторов с использованием в качестве источников "тепло-холод" термоэлектрических устройств позволяет улучшить их основные характеристики при достаточно высоких показателях надежности.

## ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Кравченко А. В., Крысь В. Я., Соколовский И. И. Сравнительный анализ методов стабилизации полупроводниковых СВЧ генераторов миллиметрового диапазона // Тез. докл. I Укр. симп. «Физика и техника мм и субмм радиоволн». Ч. 1.— Харьков: ИПЭ АН УССР, 1991.— С. 185.
2. Новоженин В. М. Исследования флуктуации частоты генератора Ганна // Изв. вузов. Радиоэлектроника.— 1980.— Т. 23, № 10.— С. 75—77.
3. Лосев С. В. Способ уменьшения температурного коэффициента частоты твердотельных генераторов СВЧ // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ.— 1982.— № 11.— С. 63—64.
4. Соколовский И. И. Конвертор частоты на диоде с переносом электронов.— В кн.: Элементная база устройств и систем когерентной оптики.— Тула: Изд-во Тульского политехн. ин-та, 1981.— С. 115—120.
5. Ингберман М. И., Фромберг Э. М., Грабой Л. П. Термостатирование в технике связи.— М.: Связь, 1979.
6. Albrecht P., Bechteller M. Noise figure and conversion on loss of self-excited Gunn-diode mixers // Electr. Lett.— 1970.— Vol. 6, N 11.— P. 28—29.



[www.MVK.ru](http://www.MVK.ru) (095) 105-34-42

**enelexpo**  
26 – 29 сентября 2005

Международная специализированная выставка отраслей электротехники и электроэнергетики

**ЭЛЕКТРОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИКА XXI ВЕКА**

**ТЕМАТИКА ВЫСТАВКИ**

- электроэнергетические технологии и оборудование • электрические машины, приборы, аппараты • электротехнические системы и устройства
- нетрадиционная и малая энергетика • средства передачи и распределения электроэнергии • электроприводы, системы управления и т.д.

Выставка сопровождается Всемирным Электротехническим Конгрессом (ВЭЛК-2005)

Выставка:	ENELEXPO-2005
Организаторы:	выставочный холдинг MVK, Академия электротехнических наук РФ, ОАО «ВНИИЭП»
Почтовый адрес:	107113, Москва, Сокольнический Вал, 1, павильон 4
Дирекция выставки:	Тел./факс: +7 (095) 105-34-42, 995-05-95; e-mail: <a href="mailto:msa@mvk.ru">msa@mvk.ru</a>

**РОССИЯ, МОСКВА, КУЛЬТУРНО-ВЫСТАВОЧНЫЙ ЦЕНТР «СОКОЛЬНИКИ»**

[www.enelexpo.ru](http://www.enelexpo.ru)

При поддержке:



Национальный выставочный центр «СКОЛОВО»

Генеральный информационный спонсор:



Информационные спонсоры:



Интернет-поддержка:



[www.pta-expo.ru](http://www.pta-expo.ru)

Ведущая в России выставка оборудования и программного обеспечения для промышленной автоматизации и встраиваемых систем



**ПТА-2005** Москва, 18-21 октября

одновременно с выставкой **ChipEXPO 2005**

**ОРГАНИЗАТОР**

Выставочная компания **Экспопротекс**

(095) 234-2210 (343) 376-2476  
(812) 326-2217 +38 044 252-9471

E-mail: [info@pta-expo.ru](mailto:info@pta-expo.ru) [www.pta-expo.ru](http://www.pta-expo.ru)

**ПТА-Урал 2005** Екатеринбург, 6-8 декабря

**ПТА-Украина 2005** Киев, 29 ноября – 2 декабря

**ПТА Северо-Запад 2006** Санкт-Петербург, 14-17 марта



ГРУППА КОМПАНИЙ



Научно-производственный криклекс группы компаний Сатурн



Промышленные защищенные ноутбуки TS Strong@Master 7020T



Промышленный защищенный планшетный компьютер ППК "Гранат" на виброизолирующей платформе

Промышленные защищенные ноутбуки TS Strong@Master 7020 T на виброизолирующей платформе.



Щитовая промышленная рабочая станция



Воздушный компрессор Оселция

Промышленный компьютер

# САТУРН® ДЕЙТА ИНТЕРНЕШЕНЛ

НАДЕЖНЫЕ СОВРЕМЕННЫЕ РЕШЕНИЯ  
И КОМПОНЕНТЫ ДЛЯ ПРОМЫШЛЕННЫХ  
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И АВТОМАТИКИ



- Разработка, производство, дистрибуция, поставка, внедрение, консультации
- АСУТП предприятий различных отраслей промышленности
- Оборудование и системы измерения, контроля, диагностики, автоматизации промышленных объектов и научных исследований
- Комплексные сетевые решения, сетевое и телекоммуникационное оборудование
- Промышленные защищенные: ноутбуки TS Strong@Master 7020T, планшетные компьютеры ППК "Гранат", карманные компьютеры "Кулон"
- Промышленные компьютеры и контроллеры для систем управления
- Серверы, комплектующие, рабочие станции
- Разработка и интеграция прикладного программного обеспечения, системы SCADA, современные диспетчерские
- Системы учета и контроля энергоносителей и горюче-смазочных материалов
- Системы автоматического управления и регулирования ГПА и КС, актуаторы дизельных двигателей Heitzmal
- Аппаратура виброконтроля и вибродиагностики, вибростенды
- Измерительные и управляющие модули SDI
- Системы искро- и грозозащиты
- Защитные костюмы, маски, шлемы, каски, концерна Dräger
- Стационарные системы газоанализа Alter
- Дыхательные аппараты, водолазное оборудование, компрессоры Dräger
- Приборы и системы контроля трезвости Alcotest
- Портативные измерители октанового числа бензина системного применения
- Системы радиорелейной, тропосферной и космической связи, цифровые АТС
- Системы обеспечения технологической, экологической и личной безопасности



Портативные газоанализаторы

Портатив Alcotest



Стационарные системы газоанализа



Модули YCO для распределенных систем



Системный портативный измеритель октанового числа бензина ОКМ-1



Личные выдыхательные сети

Кабельные системы

Дыхательная маска F2, шлем защитный, костюм жидкопарный

Оборудование диспетчерских залов



Серверы

Радиорелейная станция



Системы сбора информации



+380 (44) 457 5555  
+380 (44) 241 8529  
E-mail: saturn@saturn-data.com  
www.saturn-data.com



Пишите  
Подписывайтесь  
Читайте

Намер готовили  
Винница, Днепропетровск, Киев, Львов, Москва,  
Одесса, Санкт-Петербург, Харьков, Черновцы.

ISSN 0130-6243 ТЕХНОЛОГИЯ И КОНСТРУИРОВАНИЕ В ЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЕ. № 3(57). 2005 г.